

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.9+537.5

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА

А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение (193).	
I. Равновесие, устойчивость и формирование излучающих разрядов . . .	195
2. Основные уравнения, описывающие динамику плазмы излучающих разрядов (195). 3. Равновесие сильноточных излучающих разрядов (197).	
а) Равновесие излучающих разрядов в оптически непрозрачной плазме (198).	
б) Равновесие излучающих разрядов в оптически прозрачной плазме (200).	
в) Равновесие излучающих разрядов в оптически полупрозрачной плазме (202).—4. Устойчивость сильноточных излучающих разрядов (203). а) Силовые неустойчивости в сильноточном разряде конечной проводимости (204).	
б) Перегревная неустойчивость (205).—5. Нестационарные сильноточные разряды (206). а) Вопросы формирования сильноточных разрядов (206).	
б) Самосжатый разряд переменного тока (208).—6. Сильноточный разряд в газе при высоком давлении (208).	
II. Экспериментальные исследования сильноточных излучающих разрядов	210
7. Динамика сильноточных разрядов, образованных электрическим взрывом проводников в вакууме (210). 8. Сильноточный разряд в литии (213).	
9. Равновесные характеристики оптически непрозрачных разрядов (215).	
10. Исследование устойчивости сильноточных самосжатых разрядов (217).	
11. Выход излучения и энергетический баланс в разряде (219). 12. Основные характеристики сильноточных разрядов, образованных взрывом проволок в плотной среде (220). а) Быстрые (квазиравновесные) разряды в атмосфере (221). б) Медленные (нестационарные) разряды в атмосфере (222).—13. Формирование и динамика коаксиальных плазменных оболочек (225).	
III. Заключение	226
Цитированная литература	228

1. В в е д е н и е. Электрический разряд в газах уже давно используется в качестве источника света в разных областях науки и техники. Наиболее широкое распространение получили так называемые ксеноновые лампы^{1,2}, представляющие собой слаботочный дуговой разряд в ксенеоне при пониженных давлениях. Под слаботочным понимается такой разряд, в котором проводящий ионизованный газ (плазма) не удерживается магнитным полем разрядного тока и поэтому находится в непосредственном контакте со стенками ограничивающего разряд сосуда. Очевидно, что вследствие контакта плазмы со стенками сосуда интенсивность слаботочных электроразрядных источников света оказывается не очень высокой; как правило, она не превышает интенсивности излучения черного тела с температурой $T \approx 1-1,5$ эв.

Учитывая все возрастающие запросы науки и техники в высокоинтенсивных источниках света, уже начиная с пятидесятых годов внимание исследователей привлекли сильноточные импульсные разряды, в которых плазма удерживается в равновесии магнитным полем разрядного тока. При надлежащем выборе вещества разрядной плазмы, ее плотности, конфигурации разряда и параметров электрической цепи можно создать условия, когда запасенная в накопителе электрическая энергия почти полностью будет преобразовываться в энергию излучения. Результаты ранних исследований сильноточных разрядов как источников света можно найти в обзорных работах ^{3, 4}. Эти исследования, однако, в подавляющей части были чисто экспериментальными, не говоря уже о том, что они проводились все еще на низком уровне мощности. Систематическое изучение физики мощных сильноточных разрядов в условиях, когда они могут использоваться в качестве интенсивных источников света, началось в самое последнее время, после того как в работе ⁵ была показана эффективность таких разрядов для накачки ОКГ. При этом сильноточные разряды особенно перспективны как источники ультрафиолетового или более коротковолнового излучения. Помимо уже упомянутого применения для накачки различных типов ОКГ, такие мощные импульсные источники излучения находят широкое применение, например, в химии для осуществления импульсного фотолиза ⁶ и в других областях науки и техники.

Представляющие интерес для накачки мощных ОКГ источники излучения должны обладать следующими основными характеристиками: эффективная температура источника, соответствующая температуре излучающей поверхности абсолютно черного тела, должна составлять $T \approx 2-10$ эв при длительности излучения $\tau = 30-100$ мксек. Очевидно, что поддерживать плотную плазму с концентрацией заряженных частиц $N_p \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ столь длительное время при такой высокой температуре возможно лишь путем ее непрерывного омического нагрева большим разрядным током, способным также вызвать магнитное сжатие плазмы в разряде (пинч-эффект).

Следует отметить, что сильноточный самосжатый разряд теоретически впервые был рассмотрен Беннетом ⁷, а затем в 50-х годах подробно исследовался в многочисленных теоретических и экспериментальных работах (подробную библиографию можно найти в монографиях ^{8,9} *) с целью получения высокотемпературной плазмы для осуществления управляемого термоядерного синтеза. Эксперименты показали, что время существования высокотемпературного самосжатого разряда измеряется всего лишь несколькими микросекундами, после чего он становится в высшей степени неустойчивым и разрушается. Такое поведение самосжатого разряда в высокотемпературной плазме впоследствии было объяснено в теоретических работах ряда авторов, построивших магнитогидродинамическую теорию устойчивости таких разрядов ¹². Теорию эту, однако, применить для описания физических процессов в интересующих нас излучающих разрядах, строго говоря, нельзя, так как в термоядерных исследованиях речь идет о не очень плотной, оптически прозрачной высокотемпературной плазме в условиях, когда излучение не играет существенной роли в динамике и энергетике разряда, в то время как для источников света используются разряды в оптически плотной и относительно низкотемпературной плазме. В такой плазме излучение играет определяющую роль в процессе развития разряда. Кроме того, в низкотемпературной плазме

*) Обзор новейших исследований высокотемпературного термоядерного пинч-эффекта, так называемого плазменного фокуса, дан в работах ^{10, 11}.

существенными становятся эффекты, обусловленные конечной проводимостью плазмы (отсутствие скинирования тока, диффузия электрического и магнитного полей и др.), не играющие практически никакой роли в случае высокотемпературной термоядерной плазмы.

Теория равновесия и устойчивости сильноточного самосжатого разряда с учетом конечной проводимости и излучения развивалась в работах ¹³⁻¹⁸ (см. также ¹⁹⁻²¹). Результаты, касающиеся формирования такого разряда в вакууме и газах при высоких давлениях, изложены в ¹⁹⁻²⁶. Наконец, в работах ²⁷⁻²⁹ были развиты численные методы решения магнитогидродинамических уравнений с учетом излучения для задач формирования разряда в плотной низкотемпературной плазме. Результаты первых работ по исследованию излучающих разрядов приведены в обзорном докладе на IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах ³⁰ (Бухарест, 1969 г.). С того времени наши знания в области излучающих разрядов значительно углубились благодаря дальнейшим систематическим экспериментальным исследованиям, проводимым в основном в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР и на физическом факультете Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, уточнению теоретических представлений и совершенствованию численных методов анализа динамики сильноточных излучающих разрядов.

Цель настоящего обзора состоит в изложении экспериментальных результатов изучения излучающих разрядов различных конфигураций и в сравнении их с современной теорией. Обзор состоит из двух частей. В первой части кратко изложены результаты теоретического анализа равновесия, устойчивости и формирования излучающих разрядов в вакууме и газах. Вторая часть посвящена анализу результатов экспериментальных исследований. Наконец, в Заключение кратко обсуждены перспективы использования излучающих разрядов в качестве мощных источников света, указаны оптимальные параметры таких разрядов в различных условиях и намечены пути дальнейших исследований.

1. РАВНОВЕСИЕ, УСТОЙЧИВОСТЬ И ФОРМИРОВАНИЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАЗРЯДОВ

2. Основные уравнения, описывающие динамику плазмы излучающих разрядов. Как уже отмечалось выше, выбор параметров разряда (его линейных размеров, формы, сорта газа, плотности и температуры) диктуется параметрами излучения в нужной области спектра и необходимой длительностью подсветки. Характерная область изменения параметров излучающих разрядов такова: температура $T \approx 2-10$ эв, плотность ионов $N \approx 10^{18}-10^{21}$ см⁻³, длительность $\tau \approx 30-100$ мксек и линейный размер (толщина токового слоя) $r_0 \approx 1$ см. При такой температуре плазма в разряде, очевидно, будет практически полностью ионизованной и для ее удержания требуются магнитные поля разрядного тока $B = \sqrt{8\pi N\kappa T} \sim 10^4 - 10^5$ э. Длина свободного пробега частиц в такой плазме, легко понять, значительно меньше ее размеров и ларморовского радиуса вращения частиц в магнитном поле тока, благодаря чему кинетические коэффициенты оказываются изотропными, причем в процессе развития разряда в каждой точке пространства успевает устанавливаться локальное термодинамическое равновесие (ЛТР). Поэтому для описания динамики интересующей нас плазмы применима система уравнений магнитной гидродинамики с учетом потока

излучения ³¹:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \sigma \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{B}] \right\}, \\ -c \operatorname{rot} \mathbf{E} &= \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{v}, \mathbf{B}] - \frac{c^2}{4\pi} \operatorname{rot} \left(\frac{1}{\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{B} \right), \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} &= 0, \\ \rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right] &= -\nabla P + \frac{1}{4\pi} [\operatorname{rot} \mathbf{B}, \mathbf{B}], \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon + \frac{B^2}{4\pi} \right) + \operatorname{div} \left[\rho \mathbf{v} \left(\frac{v^2}{2} + \varepsilon + \frac{P}{\rho} \right) \right] &= \mathbf{j} \mathbf{E} - \operatorname{div} \mathbf{S}, \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

где $\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}$ — магнитная индукция и электрическое поле, $\mathbf{j}$ — плотность тока, v — скорость течения плазмы, ρ — плотность плазмы, P — давление, ε — внутренняя энергия, σ — проводимость плазмы, $\mathbf{S}$ — вектор потока излучения, c — скорость света. Для полностью ионизованной плазмы в приближении идеального газа (в рассматриваемых нами условиях такое приближение хорошо обосновано ^{19, 20})

$$\left. \begin{aligned} P &= (1+z) \kappa N T = \frac{(1+z) \rho \kappa T}{M_i} = v_s^2 \rho, \\ \varepsilon &= c_v T = \frac{3}{2} \frac{(1+z) \kappa T}{M_i} = \frac{3}{2} v_s^2, \\ \sigma &= \frac{\alpha}{z} T^{3/2}, \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

где M_i — масса ионов плазмы, z — их эффективный заряд (в интересующей нас области параметров $z \approx 2-3$), $v_s = \sqrt{(\kappa T/M_i)(1+z)}$ — скорость изотермического звука, а $\alpha \approx 4 \cdot 10^7$.

В уравнениях (2.1) мы пренебрегли электронной теплопроводностью плазмы по сравнению с лучистым потоком тепла, а также вязкостью плазмы, что для указанных выше параметров излучающих разрядов оправдано с большим запасом ^{19, 20}. Вектор потока излучения $\mathbf{S}$ определяется путем решения уравнения переноса, а именно ³¹

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \int_0^\infty d\nu \int d\Omega \mathbf{I}_\nu, \\ \nabla \mathbf{I}_\nu &= \kappa_\nu (I_{\nu p} - I_\nu) (1 - e^{-h\nu/\kappa T}). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь I_ν — спектральная плотность интенсивности излучения в телесный угол Ω , $I_{\nu p} = 2h\nu^3 c^{-2} (e^{h\nu/\kappa T} - 1)^{-1}$ — равновесная интенсивность излучения, а κ_ν — коэффициент поглощения квантов с частотой ν , который определяется тем или иным механизмом поглощения света, играющим преобладающую роль (явные выражения для κ_ν можно найти в ³¹).

Наибольший интерес, естественно, представляют такие условия разряда, когда конкретный характер поглощения света в плазме слабо влияет на основные параметры источника. Это имеет место в оптически непрозрачной плазме, средний пробег квантов в которой меньше характерных линейных размеров разряда, точнее, когда $l_p \ll r_0$, где l_p — росселандов пробег квантов в среде. Выражения для l_p для различных механизмов поглощения света приведены в ³¹. Здесь мы выпишем наиболее характер-

ные из них, используемые ниже:

$$l_p = \frac{10^{22} T^{7/2}}{z N^2} \times \begin{cases} 480 z^{-2}, \\ 1,3 (z^2 + z)^{-1}, \\ 4,4 (1 + z)^{-2}, \end{cases} \quad (2.4)$$

соответственно для механизмов поглощения при свободно-свободных переходах, для веществ с одним ионизационным уровнем поглощения (типа лития) и для сред с многократно ионизованными атомами. Для оптически непрозрачной плазмы поток излучения

$$\mathbf{S} = -\frac{16}{3} \hat{\sigma} T^3 l_p \nabla T, \quad (2.5)$$

где $\hat{\sigma} = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \text{град}^4 \text{сек}$ — постоянная Стефана — Больцмана. В этом пределе говорят о приближении лучистой теплопроводности. Излучение плазмы при этом носит поверхностный характер и подобно излучению черного тела.

В обратном пределе, когда $l_p \gg r_0$, плазма в разряде является оптически прозрачной, а излучение носит объемный характер. Для оптически прозрачных сред³¹

$$\text{div } \mathbf{S} = 10^{-27} N^2 z \sqrt{T} \times \begin{cases} 1,5 z^2, \\ 0,3 z (1 + z) \frac{J}{\kappa T}, \\ 2,1 (1 + z)^2 \frac{\bar{J}}{\kappa T} \end{cases} \quad (2.6)$$

соответственно для указанных выше механизмов поглощения, причем J — потенциал ионизации веществ с одним ионизационным уровнем, а $\bar{J} \sim \kappa T$ (см.³¹) — средний потенциал ионизации многократно ионизованных атомов.

Наконец, в условиях $l_p \sim r_0$, т. е. в случае полупрозрачного (серого) тела, необходимо решать уравнения (2.3); они не упрощаются, а следовательно, наиболее сильно проявляются конкретные механизмы поглощения света в среде.

В основу теоретического анализа равновесия, устойчивости и формирования излучающих разрядов были положены уравнения (2.1) — (2.6). При численных решениях задачи они в ряде случаев дополнялись уравнениями для внешней цепи и модельными граничными и начальными условиями. Эти соотношения, однако, удобнее формулировать для каждой конкретной задачи в отдельности.

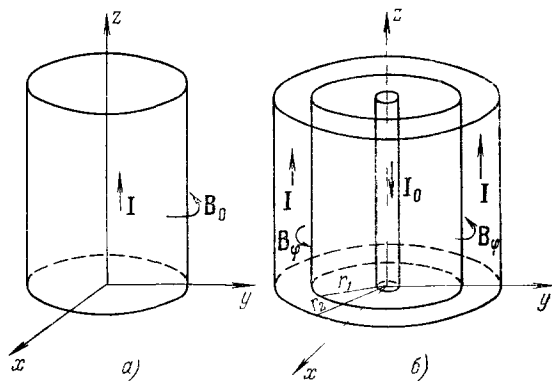


Рис. 1.

3. Равновесие сильноточных излучающих разрядов. Для исследования физических процессов в излучающих разрядах обычно рассматриваются два конкретных варианта геометрии разряда: простой цилиндрический разряд (z-пинч) и поверхностный разряд с обратным осевым током (система триакс, или обратный пинч), представленные на рис. 1, а и б соответственно. В этом разделе приводятся

результаты исследования равновесия таких разрядов в оптически непрозрачной, прозрачной и серой (полупрозрачной) плазме.

а) *Равновесие излучающих разрядов в оптически непрозрачной плазме.* Равновесное состояние разряда (распределение плотности, температуры и магнитного поля) в оптически непрозрачной плазме определяется путем решения стационарных уравнений (2.1), (2.2) и (2.5) при $v_0 = 0$ и с граничными условиями, соответствующими симметрии задачи и условию излучения с поверхности черного тела. Эту задачу, однако, в общем случае аналитически решить не удастся. Но в этом для интересующей нас проблемы разрядов как эффективных источников света и нет необходимости. Дело в том, что разряд в оптически непрозрачной плазме может служить эффективным источником света при условии высокой степени однородности температуры по сечению плазмы. В этом предположении система уравнений (2.1), (2.2) и (2.5) легко решается, и для распределения равновесных величин в случае простого цилиндрического разряда (z-пинч) получаем ^{16, 20}

$$\rho_0 = \rho_0(0) \left(1 - \frac{r^2}{r_p^2}\right), \quad P_0 = P_0(0) \left(1 - \frac{r^2}{r_p^2}\right), \quad B_0 = \sqrt{4\pi P_0(0)} \frac{r}{r_p}, \quad (3.1)$$

$$T_0 = T_0(0) \left[1 - \frac{r^2}{r_T^2} \left(1 - \frac{r^2}{r_p^2} + \frac{r^4}{3r_p^4}\right)\right],$$

где характерные размеры неоднородности плотности r_p и температуры r_T

$$r_p^2 = \frac{c^2 P_0(0)}{\pi \sigma_0^2(0) E_0^2}, \quad \frac{r_T^2}{r_p^2} = \frac{64\pi}{3} \frac{\hat{\sigma}_0(0) T_0^4(0) l_p(0)}{c^2 P_0(0)} \gg 1. \quad (3.2)$$

$P_0(0)$, $T_0(0)$, $\rho_0(0)$, $\sigma_0(0)$ и $l_p(0)$ — значения равновесных параметров на оси разряда. Не представляет труда выразить их через полное число частиц N_Π , захваченных в разряд, и полный разрядный ток I_Π :

$$T_0 = \frac{I_\Pi^2}{2(1+z) c^2 \kappa N_\Pi} = 3,6 \cdot 10^{13} \frac{I_\Pi^2}{(1+z) N_\Pi}, \quad N_0(0) = \frac{3}{2\pi} \frac{N_\Pi}{r_p^2}; \quad (3.3)$$

$$r_p = \frac{(2N_\Pi(1+z) \kappa c^2)^{11/6}}{\left(2\pi^2 c^2 \frac{\alpha}{z}\right)^{1/3} I_\Pi^3} = 8,15 \cdot 10^{-21} z^{1/3} (1+z)^{11/6} \frac{N_\Pi^{11/6}}{I_\Pi^3}.$$

Излучение разряда в оптически непрозрачной плазме, естественно, совпадает с излучением поверхности абсолютно черного тела, и в случае рассмотренного выше z-пинча его полная мощность с единицы длины разряда составляет

$$W = 2\pi r_p \hat{\sigma} T_0^4 = \frac{2\pi \hat{\sigma} I_\Pi^5}{[2(1+z) c^2 \kappa N_\Pi]^{13/6} (2\pi^2 c^2 \alpha/z)^{1/3}} = \frac{5,1 \cdot 10^{23} z^{1/3} I_\Pi^5}{(1+z)^{13/6} I_\Pi^{13/6}}. \quad (3.4)$$

Для увеличения площади излучающей поверхности, а вместе с ней и общей мощности излучения с единицы длины разряда удобно в качестве источника света использовать обратный пинч. Равновесие излучающих разрядов такого типа исследовалось в работах ^{14-16, 18, 19}, в которых было показано, что выбор отношения большого радиуса поверхностного разряда к его толщине достигается подбором величины обратного тока. В частности, в условиях, когда обратный ток близок к половине прямого разрядного тока, большой радиус разряда намного превосходит его толщину, и разряд действительно носит квази плоский поверхностный характер. Из стационарных уравнений (2.1), (2.2) и (2.5) для распределения

равновесных величин в обратном пинче в оптически непрозрачной плазме получаем

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \rho_m \left(1 - \frac{x^2}{x_p^2}\right), \quad P_0 = P_m \left(1 - \frac{x^2}{x_p^2}\right), \quad B_0 = \sqrt{8\pi P_m} \frac{x}{x_p}, \\ T_0 &= T_m \left[1 - \frac{x^2}{x_T^2} \left(1 - \frac{x^2}{x_p^2} + \frac{x^4}{3x_p^4}\right)\right], \end{aligned} \quad (3.5)$$

где

$$x_p = \frac{c^2 P_m}{2\pi \sigma_m^2 E_0^2}, \quad \frac{x_T^2}{x_p^2} = \frac{64\pi \sigma_m^4 T_m^4 l_m}{3c^2 P_m} \gg 1. \quad (3.6)$$

ρ_m , P_m , T_m , σ_m и l_m — значения равновесных величин в точке максимальной плотности, т. е. при $x = 0$. Так же как и в случае z-пинча, не представляет труда эти величины выразить через полное число захваченных в разряде частиц, прямой (или обратный) ток и большой радиус разряда:

$$\begin{aligned} T_m &= \frac{2 \cdot 10^{-2} z^{2/13} I_{\Pi}^{8/13}}{R_0^{6/13} [(1+z) N_{\Pi}]^{2/13}}, \quad P_m = \frac{I_0^2}{2\pi c^2 R_0^2}, \\ x_p &= 7,3 \cdot 10^3 \frac{((1+z) N_{\Pi})^{11/13} z^{2/13} R_0^{7/13}}{I_{\Pi}^{18/13}}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

причем $2I_0 = I_{\Pi}$.

При одной и той же температуре излучение с единицы длины обратного пинча в R_0/r_p раз больше, чем просто z-пинча. Но основное достоинство обратного пинча состоит в том, что он, как показывается ниже, в той же степени и более устойчив, чем z-пинч. Благодаря этому обстоятельству в обратных пинчах можно регулировать в широких пределах не только мощность, но и длительность излучения.

Кратко обсудим условия применимости рассмотренного выше приближения. Эти условия заключены в неравенствах $r_T \approx x_T \gg r_p \approx x_p \gg l_p$, которые в случае z-пинча приводят к довольно жестким ограничениям на полный разрядный ток. Именно, для указанных выше механизмов поглощения (2.4) соответственно имеем²¹

$$\left. \begin{aligned} 1,4 \cdot 10^6 \frac{1+z}{z} (a) \\ 1,3 \cdot 10^5 \frac{1+z}{z} (a) \\ 1,3 \cdot 10^5 (a) \end{aligned} \right\} = I_{\min} < I_{\Pi} < I_{\max} = \left\{ \begin{aligned} 4,3 \cdot 10^6 \frac{1+z}{z} (a), \\ 4,2 \cdot 10^5 \frac{1+z}{z} (a), \\ 4,2 \cdot 10^5 (a). \end{aligned} \right. \quad (3.8)$$

При токах $I_{\Pi} > I_{\max}$ и заданном полном числе захваченных в разряде частиц N_{Π} нарушается условие однородности температуры и падает эффективность разряда как источника света. При малых же токах $I_{\Pi} < I_{\max}$ нарушается условие непрозрачности — плазма в разряде становится серой и в пределе $l_p \gg r_p$ (что возможно только при $I_{\Pi} < I_{\min}$) — оптически прозрачной.

Аналогичное, но в некотором смысле и противоположное положение имеет место в случае обратного пинча, для которого требуется

выполнение неравенств¹⁸

$$\left. \begin{aligned} & 2,15 \cdot 10^{-43} \frac{z^3}{(1+z)^{4/10}} \frac{N_{\pi}^{22/10}}{R_0^{12/10}}(a), \\ & 4,8 \cdot 10^{-40} z^{17/10} (1+z)^{9/10} \frac{N_{\pi}^{22/10}}{R_0^{12/10}}(a), \\ & 1,0 \cdot 10^{-40} z^{4/10} (1+z)^{22/10} \frac{N_{\pi}^{22/10}}{R_0^{12/10}}(a), \end{aligned} \right\} =$$

$$= I_{\min} < I_n < I_{\max} = \begin{cases} 3,45 \cdot 10^{-42} z^3 \frac{N_{\pi}^{22/10}}{(1+z)^{4/10} R_0^{12/10}}(a), \\ 7,6 \cdot 10^{-39} z^{17/10} (1+z)^{9/10} \frac{N_{\pi}^{22/10}}{R_0^{12/10}}(a), \\ 1,55 \cdot 10^{-39} z^{4/10} (1+z)^{22/10} \frac{N_{\pi}^{22/10}}{R_0^{12/10}}(a). \end{cases} \quad (3.9)$$

Здесь условие непрозрачности плазмы нарушается при больших токах $I_n > I_{\max}$, в то время как при $I_n < I_{\min}$ нарушается условие однородности температуры в разряде, хотя плазма и остается оптически непрозрачной (черной).

Из приведенных соотношений видно, что в обратном пинче зависимость температуры и характерного размера разряда от внешних параметров — силы разрядного тока и полного числа частиц в разряде — более слабая, чем в линейном пинче. Следствием этого является, в частности, более широкая область их существования по току, а также различный характер зависимости оптической толщины от силы разрядного тока. В обратном пинче $\tau \sim x_p/l_p \sim I_n^{-10/13}$, т. е. падает с увеличением I_n , в то время как в линейном разряде $\tau \sim I_n^2$, т. е. быстро увеличивается с ростом силы разрядного тока. Этим и объясняется, что в линейном пинче условие оптической непрозрачности нарушается при малых разрядных токах, а в обратном — при больших. Аналогичным образом объясняется также изменение области однородности температуры в обратном разряде по сравнению с линейным.

б) *Равновесие излучающих разрядов в оптически прозрачной плазме.* В условиях, когда интересуются источниками излучения в относительно длинноволновой области спектра, энергетически более выгодно использование сильноточных разрядов в оптически прозрачной плазме, средний пробег света в которой больше характерных линейных размеров системы. Температура плазмы в таких разрядах несколько выше, чем в случае непрозрачного разряда, но все еще достаточно мала, чтобы можно было пренебречь электронной теплопроводностью по сравнению с потоком лучистой энергии (2.6). Стационарные уравнения (2.1), (2.2) и (2.6), определяющие равновесие разряда в оптически прозрачной плазме, удастся аналитически решить лишь для случая чисто тормозного механизма поглощения света и для газа с многократно ионизованными атомами. Для веществ с одним ионизационным уровнем поглощения типа лития указанные гидродинамические уравнения не допускают аналитического решения; тем не менее проведенный ниже анализ оказывается качественно справедливым и для этого случая.

Распределение равновесных величин для простого цилиндрического разряда в оптически прозрачной плазме описывается следующими

соотношениями ^{14, 15} (см. также ^{16, 20, 21}):

$$P_0 = \frac{P_0(0)}{[1 + (r^2/r_0^2)]^2}, \quad T_0 = \frac{T_0(0)}{[1 + (r^2/r_0^2)]^{4/3}}, \quad B_0 = 8\pi P_0(0) \frac{r/r_0}{1 + (r^2/r_0^2)}, \quad (3.10)$$

где r_0 — характерный радиус разряда:

$$r_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi P_0(0)} \frac{c^2 \kappa^2 (1+z)^2}{z^2 \alpha \gamma}}, \quad (3.11)$$

$\gamma = 1,5 \cdot 10^{-27}$ и $\gamma = 1,5 \cdot 10^{-26} (1 + 1/z)^2$ соответственно для тормозного механизма поглощения и для газа с многократно ионизованными атомами.

Следует заметить, что распределения (3.10) не нормируемы, т. е. полное число частиц, захваченных в разряде, согласно (3.10), расходится. Эта расходимость, однако, является нефизической, и ее можно приближенно устранить, обрезая интегрирование на $r = r_0$. В результате получим ²¹

$$T_0(0) = \frac{2I_{\Pi}^2}{\sqrt[3]{4} c^2 \kappa (1+z) N_{\Pi}}, \quad N_{\Pi} = 3 \sqrt[3]{2} \pi r_0^2 N_0(0). \quad (3.12)$$

Соотношения (3.12) позволяют $T_0(0)$, $P_0(0)$ и $N_0(0)$ связать с полным разрядным током I_{Π} и полным числом захваченных в разряде частиц N_{Π} .

Из формул (3.10) следует весьма важный вывод — именно, ограниченность полного тока в оптически прозрачном разряде ⁹

$$I_{\Pi} = \frac{2c^2 \kappa (1+z)}{z \sqrt{\alpha \gamma}}. \quad (3.13)$$

Численные значения токов (3.13) для различных механизмов поглощения света в плазме, как и следовало ожидать, несколько ниже $I_{\min}$, определенных формулой (3.8). Это означает, что в области токов $I \sim I_{\min}$ плазма в разряде является полупрозрачной, и росселандов пробег квантов — порядка линейных размеров системы (такой разряд исследован в следующем разделе).

Рассмотрим теперь обратный пинч в оптически прозрачной плазме. Уравнения (2.1), (2.2) и (2.6) приводят к следующим распределениям равновесных величин в таком разряде ¹⁴:

$$P_0 = \frac{4P_m e^{-x/x_0}}{(1 + e^{-x/x_0})^2}, \quad T_0 = T_m \left(\frac{4e^{-x/x_0}}{1 + e^{-x/x_0}} \right)^{2/3}, \quad B_0 = \sqrt{8\pi P_m} \frac{1 - e^{-x/x_0}}{1 + e^{-x/x_0}}, \quad (3.14)$$

где $x_0 = r_0/4$. Распределения (3.14) записаны для случая, когда обратный осевой ток составляет половину разрядного тока $I_{\Pi} = 2I_0$, а поэтому $R_0 \gg x_0$ и разряд действительно носит поверхностный характер.

Следует отметить, что распределения (3.14), в отличие от (3.10), нормируемы, т. е.

$$N_{\Pi} = \frac{4\pi^2}{\sqrt{3}} \sqrt[3]{4} N_m R_0 x_0, \quad I_{\Pi} = 2\pi R_0 c \sqrt{\frac{2P_m}{\pi}}, \quad (3.15)$$

что позволяет величины P_m , N_m и T_m выразить через полное число захваченных в разряде частиц N_{Π} , полный ток I_{Π} и большой радиус поверхностного разряда R_0 . В частности, для T_m получаем

$$T_m = \frac{\pi}{3^{1/2} 2^{1/3}} \frac{I_{\Pi}}{N_{\Pi} \sqrt{\alpha \gamma}} \frac{1+z}{z}. \quad (3.16)$$

В заключение заметим, что согласно условию $l_p \gg x_0$ в обратном пинче с оптически прозрачной плазмой при заданных R_0 и N_{Π} разрядные

токи (а следовательно, T_m) должны быть больше, чем в случае непрозрачной плазмы, они должны превышать величины $I_{\max}$, определенные соотношениями (3.9). Поэтому в области $I_{\Pi} \approx I_{\max}$ плазма в обратном пинче должна быть серой. К изучению таких разрядов мы теперь и перейдем.

в) *Равновесие излучающих разрядов в оптически полупрозрачной плазме.* Из простых физических соображений ясно, что в реальных условиях излучение разряда никогда в точности не совпадает с излучением абсолютно черного тела, хотя бы потому, что из-за конечных размеров плазма прозрачна для достаточно коротковолновых квантов. Легко понять также, что максимальная величина к. п. д. в излучающих разрядах должна достигаться в условиях, когда $l_p \approx r_0$ и излучение близко к оптически серому (в смысле раздела 2). В таких разрядах возможно, как это будет видно из дальнейшего, состояние с однородной температурой из-за большого лучистого теплообмена на длинноволновых квантах. При этом предположении удастся провести приближенное интегрирование уравнения переноса излучения (2.3) для механизма тормозного поглощения и поглощения многократно ионизованными атомами. Поток излучения с внешней поверхности таких полупрозрачных разрядов описывается приближенно соотношением^{17, 18}

$$S = \hat{\sigma} T^4 \xi(x_0), \quad (3.17)$$

где

$$\xi(x_0) = \frac{15}{\pi^4} \int_0^{x_0} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} + \frac{10}{\pi^4} \frac{x_0^3}{e^{x_0} - 1} \quad (3.18)$$

для случая линейного z-пинча и

$$\xi(x_0) \equiv \xi_1(x_0) = \frac{32}{\pi^4} \frac{x_0^3}{e^{x_0} - 1} + \frac{15}{\pi^4} \int_0^{x_0} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \quad (3.19)$$

для случая обратного пинча при требовании зеркального отражения излучения на его внутренней поверхности; здесь $x_0 = hv_0/kT$ — безразмерная величина граничного кванта, соответствующего равенству спектрального пробега $l(v_0)$ и характерного размера разряда a_0 ($a_0 = r_p$ для линейного пинча и $a_0 = x_p$ для обратного), т. е. равенству единице оптической толщины разряда $\tau(v_0)$:

$$\tau(v_0) = \frac{a_0(v_0)}{l(v_0)} = \kappa'_v(v_0) a_0(v_0) = 1. \quad (3.20)$$

При получении формул (3.17) — (3.19) считалось, что при $v > v_0$ плазма полностью прозрачна, а при $v < v_0$ — полностью непрозрачна. Кроме того, для случая многократной ионизации зависимость $\kappa'_v(v)$ описывалась обычным выражением для спектрального коэффициента поглощения многократно ионизованными атомами в приближении Крамерса — Унзольда³¹, если $v < v_0$. Если же $v > v_0$, то считалось, что коэффициент поглощения многократно ионизованными атомами совпадает с выражением для $\kappa'_v(v)$ в случае чисто тормозного механизма поглощения, но с поправочным коэффициентом, определяемым из требования непрерывности величины $\kappa'_v(v)$ при $v = v_0$.

В предположении однородности температуры характер пространственного распределения равновесных значений плотности, давления и магнитного поля в оптически полупрозрачном разряде независимо от механизма излучения так и остается таким же, как и в случае оптически непрозрачного разряда (см. (3.1) и (3.5)), а распределение температуры перестает быть параболическим и определяется полиномом 8-й степени. В случае линейного пинча не изменяется также и выражение для

величины $T_0(0)$, которая определяется формулой (3.3). Выражение же для r_p несколько изменяется, а именно в случае полупрозрачного разряда^{17, 21}

$$r_p^c = \frac{r_p}{\xi^{1/3}(x_0)}, \quad (3.21)$$

где r_p определяется формулой (3.3). С учетом (3.21) изменяется также и выражение для $N(0)$ и других характеризующих полупрозрачный линейный разряд параметров. В случае же обратного пинча изменяются выражения для всех параметров на оси разряда. Именно¹⁸

$$x_p^c = \frac{x_p}{\xi_1(x_0)^{2/13}}, \quad T_m^c = \frac{T_m}{\xi_1(x_0)^{2/13}}, \quad (3.22)$$

где x_p и T_m определяются старыми выражениями (3.7) для непрозрачного плоского разряда. Наконец, величина x_0 находится при заданных I , N_p и R_0 путем графического решения уравнения (3.20). Соответствующие выражения и графики приведены в^{17, 18}.

Интересно отметить, что для такого пинча с однородной температурой область существования шире, чем для непрозрачного разряда. Так, для линейного разряда имеем в случае тормозного механизма поглощения

$$2 \approx x_{0 \min} < x_0 < x_{0 \max} \approx 12 \quad (3.23)$$

и соответственно (в амперах)

$$5,3 \cdot 10^5 \left(\frac{1+z}{z} \right) < I_n < 4,2 \cdot 10^6 \left(\frac{1+z}{z} \right). \quad (3.24)$$

Отсюда видно, что верхняя граница разрядного тока в пределах точности расчета не изменилась по сравнению со случаем оптически непрозрачного разряда (ср. с (3.8)), в то время как нижняя граница значительно уменьшилась. Это является следствием того, что однородность температуры в разряде, т. е. необходимую величину лучистой теплопроводности, способны обеспечить длинноволновые кванты в области $0 < x_0 < x_{0 \min}$.

Поскольку для рассматриваемого случая $\xi(x_{0 \min}) = 0,4$, то, как ясно из (3.17), вблизи нижнего предельного тока к. п. д. «серого» разряда увеличивается также примерно в 2,5 раза по сравнению с непрозрачным разрядом.

Аналогично обстоит дело и в случае многократной ионизации. Что же касается обратного пинча, то и для него область существования в случае серости излучения значительно расширится, однако увеличение к. п. д. сравнительно мало. Соответствующие оценки приведены в¹⁸.

Рассмотренный случай оптически полупрозрачного разряда является наиболее общим и охватывает случаи полностью непрозрачного и полностью прозрачного разряда в плазме с однородным распределением температуры как предельные случаи $x_0 \rightarrow \infty$ и $x_0 \rightarrow 0$.

4. Устойчивость сильноточных излучающих разрядов. В этом разделе мы исследуем вопрос об устойчивости найденных выше равновесных состояний прямого и обратного разрядов в оптически непрозрачной, прозрачной и полупрозрачной (серой) плазме. Хорошо известно, что сильноточный самосжатый разряд подвержен целому ряду силовых (изгибы и перетяжки) и перегретой неустойчивостям^{8, 12}. Силовые неустойчивости приводят к искажению поверхности и формы разряда, а перегретая — к его расслоению на перегретые и переохлажденные области. Ясно, что развитие неустойчивостей может существенно

снизить эффективность разрядов как источников излучения, а также искажить и их спектральные характеристики. Поэтому исследование устойчивости равновесного состояния разряда является важной и необходимой задачей.

Устойчивость излучающих разрядов исследована в работах ^{13-15, 17, 19-21, 31} методом нормальных волн на основе линеаризованной системы уравнений (2.1). Предполагалось, что возмущенные величины изменяются в пространстве и времени по закону $f(r) e^{-i\omega t + im\varphi + ik_z z}$. При этом возмущения с $m = 0, k_z \neq 0$ соответствуют перетяжкам разряда, с $m \neq 0, k_z \neq 0$ — его изгибам, а с $m = 0, k_z = 0$ — перегревным неустойчивостям.

а) *Силовые неустойчивости в сильноточном разряде конечной проводимости.* Начнем с результатов, относящихся к оптически непрозрачному разряду ¹³ (см. также ^{16, 19, 21}). Анализ показывает, что линейному сильноточному разряду в оптически непрозрачной плазме присущ широкий спектр перетяжечных неустойчивостей, причем наиболее опасная длинноволновая ($|k_z r_p| \ll 1$) основная мода ($n = 0, n$ — номер радиальной моды колебаний) имеет инкремент, определяемый выражением

$$\gamma \approx \sqrt{|k_z r_p|} \frac{v_s}{r_p} < \frac{v_s}{r_p}. \quad (4.1)$$

Величина инкремента при этом не зависит от проводимости и совпадает с инкрементом для случая идеально проводящей плазмы ^{8, 12}. Объемные же моды ($n \geq 1$) колебаний нарастают медленнее, причем с уменьшением проводимости их инкремент падает, что является следствием диффузии магнитного поля возмущений. Инкремент объемных колебаний падает также с увеличением номера n . Таким образом, разряд в плазме с низкой проводимостью, когда выполнено неравенство

$$r_p \ll \frac{c^2}{4\pi\sigma_0 v_s}, \quad (4.2)$$

обладает большей устойчивостью по отношению к длинноволновым перетяжечным возмущениям, чем разряд в идеально проводящей плазме.

Такая же ситуация имеет место и в обратном пинче, с той существенной разницей, что инкремент длинноволновой основной моды перетяжек равен

$$\gamma \approx \sqrt{|k_z R_0|} \frac{v_s}{R_0} \ll \frac{v_s}{R_0}, \quad (4.3)$$

т. е. в r_p/R_0 раз меньше, чем в линейном разряде. Это является следствием меньшей кривизны силовых линий магнитного поля тока в обратном пинче. Таким образом, плоский ($|x_p| \ll R_0$) разряд обладает значительно большей устойчивостью по отношению к наиболее опасным длинноволновым возмущениям типа перетяжек, чем простой z -пинч.

Что касается коротковолновых колебаний ($|k_z r_p| \gg 1$), то их инкремент растет с ростом $|k_z|$ и может стать значительно больше обратного гидродинамического времени, $\gamma \gg v_s/r_p$, а также инкремента развития длинноволновых мод возмущений. Эти колебания являются, однако, истинно поверхностными, т. е. локализованными вблизи поверхности разряда и экспоненциально убывающими вглубь. Поэтому они вызывают лишь мелкомасштабные возмущения поверхности плазмы и не представляют собой опасности.

Перетяжки развиваются также и в прозрачном разряде, причем характерной их особенностью является отсутствие основной поверхностной моды длинноволновых возмущений вследствие размытости границы разряда (см. (3.10)). Спектр перетяжек в оптически прозрачной плазме низкой

проводимости аналогичен рассмотренному спектру в непрозрачной плазме. Поэтому, а также потому, что для оптически прозрачной плазмы наиболее опасной является перегревная неустойчивость (см. (4.3)), более подробно силовые неустойчивости такого разряда мы здесь анализировать не будем.

Исследуем теперь моды с $m \neq 0$, представляющие собой изгибные и винтовые возмущения самосжатого разряда. Анализ показывает, что в плазме с низкой проводимостью инкремент развития длинноволновых изгибных возмущений с $|k_z r_p| \ll 1$ определяется выражением

$$\gamma \approx \sqrt{\frac{2}{m}} |k_z v_s| \quad (m \neq 0), \quad (4.4)$$

т. е. в $|k_z r_p|$ раз меньше, чем для основной моды перетяжечной неустойчивости (ср. с (4.1)). Коротковолновые возмущения имеют инкремент, не зависящий от m и совпадающий с инкрементом коротковолновых перетяжечных неустойчивостей. Таким образом, возмущения типа изгибов и винтов являются в случае оптически непрозрачной плазмы менее опасными, чем возмущения типа перетяжек. В прозрачной плазме изгибы и перетяжки должны проявляться одновременно. Далее, как следует из строгого рассмотрения и как это ясно из простых физических соображений, устойчивость разряда в оптически серой плазме по отношению к силовым неустойчивостям, должна быть такой же, как и в непрозрачном разряде. Наконец, следует заметить, что рассмотренные неустойчивости являются следствием нарушения силового равновесия разряда и не связаны прямо с энергетическим балансом. Однако инкременты нарастания неустойчивостей зависят от равновесных величин (таких, как температура T и концентрация N), которые уже существенным образом определяют оптическими свойствами плазмы.

б) *Перегревная неустойчивость.* В оптически прозрачной плазме, помимо рассмотренных выше силовых неустойчивостей, связанных с нарушением равенства кинетического и магнитного давлений в разряде и вызывающих колебания гидродинамических величин, возможна также неустойчивость, связанная с колебаниями температуры. Это и есть перегревная неустойчивость, соответствующая $m = 0$, $k_z = 0$. Физическую природу перегривной неустойчивости легко понять, если записать уравнения баланса энергии (2.1) приближенно в виде

$$\frac{\partial NT}{\partial t} = \frac{j^2}{\sigma} - q(T) = \sigma E^2 - q(T) = 0. \quad (4.5)$$

Первое слагаемое в правой части этого соотношения описывает джоулевский нагрев и пропорционально $T^{3/2}$ ($j = \sigma E \sim T^{3/2}$, так как электрическое поле успевает выравниваться), второе — уход тепла из объема за счет излучения. Если этот уход зависит от T слабее (в случае прозрачного разряда $q \sim T^{1/2}$), то рост T при флуктуациях не будет компенсироваться уходом тепла из объема, и в разряде будет развиваться перегревная неустойчивость. Как следует из (4.5), ее инкремент порядка

$$\gamma \approx \frac{j^2}{\sigma_0 P_0}. \quad (4.6)$$

В высокотемпературном пинче эта неустойчивость не опасна, так как $\sigma_0 \rightarrow \infty$ и инкремент мал. Напротив, в излучающих разрядах из-за малости σ_0 инкремент (4.6) может стать значительно больше v_s/r_p , т. е. инкремента развития силовых неустойчивостей.

Строгий анализ показывает, что перегревная неустойчивость существует как в области высоких ($\omega \gg kv_s$), так и в области низких ($\omega \ll kv_s$)

частот. Естественно, что низкочастотная неустойчивость не опасна и не представляет интереса, так как раньше, чем она разовьется, проявятся силовые неустойчивости разряда. Высокочастотная перегревная неустойчивость возможна только в плазме низкой проводимости, когда

$$\frac{c^2 k^2}{4\pi\sigma_0} \gg \omega \gg kv_s. \quad (4.7)$$

С ростом температуры в процессе развития неустойчивости эти неравенства могут нарушиться, что приведет к стабилизации колебаний. Неравенства (4.7) определяют также и размер перегретой области (при подстановке выражения (4.6) для ω). Видно, что сверху эти размеры ограничиваются явлением скинирования, а снизу — гидродинамическим движением плазмы.

Излучение плазмы $q(T)$ может оказать как стабилизирующее, так и дестабилизирующее влияние на перегревную неустойчивость. Так, в высокочастотном пределе, когда $\omega \gg kv_s$, плотность плазмы в процессе колебаний можно считать постоянной, и излучение играет стабилизирующую роль при условии $T_0 (\partial q_{s0}/\partial T_0)_{\rho_0} > 0$, причем при $T_0 (\partial q_{s0}/\partial T_0)_{\rho_0} > 3q_{s0}/2$ оно полностью стабилизирует высокочастотную перегревную неустойчивость. В обратном пределе низкочастотной перегривной неустойчивости ($\omega \ll kv_s$), когда в процессе колебаний остается постоянным давление плазмы, излучение может привести к стабилизации разряда при условии

$$T_0 \left(\frac{\partial q_{s0}}{\partial T_0} \right)_{P_0} = T_0 \frac{\partial q_{s0}}{\partial T_0} - \rho_0 \frac{\partial q_{s0}}{\partial \rho_0} > \frac{3}{2} q_{s0}.$$

Как правило, $\partial q_{s0}/\partial T_0 > 0$, и поэтому низкочастотную перегревную неустойчивость стабилизировать излучением труднее, чем высокочастотную.

В случае оптически непрозрачной и полупрозрачной плазмы развитие крупномасштабной перегривной неустойчивости оказывается невозможным из-за большой лучистой теплопроводности. (В условиях лучистой теплопроводности $q = \text{div } S \sim T^{15/2}$.) Однако области с размером, меньшим l — среднего пробега квантов в плазме, ведут себя как прозрачные, и внутри них возможно развитие перегривной неустойчивости на длинах волн $\lambda_{\text{max}} < l$. Поэтому и в непрозрачном разряде наиболее быстро будут развиваться такие мелкомасштабные перегривные неустойчивости. Полученные результаты никак не зависят от геометрии разряда, поэтому относятся равным образом как к случаю линейного z-пинча, так и к случаю обратного пинча.

5. Нестационарные сильноточные разряды. Ясно, что весь проведенный в предыдущем разделе анализ устойчивости плазмы имеет смысл только тогда, когда время установления самосжатого равновесного состояния разряда оказывается меньше времени развития различных типов неустойчивостей, рассмотренных выше. Отсюда ясна необходимость исследования вопроса формирования самого равновесного состояния^{19, 20}.

С другой стороны, несомненный интерес представляет также исследование как квазиравновесных характеристик, так и устойчивости сильноточных самосжатых разрядов, в которых сила тока в разряде из-за специфики экспериментальных условий является сильно осциллирующей. Теория таких разрядов переменного тока развита в³².

а) *Вопросы формирования сильноточных разрядов.* Строгое рассмотрение задачи формирования равновесного самосжатого состояния разряда в общем случае возможно лишь на основе численного решения уравнений

магнитной гидродинамики и уравнения переноса излучения совместно с уравнениями цепи тока. В последнее время методы численного решения задач радиационной магнитогидродинамики можно считать в необходимой степени разработанными^{11, 27-29}, причем их применение к решению интересующих нас задач оказалось высокоэффективным^{26, 27}.

Применительно к непрозрачной плазме возможно приближенное рассмотрение формирования равновесного состояния как линейного, так и обратного разрядов на основе решения системы (2.4) при некоторых упрощающих предположениях. А именно: в процессе формирования температура и электрическое поле однородны по сечению разряда; сжимается полностью ионизованный газ, причем полное число частиц на единицу длины разряда сохраняется; энергетический баланс в разряде определяется равенством омического выделения тепла и черного излучения с его поверхности. Аналитическое решение (2.4) возможно в двух предельных случаях: медленного сжатия, когда характерное время нарастания тока T много больше гидродинамического:

$$T \sim \left(\frac{\partial \ln I_{\Pi}}{\partial t} \right)^{-1} \gg \frac{r_p}{v_s}, \quad (5.1)$$

и быстрого, когда выполнено обратное неравенство.

В первом случае получающиеся нестационарные решения полностью совпадают с даваемыми формулами (3.4) для линейного и (3.5) для обратного поверхностного разряда распределениями, в которых только следует положить ток заданной функцией времени. Это означает, что в процессе сжатия распределения плотности и давления по радиусу остаются квазиравновесными, причем радиус разряда в каждый момент времени определяется полным разрядным током и полным числом частиц в разряде. В этом случае возможно применение изложенной выше теории устойчивости и к самому процессу формирования разряда. Отметим, что такая картина сжатия в разряде правильно отражает действительность только при разрядных токах, превышающих некоторое критическое значение, когда собственное магнитное поле тока становится способным удерживать плазму.

В случае быстрого нарастания тока (быстрее гидродинамического времени), пренебрегая кинетическим давлением по сравнению с магнитным и считая сжатие однородным по сечению, для времени сжатия получим выражение

$$\tau \approx \left(\frac{r_0^2 c \sqrt{\rho_0}}{I_0^{(n)}} \right)^{1/(1+n)} \sim \frac{r_0}{v_A}. \quad (5.2)$$

При этом ток считается изменяющимся во времени по закону $I_{\Pi}(t) = I_0^{(n)} t^n$; r_0 — начальный радиус, а ρ_0 — начальная плотность в разряде, v_A — альвеновская скорость. Из (5.2) при линейном законе нарастания тока получается хорошо известный результат³³. Аналогичный характер имеет процесс быстрого сжатия и в случае обратного пинча. При этом оказывается, что характерное время сжатия в режиме быстрого формирования

$$\tau \sim \frac{a_0}{v_A}. \quad (5.3)$$

Отсюда следует важный результат, что в случае обратного разряда время сжатия в быстром режиме значительно меньше времени развития наиболее опасных длинноволновых неустойчивостей типа перетяжек (4.3). Поэтому в отличие от z-пинча в обратном пинче в начале происходит формирование разряда и его сжатие и лишь затем развитие неустойчивостей.

Поскольку в оптически прозрачном разряде ток фиксирован, то в рамках сделанных в п. 3, б) предположений задача формирования такого разряда решена быть не может.

б) *Самосжатый разряд переменного тока* ³². Под разрядом переменного тока понимается такой разряд, в котором выполняются следующие неравенства:

$$\frac{v_s}{r_{p0}} \ll \omega_0 \ll \frac{c^2}{4\pi\sigma_0 r_{p0}^2}, \quad (5.4)$$

где ω_0 — частота тока во внешней цепи. Физически эти неравенства означают, что разрядный ток можно считать высокочастотным по отношению к гидродинамическим процессам и практически постоянным по отношению к процессам электродинамическим (диффузия магнитного поля, отсутствие скинирования). В силу малости скингового времени по сравнению с ω_0^{-1} магнитное поле успевает следовать за изменением силы разрядного тока. Осциллирующими будут температура и скорость в разряде. Однако поскольку $\omega_0 \gg v_s/r_{p0}$, то плотность плазмы должна оставаться практически постоянной, а следовательно, осцилляции скорости настолько малыми, что ими можно пренебречь. Такое состояние разряда определяется как квазиравновесное, и его характеристики находятся из усредненных по ω_0 уравнений системы (2.1). При этом оказывается, что в этом случае имеет смысл говорить о распределении эффективных величин $I_{эфф}$, $E_{эфф}$ и $B_{эфф}$, определяемых обычным образом через амплитудные значения ($I_{эфф} = I/\sqrt{2}$ и т. д.), и величин $T_{эфф} = \delta T_{p0}$, $P_{эфф} = \delta P_{p0}$, определяемых исходя из характера временной зависимости $T_{p0}(t)$. В случае непрозрачного разряда

$$T_p(t) = T_{p0} |\sin^{4/11} \omega_0 t|, \quad (5.5)$$

в случае прозрачного

$$T_p(t) = T_{p0} |\sin \omega_0 t|, \quad (5.6)$$

а

$$\delta = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{T_p(t)}{T_p(0)} dt.$$

Из (5.5) и (5.6) следует, что в прозрачном разряде температура осциллирует в точном соответствии с осцилляциями тока, а в непрозрачном ее осцилляции происходят также с частотой ω_0 , однако ее изменение вблизи максимумов тока значительно более медленное, чем по гармоническому закону.

Квазиравновесное состояние разряда переменного тока описывается теми же соотношениями, что и равновесное состояние разряда постоянного тока, но с заменой физических величин на соответствующие им эффективные значения. В частности, сохраняются все полученные в разделе 3 соотношения, выражающие эффективные параметры разряда через полный ток и полное число частиц в разряде.

Квазиравновесный разряд переменного тока подвержен тем же типам неустойчивостей, что и разряд постоянного тока, а их инкременты получаются из соответствующих выражений, приведенных в разделе 4, также простой заменой физических величин на их эффективные значения. Таким образом, никакого резкого повышения устойчивости такого разряда за счет динамической стабилизации не наблюдается.

6. **Сильноточный разряд в газе при высоком давлении.** Разряды в газах при высоких давлениях (порядка атмосферного и выше) отличаются от вакуумных прежде всего тем, что в них

масса нагретой плазмы, охваченной током, не постоянна и возрастает в процессе разряда за счет механизма теплопроводности. При этом разряд происходит следующим образом: после пробоя разрядного промежутка образуется тонкий канал горячей плазмы, которая при расширении порождает ударную волну, распространяющуюся по невозмущенному газу. За фронтом ударной волны идет волна теплопроводности, которая ионизует и нагревает поджатый ударной волной, но не сильно нагретый газ. Область, охваченная тепловой волной, и представляет собой токовый шнур, в котором выделяется джоулево тепло. Следуя за тепловой волной, этот токовый шнур расширяется до тех пор, пока давление магнитного поля тока не уравнивает кинетическое давление плазмы. Как только магнитное давление уравнивается кинетическое, ударная волна отрывается от токового шнура и затухает, а волна разрежения понижает давление газа вокруг шнура практически до нуля; разряд приобретает характер вакуумного самосжатого разряда.

Теория начальной стадии разряда — стадии расширяющейся тепловой волны развита в работах ^{24, 23} (см. также ²⁴⁻²⁶). При этом предполагалось, что плазма оптически непрозрачна, скинирование поля отсутствует в силу низкой электропроводности, магнитным давлением разрядного тока можно пренебречь по сравнению с кинетическим, а скорость фронта тепловой волны мала по сравнению со скоростью звука в тепловой области (в этом пределе скорость фронта тепловой волны совпадает со скоростью течения газа за фронтом ударной волны, которая считается слабой). Оказалось, что при этих предположениях уравнения гидродинамики с лучистой теплопроводностью допускают автомодельное решение при степенном законе изменения разрядного тока с временем $I = Ft^{r/2}$ *). Приведем результаты автомодельной теории для частного случая линейного закона нарастания тока ($r = 2$) при разряде в воздухе при атмосферном давлении. Для радиуса разряда $r(t)$, температуры плазмы $T(t)$ (которая вследствие большой лучистой теплопроводности практически однородна по радиусу) и плотности плазмы на оси разряда получим ^{25, 26}

$$\left. \begin{aligned} r(t) &= 1,92 \cdot 10^4 F^{0,33} t^{0,835} \text{ см,} \\ T(t) &= 1,05 \cdot F^{0,34} t^{0,033} \text{ эв,} \\ \rho(t) &= 4,02 \cdot 10^{-6} F^{0,31} t^{0,297} \text{ г·см}^{-3}; \end{aligned} \right\} \quad (6.1)$$

здесь F выражена в единицах 10^{10} а/сек. При расчете считалось, что для воздуха росселандов пробег $l_p = 6,8 \cdot 10^{-8} T^{4/3} \rho^{-7/4}$ см, $\sigma = 10^{14} T^{0,4} \text{ сек}^{-1}$, а средняя масса ионов воздуха $M_i = 29$ ат. ед. ^{22, 36}.

Область применимости приведенных соотношений определяется следующим временным интервалом ^{25, 26}:

$$\frac{3,5}{F^{1,05}} \leq t \leq \frac{17}{F^{1,17}}, \quad (6.2)$$

где t измеряется в микросекундах. Нижняя граница этого неравенства определяется из условия $r \ll l_p$, а верхняя — отсутствием пинчевания разряда.

Ясно далее, что на стадии расширения, пока магнитным давлением можно пренебречь, силовые неустойчивости в разряде развиваться не могут. Они проявятся только после того, как начнется пинчевание разряда. Что касается перегретой неустойчивости, то в силу оптической непрозрачности разряда она также не развивается.

*) Автомодельные решения уравнений гидродинамики для случая оптически прозрачной плазмы (искровой разряд) получены ранее в работах ^{34, 35}.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАЗРЯДОВ

7. Динамика сильноточных разрядов, образованных электрическим взрывом проводников в вакууме. Для создания плотной низкотемпературной плазмы с указанными в разделе 2 параметрами (температура $T \approx 2-10$ эв, плотность заряженных частиц $10^{18} - 10^{21}$ см⁻³) удобно использовать явление электрического взрыва проводников. Это явление представляет весьма разнообразный физический интерес и детально изучается уже в течение длительного времени, но до сих пор, в основном, с точки зрения исследования фазовых переходов металл — жидкий проводник, происходящих в начальной стадии процесса. Подробную библиографию исследований этой стадии можно найти в сборниках ³⁷. Не останавливаясь подробно на основных характерных особенностях этой стадии, отметим только, что при достаточно больших значениях скорости ввода энергии и ее абсолютной величины в результате электрического взрыва проводников в вакууме образуется пучок плазмы, в который полностью захвачены все частицы проводника (см., например, ³⁸).

Подавляющее большинство экспериментов проведено с использованием емкостных накопителей энергии. При этом развитие разряда существенно зависит от параметров разрядной цепи: разряд может носить квазипериодический с малым затуханием (как, например, в работах ^{21, 39-45}) либо аperiодический характер (см. ⁴⁶⁻⁴⁸). В первом типе разрядов, который реализуется обычно при взрыве достаточно коротких проводников, возможно достижение больших скоростей ввода энергии в разряд, больших температур и кратковременного выхода жесткого излучения ^{44, 45}. Подобные разряды не представляют практического интереса как источники излучения для накачки ОКГ, однако могут быть удобной моделью для выяснения физики сильноточных разрядов (см. раздел 9 обзора). Согласованные разряды достаточно большой длительности более интересны с практической точки зрения. Тем не менее даже в осциллирующих разрядах происходит такая авторегулировка активного сопротивления разряда, что значительная часть энергии вводится в течение первого полупериода. Это иллюстрирует рис. 2, на котором приведены зависимости от времени введенной энергии (а) и подводимой мощности (б).

Начальное состояние разрядного канала, образование периферических дуг, характер и скорость вовлечения материала проволоки в разряд ^{37, 41, 42, 49} и т. п. существенно зависят от диаметра взрываемой проволоки и ее материала, скорости ввода энергии и ее абсолютной величины. На рис. 3 показаны типичные сверхскоростные фотографии (СФР-граммы) разрядов при различных условиях. Рис. 3, а представляет собой непрерывную временную развертку свечения разряда, инициированного взрывом в вакууме кадмиевой проволоки диаметром 0,1 мм ⁴². В условиях эксперимента разряд носил квазипериодический характер с длительностью первого полупериода ≈ 7 мсек. Из фотографии видно, что начало разряда сопровождается появлением интенсивного свечения, причем в ранней стадии свечение охватывает только оболочку испарившейся проволоки; разряд носит так называемый периферический характер — пробой произошел по поверхности (о периферических дугах см. также ^{37, 49}). Фронт свечения расширяется далее с большой скоростью, изменяющейся в зависимости от условий эксперимента в пределах $(1-10) \cdot 10^5$ см/сек ^{21, 37, 38, 42, 43, 46}, одновременно происходит вовлечение в разряд и остальной массы материала проволоки. К моменту максимума тока в разряд оказывается вовлеченной вся масса паров металла. К этому

же моменту наблюдается и характерный эффект пинчевания разряда^{38, 39, 42, 43, 47}. В случае квазипериодического разряда свечение осциллирует с удвоенной частотой изменения силы разрядного тока⁴³. В работах⁵⁰

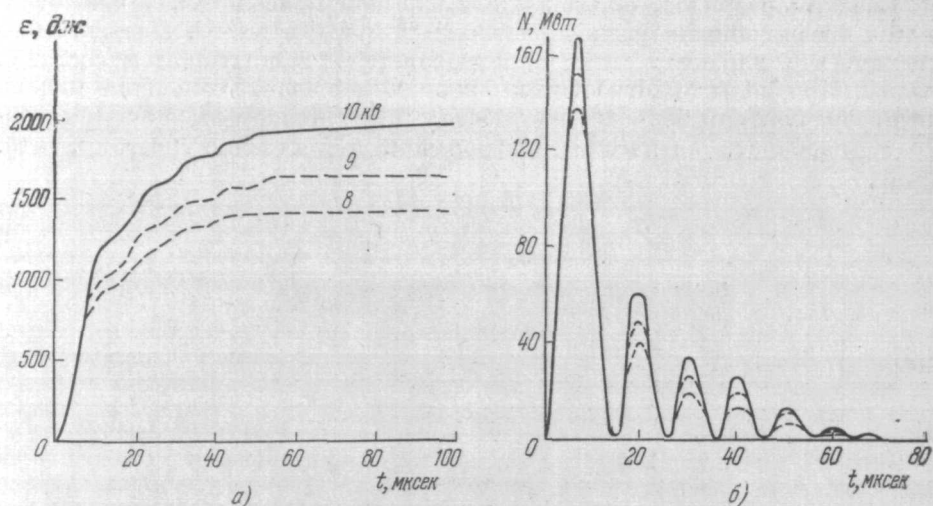


Рис. 2.

отмечено наличие движущихся с электродов струй вещества. Рис. 3, б показывает временную развертку аperiodического с относительно большим временем первого полупериода (≈ 75 мксек) разряда в парах литиевой

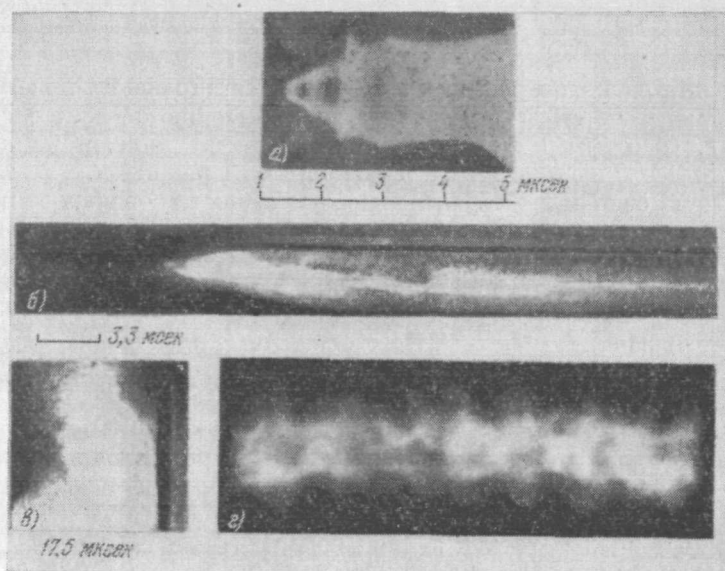


Рис. 3.

проволочки⁴⁶. На фотографии видна сложная нерегулярная структура разряда, характерная для разрядов с относительно малой скоростью ввода энергии. В центре разрядной камеры длительное время просматриваются остатки сохранившей форму и положение проволочки. Практически во всех работах отмечается наличие неустойчивостей, проявляющихся

в изменении формы фронта свечения. Типичные мгновенные фотографии разрядов с развитой неустойчивостью приведены на рис. 3, *в* и *г*^{46, 51} (на рис. 3, *г* ось разряда горизонтальна).

Спектры разрядов, образованных взрывом проволочек, также отличаются чрезвычайным разнообразием^{21, 37-39, 42-48, 50, 52-56}. Прежде всего отметим, что характер спектра определяется температурой и составом плазмы. При малых плотностях и больших температурах плазма оптически прозрачна, при больших плотностях и не слишком высоких температурах, наоборот, оптически непрозрачна. Естественно поэтому, что,

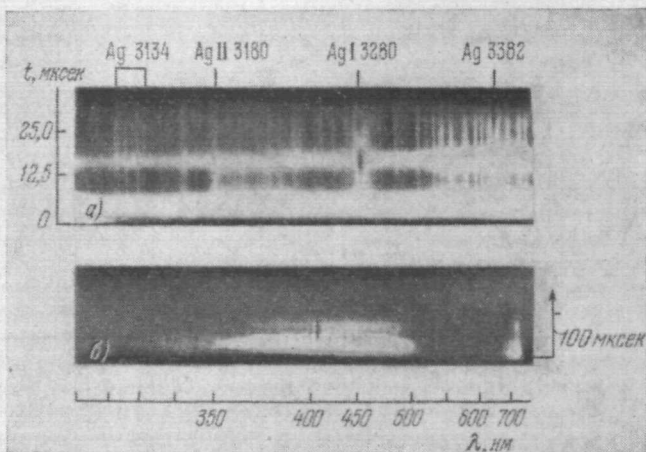


Рис. 4.

поскольку при развитии разряда в процессе формирования плазмы и просто при изменении силы разрядного тока изменяются как состав, так и температура плазмы, то в большинстве экспериментов наблюдаются практически все описанные в гл. I обзора типы разрядов.

Приведем основные характерные особенности спектров разрядов, образованных взрывом проволочек в вакууме, заметив, что, как показано в работе⁵², результаты эксперимента во многом могут зависеть не только от условий опыта, но и от техники съемки. На рис. 4 представлены типичные временные развертки спектра осциллирующих (рис. 4, *а*) и согласованных (рис. 4, *б*) разрядов^{21, 43, 46}. Из приведенных спектрограмм видно, что начало разряда сопровождается интенсивной вспышкой линейчатого спектра, затем появляется сплошной спектр, интенсивность которого растет с увеличением силы разрядного тока, что свидетельствует об увеличении оптической плотности плазмы. Уже на ранних стадиях разряда в спектре появляются линии поглощения кремния из-за испарения стенок разрядной колбы под действием излучения. На более поздних стадиях эти пары могут вовлекаться в разряд и давать линейчатый спектр излучения ионов кремния. На поздних стадиях возможно также появление в спектре разряда и линий, обязанных поступлению в разряд материала электродов. При квазипериодическом разряде изменение характера спектра во времени также носит периодический характер: повторные максимумы тока сопровождаются вспышками континуума, между которыми лежит преимущественно линейчатый спектр.

Во многих экспериментах наблюдается также стартовый рентген, локализованный вблизи анода^{39, 44, 45, 53, 54}, абсолютный выход которого

существенно зависит от чистоты проволоочки. Предварительно обезгаженные проволоочки дают относительно меньший выход рентгена⁴⁴. В работе⁵³ отмечено, что максимум мощности рентгеновского излучения достигается при некотором оптимальном значении плотности плазмы (при заданном напряжении), и показано, что при взрыве полых алюминиевых цилиндров эта оптимальная плотность может поддерживаться по всей длине разряда. В этих условиях рентгеновское излучение выходит со всей длины разряда.

8. Сильноточный разряд в литии. Сильноточный разряд, образованный взрывом литиевых проволоочек в вакууме, представляет особый интерес как источник света¹⁵, весьма подробно изучен^{46, 47, 57-62} и является хорошей моделью оптически прозрачного разряда (см. п. 6) раздела 3).

Изучение литиевых разрядов наиболее подробно и последовательно проведено в цикле работ Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР^{46, 47, 57-61}. Основные результаты получены на установке с длительностью первого полупериода ≈ 75 мксек, зарядным напряжением конденсаторной батареи 5 кв. Исследовались в основном разряды длиной 14,5 см; максимальное значение силы тока в первом полупериоде 220 ка. Разрядам длиной 92 см посвящена работа⁴⁷.

Характерной особенностью литиевых разрядов является типично турбулентная структура: наличие нерегулярных более ярких сгустков и винтовых быстро разлетающихся струй, размытость границ плазменного шнура, расширяющегося со скоростью $\sim 1,3 \cdot 10^5$ см/сек (см. рис. 3, б). Протяженные разряды (длиной 92 см), как правило, представляют собой чередование скрученных в спираль более темных и более ярких участков, причем диаметр темных участков вдвое больше, чем ярких. Отметим, что аналогичная «цепная» структура наблюдалась в работе⁶³ при взрыве серебряных проволоочек. Наблюдаемая структура разряда свидетельствует о его относительно высокой оптической прозрачности, что подтверждается как прямыми измерениями оптической толщины^{46, 47}, так и характером спектра излучения разряда^{46, 58}.

Временная развертка спектра разряда приведена на рис. 4, б. Видно, что в момент максимума тока излучается в основном сплошной спектр. Линий LiI в спектре разряда не наблюдается, что свидетельствует о полной ионизации плазмы. Заметим, что в работе⁶² при больших значениях скорости ввода энергии в литиевую проволоочку, однако при меньших абсолютных ее величинах степень ионизации плазмы в максимуме тока, найденная прямыми измерениями концентрации электронов по штарковскому уширению линий, не превышала 30%. На рис. 5 приведено распределение спектральной яркости B_ν для яркого сгустка плазмы. Кривая 1 относится к взрыву проволоочки диаметром 0,1 мм, а кривая 2 — к взрыву проволоочки диаметром 0,3 мм. Сетка гладких кривых представляет собой планковские изотермы. Из рисунка видно, что при длинах волн $\lambda > 4650$ Å спектр разряда близок к спектру излучения черного тела с температурой соответственно $\approx 20\,000^\circ$ и $\approx 25\,000^\circ$ К. При $\lambda < 4650$ Å яркостная температура падает с уменьшением длины волны, причем скорость спада увеличивается с уменьшением диаметра проволоочки, а следовательно, и концентрации заряженных частиц. Такой характер спектра полностью соответствует теоретическим представлениям. Действительно, так как скорость расширения канала разряда много меньше скорости звука, его можно считать самосжатым и применять для его описания приведенные в разделе 3 соотношения. Поскольку плазма полностью ионизована, то для заряда иона можно положить $z = 1$ и из (3.8) получить

значение $I_{\min} = 260$ ка. Это означает, что в условиях эксперимента разряд в целом должен быть оптически прозрачным и приближаться к оптически серому вблизи максимума тока, когда $I = 220$ ка.

В работе ⁵⁸ проведено исследование выхода излучения в области вакуумного ультрафиолета. Результат представлен на рис. 6, из которого

следует, что максимум излучения лежит при энергиях фотонов ~ 2 эв, при больших энергиях выход излучения резко падает.

Относительно невысокая плотность и температура плазмы при значительных поперечных размерах разряда позволили авторам работ ^{57, 59} исследовать радиальное распределение основных параметров разряда. Результаты представлены на рис. 7 и 8, где приведены распределения давления (рис. 7), а также температуры и концентрации заряженных частиц (рис. 8). Кривые на рис. 7 получены путем измерения распределения магнитного давления с помощью магнитных зондов (считается, что магнитное и гидродинамическое давления равны), а точки получены прямыми измерениями с помощью пьезодатчиков ⁵⁸. Кривые для температуры на рис. 8 получены из измерения распределе-

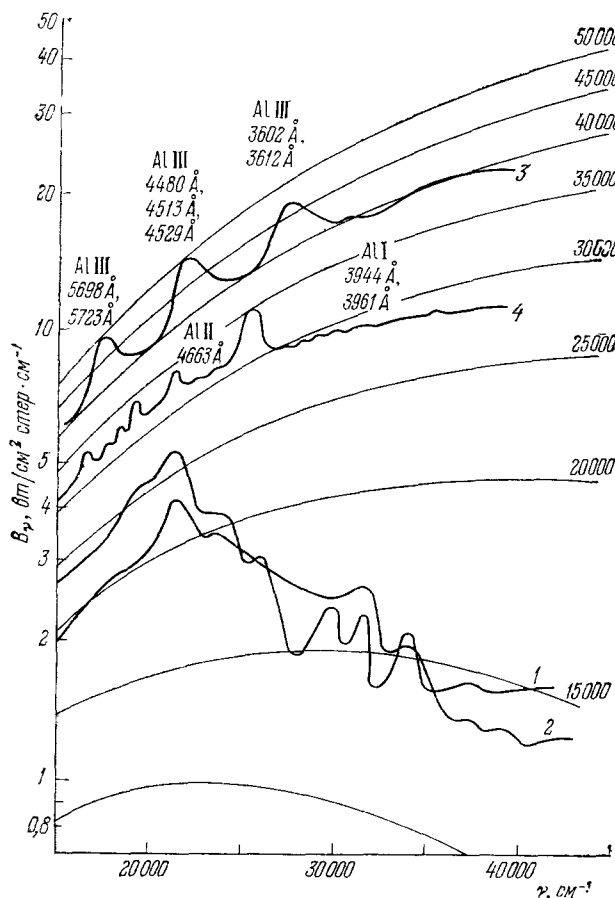


Рис. 5.

ния проводимости с помощью магнитных зондов, точки — из измерения $P(r)$ и оптической толщины разряда с привязкой результатов в точке $r = 3$ см. Кривые распределения концентрации заряженных частиц получены из распределений $P(r)$ и $T(r)$. Видно, что в случае тонкой проволоки неоднородность температуры и концентрации приблизительно одинаковы и, как отмечается в работе, удовлетворительно описываются соотношениями (3.10) для стационарного оптически прозрачного z-пинча. Для толстых проволок распределение $N(r)$ почти однородно. Для сравнения на рис. 8 приведены также распределения для случая взрыва индиевой проволоки. Обращает на себя внимание наличие области постоянной температуры на периферии разряда, свидетельствующее о равновесном характере излучения в этой области.

Наконец, на рис. 9 (кривые 3—6) представлены зависимости температуры и радиуса разряда от полного начального числа частиц на единицу длины проволоки. Видно, что в случае литиевого разряда как T , так

n и g слабо зависят от N_{Π} , причем при $N_{\Pi} > 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-1}$ эксперимент удовлетворительно согласуется с теорией⁶⁴ (пунктир). При малых N_{Π}

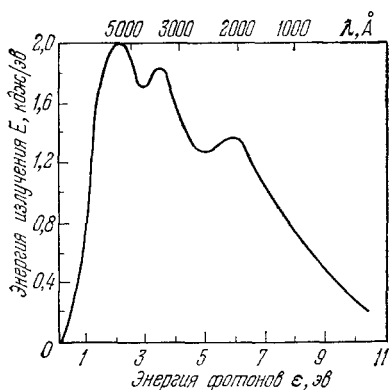


Рис. 6.

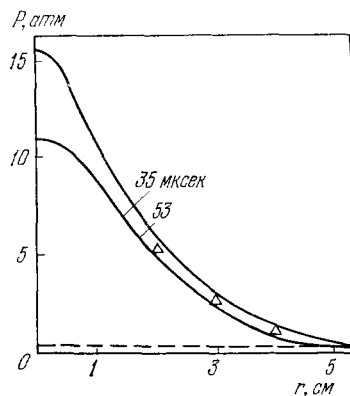


Рис. 7.

наблюдается резкое расхождение, которое объясняется нитевидной турбулентной структурой разряда^{46, 61}.

9. Равновесные характеристики оптически непрозрачных разрядов. Исследование характеристик равновесного состояния оптически непрозрачных разрядов проведено в работах^{21, 42, 43, 48}, в которых изучались разряды, образованные взрывом в вакууме относительно коротких проводников различных, в основном тяжелых элементов. Разряд

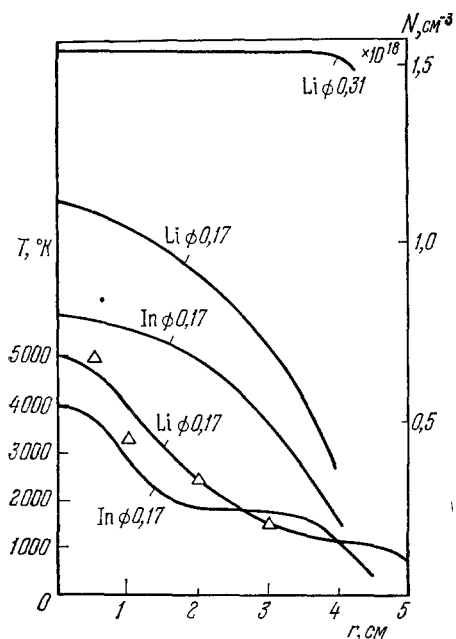
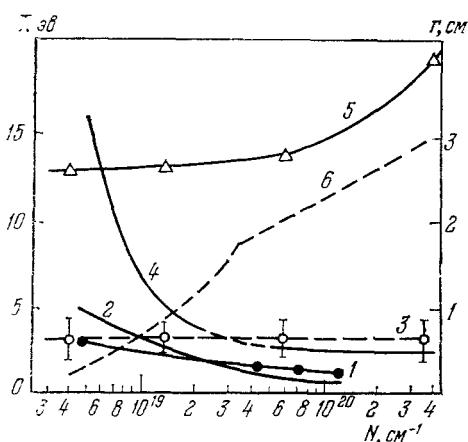


Рис. 8 (диаметры в мм).

Рис. 9 (N_{Π} обозначено как N).

носил квазипериодический характер, причем в области вблизи первого максимума тока наблюдался явно выраженный эффект пинчевания разряда (см. рис. 3, а). Более того, как показано в работах^{21, 43, 48}, разряд, длина которого соизмерима с его диаметром в стадии магнитного удержания, длительное время сохраняет цилиндрическую форму без видимых возмущений, что связывается со стабилизирующим влиянием

электродов. Естественно, что в таких условиях разряд является удобным объектом для проверки теории равновесия самосжатых разрядов. Рис. 10 иллюстрирует полученную при обработке СФР-грамм зависимость видимого радиуса разряда от силы разрядного тока для случая взрыва серебряной проволоочки диаметром 0,1 мм (точки). Ниже на том же рисунке расположена теоретическая зависимость, полученная по формуле (3.3) для оптически непрозрачного разряда. Расчет производился в предположении полного захвата частиц проволоочки в разряд, а величина z рассчитывалась согласно обычной процедуре Крамерса — Унзольда³¹. Видно хорошее согласие.

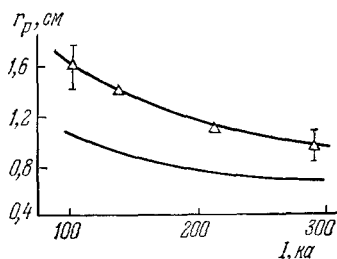


Рис. 10.

Чернота излучения тщательно проверялась путем обработки временных разверток спектров разряда, типичный вид которых изображен на рис. 4, а. Из спектрограммы следует, что вблизи первого максимума тока излучается интенсивный сплошной спектр. По непрерывному спектру определялась яркостная температура разряда T , которая в области «черноты» излучения соответствует истинной температуре поверхности разряда. То, что излучение разряда вблизи максимума тока действительно близко к «абсолютному черному», видно из кривых распределения спектральной плотности, полученных в работах^{48, 42} (см. кривые 3 и 4 на рис. 5). Эти же кривые свидетельствуют и о высокой степени ионизации плазмы. Особенно хорошо это видно из кривой 4, показывающей наличие в спектре

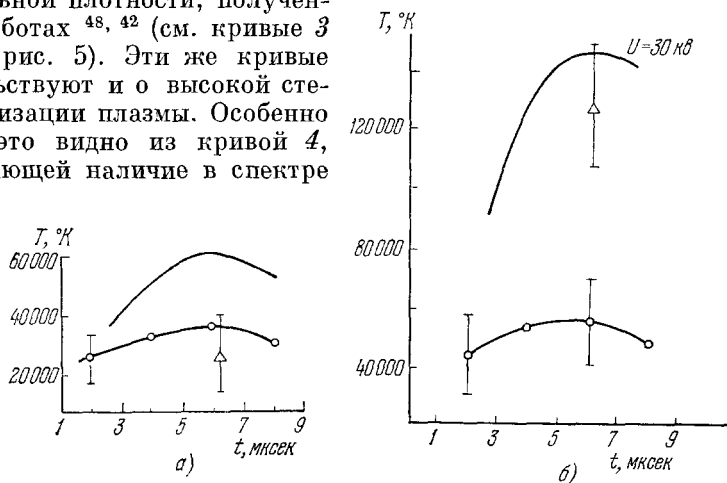


Рис. 11.

излучения характерных линий двукратно ионизованных ионов алюминия. Полученная таким образом зависимость яркостной температуры от времени (фактически от силы разрядного тока) представлена на рис. 11 сплошными кривыми ($Ag, \varnothing 0,1$ мм). Рис. 11, а соответствует значению силы разрядного тока в первом максимуме, равному 160 ка, рис. 11, б — 380 ка. Из рисунков видно, что температура следует за изменением силы разрядного тока, достигая в максимуме значения 2,5—5 эв. Аналогичный ход температуры следует также из данных о выходе излучения в различных спектральных интервалах, полученных с помощью фотоэлементов с фильтрами⁴⁸. На тех же рисунках треугольниками приведены также значения температуры, полученные из активной проводимости разрядного промежутка для момента максимума тока. При расчете

использовалось выражение (2.2) для проводимости полностью ионизованной плазмы. Верхние кривые — результат расчета температуры согласно (3.3). Из сравнения рис. 11, *а* и *б* следует, что при малых разрядных токах наблюдается хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений T . В то же время при больших значениях силы разрядного тока (≈ 380 ка) теоретическое значение температуры хорошо согласуется с экспериментальным, полученным из проводимости, но более чем вдвое превышает яркостную температуру. Такое расхождение интерпретируется как следствие сильной неоднородности температуры по сечению разряда — температура, определенная из проводимости, дает усредненное по сечению значение, в то время как яркостная температура соответствует температуре поверхности. Примечательно, что значения разрядных токов, при которых проявляется это расхождение, близки к теоретическому значению $I_{\max} = 420$ ка (см. (3.8)).

Отметим теперь следующий важный результат. Как видно из спектрограмм, «чернота» излучения наблюдается только при достаточно больших силах разрядного тока. Более наглядно это демонстрирует рис. 12, на котором изображена зависимость безразмерной яркостной температуры от длины волны, полученная при взрыве алюминиевых, медных, серебряных и вольфрамовых проволок для различных моментов времени (кривая 1 соответствует максимуму тока, равному 160 ка, 2—4 мксек и силе тока ≈ 140 ка, 3—2 мксек и силе тока ≈ 80 ка). Анализ подобных кривых позволяет сделать заключение, что существует предельное значение тока, ниже которого разряд перестает быть «черным», причем это предельное значение слабо зависит от материала и толщины проволоки и лежит в диапазоне 100—140 ка. Это хорошо согласуется с предсказанием теории о существовании $I_{\max} = 130$ ка. О том, что вблизи $I_{\max}$ оптическая толщина плазмы близка к единице, свидетельствуют также ее измерения с помощью He — Ne-лазера и просвечиванием собственным излучением. В этой же связи следует отметить результаты работы ⁴⁷, которые показывают, что на установке с максимальным значением силы тока в 230 ка при взрыве проволок из меди и вольфрама излучение было близко к излучению черного тела с температурой 1,0—1,1 эв, в то время как литиевый разряд давал селективное излучение.

Зависимость яркостной температуры от полного числа частиц в разряде приведена для случая непрозрачного разряда в парах серебра на рис. 9 (кривая 1 — эксперимент, 2 — теория). Расхождение теории и эксперимента при больших N_n объясняется неполным испарением материала проволоки. Что касается распределения параметров непрозрачного разряда, то оно практически не изучено. Можно указать лишь на отмеченный выше результат неоднородности распределения температуры при больших разрядных токах, и отмеченную в ⁴² неоднородность температуры центральных областей полупрозрачного разряда.

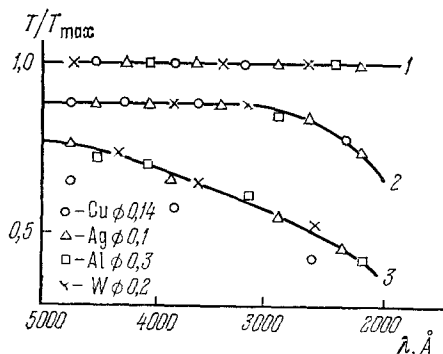


Рис. 12.

10. Исследование устойчивости сильноточных самосжатых разрядов. О том, что разрядам, образованным при взрыве проводников в вакууме, присущи различные типы

неустойчивостей, свидетельствуют результаты многих работ ^{21, 37, 39, 41, 42, 46-51, 61, 63}. Типичные фотографии разрядов с развитой неустойчивостью приведены на рис. 3, *в*, и *г*. Основной результат при этом сводится к тому, что практически во всех случаях наблюдается развитие неустойчивостей перетяжечного и изгибного вида. В работе ⁴² установлено, что перетяжки и винты действительно имеют магнитогидродинамическую природу, причем перетяжечные неустойчивости стабилизируются наложением на разряд внешнего продольного магнитного поля. Детальный анализ силовых неустойчивостей оптически непрозрачного разряда проведен в работе ⁵¹, где изучалась устойчивость разрядов длиной 25 см, образованных взрывом алюминиевых, медных, серебряных и вольфрамовых проволок $\varnothing 0,14 \div 0,15$ мм. Первый полупериод разряда составлял

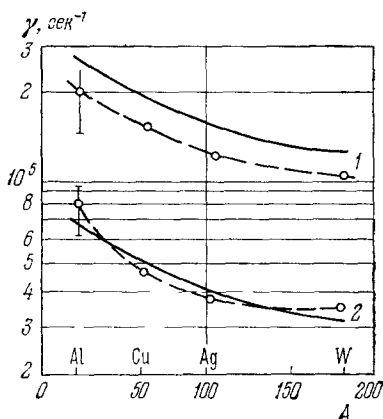


Рис. 13.

около 12 мксек, амплитуда тока — 160 ка. Вблизи максимума тока имелась область магнитного удержания, однако форма разряда подвержена ярко выраженным возмущениям типа перетяжек и изгибов (см. рис. 3, *г*). С помощью спектрального анализа производилось отделение различных мод перетяжек и изгибов, причем оказалось, что максимальную амплитуду имеют основная мода перетяжки с $k_z r_p \approx 1$ и изгибная мода неустойчивости с $m = 1$ и $k_z r_p \approx 0,15$. Количественное исследование скорости развития различных мод неустойчивостей проведено путем анализа временного развития амплитуд этих мод. Полученные таким способом инкременты развития приведены на рис. 13 как функции атомного веса материала проволок.

Кривые 1 относятся к перетяжкам, а кривые 2 — к винтовым неустойчивостям. Сплошные кривые — результаты теоретического расчета (см. (4.1) и далее) — находятся в согласии с данными эксперимента. Что касается силовых устойчивостей прозрачного разряда, то в работе ⁴⁶ показано, что инкременты перетяжечных и винтовых неустойчивостей приблизительно одинаковы.

Развитие перегретой неустойчивости в сильнооточном самосжатом разряде в явном виде никто не наблюдал. В этой связи можно лишь указать на работу ⁶⁵, в которой установлено наличие крупномасштабной перегретой неустойчивости, правда в ограниченном стенками разряде в ксеноне. В работах ^{46, 47, 58-61} высказывается предположение, что наблюдаемая структура разряда в литии с нерегулярным появлением и движением холодных и горячих областей и нитей связана с проявлением перегретой неустойчивости прозрачного разряда. В работе ⁴⁶, например, указывается, что наблюдаемые расхождения в теоретических и экспериментальных значениях температуры, а главное излучательной способности литиевой плазмы, могут быть объяснены, если предположить, что в разряде существует около 10 перегретых нитей при диаметре отдельной нити $\approx 1-2$ см. Однако наблюдать существование таких нитей авторам не удалось. Поэтому было проведено корреляционное исследование флуктуаций плотной литиевой плазмы (анализировались флуктуации сигнала с магнитных зондов), позволившее определить средний размер, спектр флуктуаций и скорость движения неоднородностей. Средний размер неоднородности плазмы при этом оказался около 1 см, а скорость его движения близкой к скорости звука. Турбулентная структура существует только

в первую четверть периода разряда, а затем затухает, по мнению авторов, из-за диссипативных эффектов (например, за счет излучения в линиях). Исходя из того, что с увеличением массы разряда (толщины проволоочки) увеличивается оптическая непрозрачность и уменьшается турбулизация плазмы, авторы делают вывод о перегретой природе наблюдаемой турбулентной структуры.

11. Выход излучения и энергетический баланс в разряде. Вопрос баланса энергии в разряде и выхода излучения является чрезвычайно важной характеристикой разряда как источника света. С другой стороны, он позволяет замкнуть с энергетической точки зрения и чисто физическую задачу о процессах в излучающих сильноточных разрядах.

В зависимости от конструкции установки введенная в разряд энергия Q может составлять различную долю запасенной в установке энергии $\mathcal{E}$, доходя до 60—85% для основной фазы процесса ^{41, 46-48, 63}. С нашей точки зрения, наибольший интерес представляет вопрос, как распределяется в плазме разряда введенная в него энергия Q . Как правило, энергией фазового перехода металл — парь металла пренебрегают из-за ее относительной малости. Тогда вложенная энергия должна затратиться на ионизацию газа, $\sum_z N_z J_z$ (J_z — энергия ионизации иона с зарядом z), нагрев газа, $U = N_{\text{п}} kT (1 + z)$, сообщение ему направленной кинетической энергии $E_{\text{кин}}$, излучение из объема $W_{\Delta\lambda_i} \equiv W_i$ ($\Delta\lambda_i$ означает спектральный интервал, который нужно рассматривать, поскольку, как правило, существенно учесть излучение в каком-то определенном участке спектра), нагрев колбы и электродов.

Ясно, что при относительно малых вложенных энергиях и в случае коротких разрядов может оказаться, что в излучение уходит лишь малая доля энергии (как в работе ⁴¹, где во всем спектральном интервале излучено только около 0,14 Q). В работе ⁴⁶, в которой длина разрядного промежутка составляла 14,5 см, а диаметр разрядной кварцевой колбы $\approx 9,0$ см, найдено, что из 17,5 кдж, введенных в разряд, в области прозрачности кварца ($\Delta\lambda_1 \approx 2200 \text{ \AA} \div \infty$) излучается энергия 6,7 кдж, колбой поглощается примерно столько же — 6,6 кдж и 4,3 кдж идут на нагрев электродов. При увеличении длины разряда до 100 см ⁴⁷ распределение существенно меняется: величина энергии, уходящей на электроды, остается постоянной, а энергия излучения W_1 и энергия, поглощенная колбой, возрастает до 28 кдж каждая. Интересно отметить, что W_1 и энергия, поглощенная колбой, с большой степенью точности оказываются равными и по данным других работ ^{48, 65}. Колба разогревается в основном за счет поглощения коротковолновой части излучения, поэтому ясно, что разряд является очень эффективным преобразователем электрической энергии в энергию излучения.

В условиях работы с разрядами в парах тяжелых элементов, при сравнительно больших диаметрах взрывааемых проволочек и малых вкладываемых энергиях существенную долю в балансе может составлять и необходимая для ионизации и нагрева плазмы энергия.

Следует иметь в виду, что удельный вес различных резервуаров энергии в процессе разряда меняется. Естественно, что при интегральных по всему процессу измерениях внутренняя энергия и энергия ионизации сами по себе теряют смысл, так как переходят в энергию излучения или же уходят на стенки колбы или электроды. Если брать мгновенный баланс, то может оказаться, что U и J существенным образом определяют состояние разряда. Так, по данным ⁴¹ к моменту 1-го максимума тока величина J

составляет около 45,0% Q , а величина U — около 25% Q , по данным ⁴⁸ $U + J \approx 10\% Q$. Интересно отметить также, что практически во всех случаях низкотемпературного самосжатого разряда в плотной плазме величиной $E_{\text{кин}}$ можно пренебречь. Общей закономерностью можно считать ^{46, 47, 48}, что величина W_1 , как правило, очень близка к величине энергетических потерь на стенках колбы.

12. Основные характеристики сильноточных разрядов, образованных взрывом проволочек в плотной среде. Разряды, инициируемые электрическим взрывом проволочек в плотной газовой среде ^{24-26, 66-79} (как правило, в воздухе при атмосферном давлении), могут классифицироваться либо как нестационарная стадия мощного импульсного дугового разряда, либо как развитие искрового разряда при длительном вводе энергии в канал искры. Роль проволочки при этом может быть существенно различной: в ряде случаев материал проволочки может играть определяющую роль в разряде ⁶⁷⁻⁶⁹, в других — проволочка просто инициирует пробой длинных промежутков относительно низким приложенным напряжением ^{22, 25, 26, 69-79}. Характерной особенностью таких разрядов является наличие предшествующей им так называемой паузы тока ^{37, 70-72}, в течение которой обеспечивается создание в окружающем проволочку газе или в ее парах условий для пробоя промежутка. Длительность паузы зависит от материала проволочки и ее диаметра ³⁷ и увеличивается с ростом плотности окружающего газа. При прочих равных условиях наименьшую паузу дает алюминиевая проволочка, а в случае проволочек из W или Mo пауза практически отсутствует ^{37, 70}. При не слишком больших напряжениях пробой происходит преимущественно по поверхности проволочки ⁷². Как начало процесса (первый импульс тока и связанное с ним взрывообразное испарение проволочки), так и вторичный пробой сопровождаются интенсивными ударными волнами ^{37, 79}. После пробоя одновременно с развитием ударной волны происходит и расширение токового канала (образование так называемой тепловой волны). Скорость ударной и тепловой волн зависит от окружающей среды, скорости ввода и абсолютной величины поступающей в разряд энергии ^{22, 25, 26, 70-75, 79}. В воздухе при атмосферном давлении начальная скорость ударных волн может достигать $5 \cdot 10^5$ см/сек ⁷⁵. Скорость тепловой волны несколько ниже. Фоторазвертка взрыва проволочки в воздухе, на которой ясно видны первая и вторая ударные волны, а также развитие тепловой волны, представлена на рис. 14, а. При достаточно больших силах разрядного тока возможен эффект пинчевания разряда ^{25, 73-75} (рис. 14, б).

Разряды в воздухе отличаются относительно высокой устойчивостью. Это хорошо видно из рис. 14, в, на котором изображена покадровая съемка разряда в воздухе ²⁶. Разрядный канал длительное время имеет правильную цилиндрическую форму с гофрированной поверхностью («рябью»). С течением времени из «ряби» развиваются хорошо видимые перетяжки. Развитие перетяжек особенно заметно при пинч-эффекте, причем скорость развития перетяжек в этом случае определяется, как и в случае вакуумного пинча, обратным гидродинамическим временем ⁷⁵ (см. (4.1)).

Разряды сопровождаются интенсивной вспышкой света, причем излучение носит в основном непрерывный характер с наложенными слабыми линиями излучения, характерными для данного газа и материала проволочки ^{66-69, 73-79}. Температура излучения определяется как скоростью ввода энергии и ее абсолютным значением, так и давлением и родом газа. При большой скорости ввода возможно, по-видимому, получение очень высоких температур (до 340 эв и выше) ³⁹.

С точки зрения физических процессов в таких разрядах их удобно разделить на два класса — быстрых, или квазиравновесных, и медленных, или нестационарных, разрядов.

а) *Быстрые (квазиравновесные) разряды в атмосфере.* Для быстрых разрядов характерно то, что явление пинч-эффекта наступает уже

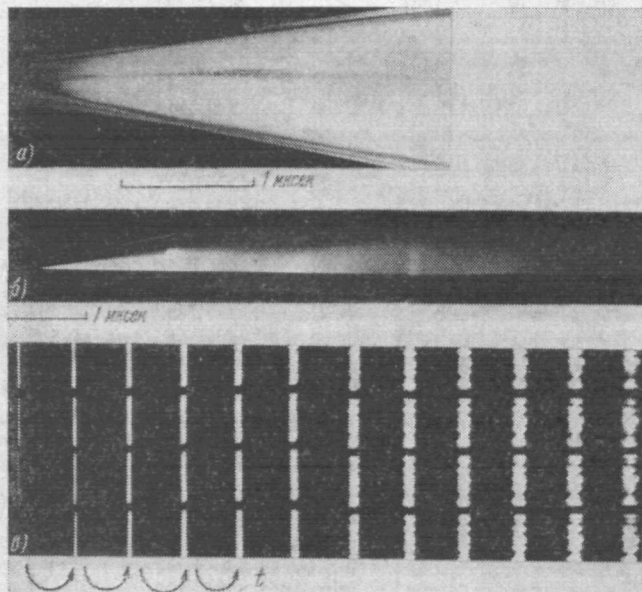


Рис. 14.

на самой ранней стадии, когда энергия установки израсходована лишь частично. Вследствие этого для них область применимости автомодельной теории (см. (6.2)) очень узка и описывает лишь короткую начальную стадию разряда^{22, 25, 75}, а основная фаза описывается теорией разряда переменного тока (см. п. б) раздела 5), вследствие чего такие разряды могут рассматриваться как квазиравновесные. Динамика быстрых разрядов наиболее полно изучена в^{25, 75}. На рис. 15 приведена полученная в²⁵ зависимость радиуса разрядного канала от времени. Видно, что в начальной стадии разрядный канал расширяется с большой скоростью $\sim (4-5) \cdot 10^5$ см/сек, затем вблизи момента первого максимума тока наступает пинч-эффект, после чего происходит дальнейшее практически монотонное расширение разрядного канала, но уже с гораздо меньшей скоростью $\sim 5 \cdot 10^4$ см/сек.

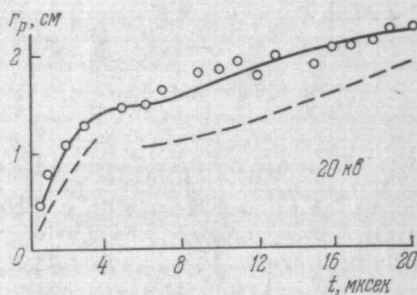


Рис. 15.

Излучение разряда носит периодический характер с ярко выраженными областями «черноты», которые лежат вблизи максимумов разрядного тока (рис. 16, а). Вблизи минимумов тока на слабый непрерывный спектр наложен интенсивный линейчатый спектр. На рис. 17 представлена зависимость от времени яркостной температуры (кружочки), измеренной по непрерывному спектру в областях «черноты», и температуры, вычислен-

ной из проводимости разряда для первого максимума тока (треугольник). Во времени яркостная температура следует за изменением силы разрядного тока, т. е. достаточно сильно осциллирует. Совпадение же яркостной

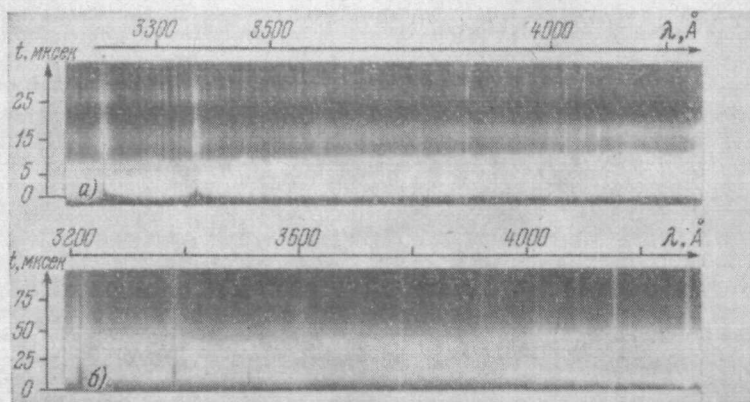


Рис. 16.

температуры и температуры, определенной по проводимости, свидетельствует об однородности ее по сечению разряда. С другой стороны, необходимо упомянуть результаты работ ⁶⁷⁻⁶⁹, которые свидетельствуют об убывании температуры от оси разряда. Эти результаты получены, однако,

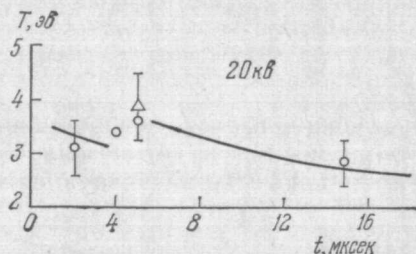


Рис. 17.

для поздних стадий разряда, когда плазма оптически прозрачна, поэтому делать на их основании какие-либо выводы о распределении температуры в основной фазе разряда, когда он оптически непрозрачен, нельзя.

На рис. 15 и 17 приведены также результаты теоретических расчетов по автомодельной теории (начальные участки кривых) и по теории вакуумного пинча переменного тока для времен после первого максимума тока. Видно хорошее согласие, свидетельствующее

о правильности теоретических предположений раздела 6. В пользу такой картины быстрого разряда (автомодельный режим тепловой волны — пинч-эффект и отрыв ударной волны — разряд переменного тока, окруженный областью пониженного давления) свидетельствуют и данные работ ⁶⁷⁻⁶⁹, из которых следует, что на поздних стадиях быстрого разряда в атмосфере его характеристики определяются целиком наличием паров взорванной проволоочки.

б) *Медленные (нестационарные) разряды в атмосфере.* Медленные нестационарные разряды, помимо того, что они позволяют изучить физические процессы, происходящие в свободно развивающейся тепловой волне, и, в частности, проверить на достаточно протяженном временном интервале автомодельную теорию, представляют и прямой практический интерес с точки зрения задачи энергетической накачки ОКГ.

Основные характеристики таких медленных разрядов изучены в ^{26, 74-76, 79}. Скоростные фотографии медленного разряда приведены на рис. 14, а, б, а на рис. 18 — зависимость радиуса разрядного канала от времени. Сплошные кривые — эксперимент (длина разряда 75 см,

длительность первого полупериода ~ 54 мксек, нихромовая проволока $\varnothing = 0,1$ мм, воздух, атмосферное давление). Экспериментальные точки соответствуют различным зарядным напряжениям U_0 , а следовательно,

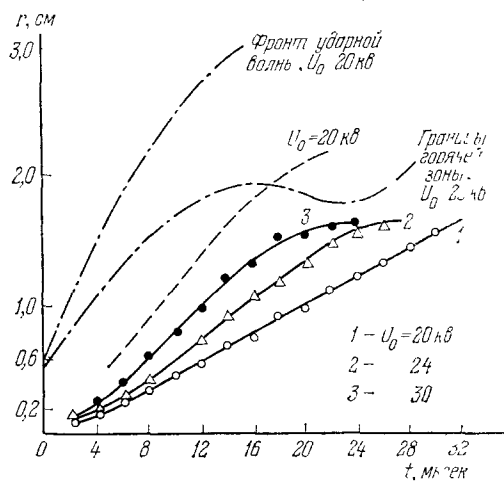


Рис. 18.

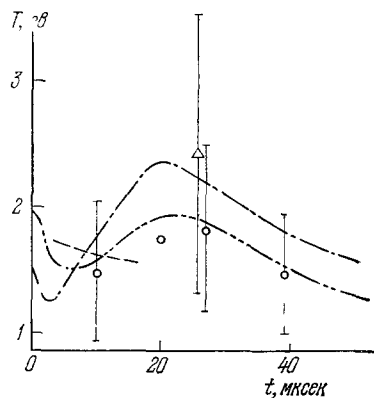


Рис. 19.

и скоростям нарастания тока $F = \dot{I}$. При увеличении U_0 видно увеличение скорости тепловой волны, а вблизи максимума тока заметна тенденция к пинчеванию разряда.

Временная развертка спектра рассматриваемого разряда, приведенная на рис. 16, б, показывает, что в области первого полупериода тока излучается интенсивный непрерывный спектр, яркость которого растет с ростом силы разрядного тока. При этом максимум интенсивности совпадал по времени с максимумом разрядного тока. Аналогичный результат был получен и из осциллограмм сигналов с фотоэлементов, регистрировавших излучение в узких спектральных интервалах в видимой области и в ультрафиолете.

На рис. 19 представлена зависимость яркостной температуры, полученной по непрерывному спектру в области «черноты» излучения (10—50 мксек) от времени (кружки). Треугольником помечено значение температуры, вычисленное из проводимости. Как и в случае быстрых разрядов, температура увеличивается с ростом разрядного тока, достигая в максимуме тока значения до 3 эв ($U_0 = 30$ кВ).

Вся полученная в обсуждаемых работах совокупность экспериментальных результатов свидетельствует о том, что основное энерговыделение происходит в течение первого полупериода. На это же время приходится и основная доля излучения разряда (особенно это касается коротковолновой части излучения). Энергетические характеристики разряда ($U_0 = 20$ кВ) представлены на рис. 20, на котором изображена зависимость от времени вложенной энергии Q , энергии, излученной

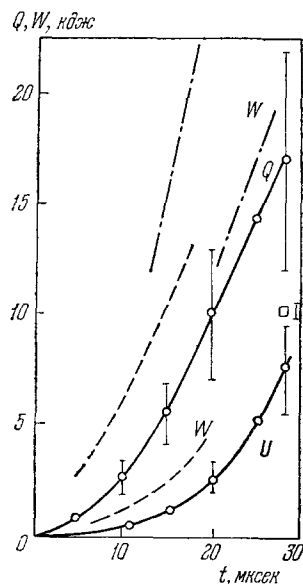


Рис. 20.

в различных спектральных интервалах W ($0 < \lambda < \infty$) — полной энергии излучения абсолютно черного тела, W_2 ($1860 \text{ \AA} < \lambda < \infty$) — энергии, излученной в полосе прозрачности воздуха (нижняя сплошная кривая). Кроме того, приведены значения внутренней энергии в момент максимума тока U и энергии ионизации воздуха в тепловой волне — J . При расчете U для концентрации частиц в тепловой зоне бралось теоретическое значение $N \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, рассчитанное по автомодельной теории (обратим внимание на описку, допущенную в этом отношении в работе²⁶). Как следует из приведенных данных, вложенная в разряд к моменту максимума тока энергия $Q \approx 17 \text{ кдж}$, а диссипированная ($W_2 + U + J$) $\approx 4 + 3,5 + 10 \text{ кдж} = 17,5 \text{ кдж}$, т. е. имеется полное количественное согласие. При этом $W_2 = 0,23 Q$, $U = 0,20 Q$ и $J = 0,67 Q$. Такое же соотношение между внутренней и излученной энергией полу-

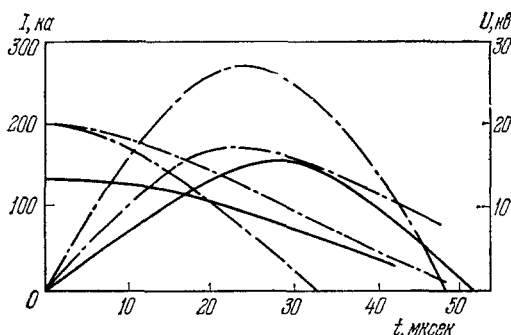


Рис. 21.

соответствующего расчета приведены на рис. 18—20 пунктиром. Сравнение расчета и эксперимента показывает, что автомодельная теория правильно описывает временной ход всех величин, кроме температуры. Однако рассчитанное по автомодельной теории значение температуры хорошо совпадает со средним значением яркостной температуры в течение первого полупериода. Таким образом, автомодельная теория дает возможность производить правильные полуколичественные расчеты основных характеристик разряда, причем с увеличением скорости нарастания тока точность таких расчетов увеличивается.

На рис. 18—20 приведены также штрих-пунктиром результаты численных расчетов параметров разряда с помощью решения на ЭВМ уравнений радиационной гидродинамики^{26–29}. Расчет проводился на основе усредненного уравнения переноса излучения. Граничные условия для электромагнитного поля определялись с помощью уравнений внешней цепи, на оси разряда требовалось выполнение условий, вытекающих из симметрии задачи. В качестве начального состояния принималось существование на оси разряда цилиндрического плазменного столба (в основном варианте предполагалось, что этот столб имеет параметры $r_0 = 0,5 \text{ см}$ и $T_0 = 1,5 \text{ эв}$). На рис. 19 приведен также расчет T при $r_0 = 0,8 \text{ см}$ и $T = 2 \text{ эв}$ (двойной штрих-пунктир). Расчет на ЭВМ позволил вычислить и вольт-амперную характеристику разряда и его активное сопротивление. Результаты приведены на рис. 21 совместно с экспериментальными кривыми (сплошные кривые). Из сопоставления эксперимента и различных методов расчета следует, что расчет на ЭВМ при сделанных предположениях позволяет хорошо описывать вольт-амперные характеристики разряда и ход температуры. Что касается других параметров, то расчет на ЭВМ дает

чено и для случая быстрых разрядов^{22, 67}, однако там существенной оказывается также кинетическая энергия направленного движения.

В условиях обсужденных экспериментов в начальных достаточно протяженных стадиях разряда ток с высокой степенью точности мог считаться нарастающим по линейному закону, причем скорость нарастания тока $\sim 10^{10} \text{ а/сек}$. Поэтому, как следует из (6.2), имелась широкая область применимости автомодельной теории. Результаты

примерно такое же расхождение с экспериментом, что и автомоделная теория, с той существенной разницей, что он позволяет описывать весь процесс на всех его стадиях.

13. Формирование и динамика коаксиальных плазменных оболочек. Из теории следует, что коаксиальные разряды, или так называемые обратные пинчи, имеют определенные преимущества — большую величину излучающей поверхности и большую устойчивость, чем линейные разряды. Однако экспериментальных работ, посвященных изучению излучающих коаксиальных разрядов, крайне мало.

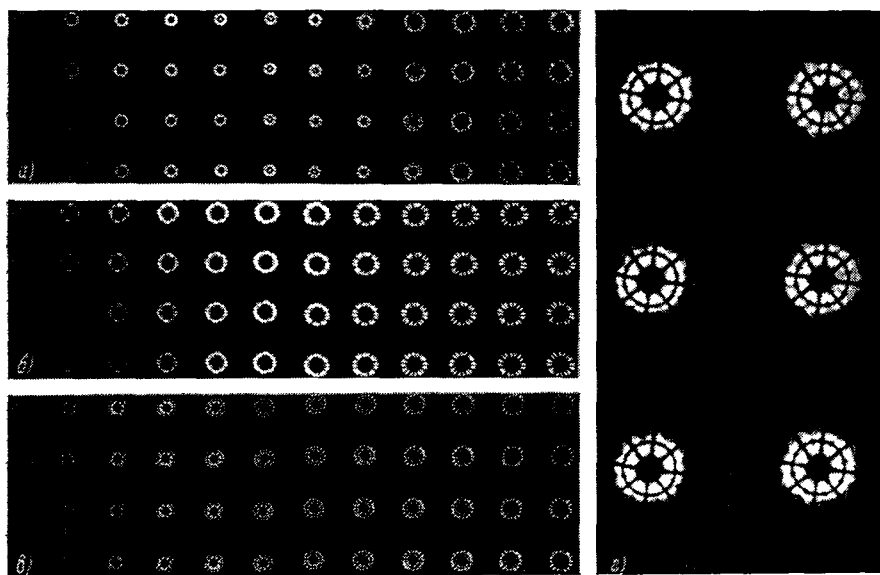


Рис. 22.

Работ по изучению излучающих обратных пинчей в вакууме авторам вообще неизвестно. Имеется ряд работ по термоядерным обратным пинчам⁸⁰, ксеноновым полосковым лампам⁸¹.

Формированию и динамике коаксиальных разрядов в атмосфере посвящены работы^{77, 78}. Разряд инициировался одновременным взрывом восьми расположенных по окружности проволок. В работах показана возможность создания таким путем как сходящихся к оси, так и расходящихся или стационарных разрядов, в зависимости от распределения тока вне и внутри плазменного слоя. Рис. 22, а—с показывает результаты скоростного фотографирования таких разрядов с торца разрядной камеры, рис. 22, г показывает в увеличенном масштабе область взаимодействия двух соседних плазменных каналов, образованных взрывом отдельных проволок. На ранних стадиях разряда отдельные каналы расширяются независимо друг от друга со скоростью $\approx (2-3) \cdot 10^5$ см/сек. При соприкосновении отдельных каналов происходит их деформация, причем они никогда не образуют сплошную коаксиальную оболочку. Возможная причина такого поведения каналов заключается в электростатическом отталкивании диффузионных слоев пространственного заряда на границах тепловых зон. Тем не менее излучение такой системы близко к излучению сплошной плазменной оболочки. При одинаковых условиях в разрядном контуре температура такой коаксиальной оболочки ниже, чем

у линейного разряда. Температура сходящегося разряда выше, чем у стационарного и, тем более, у расходящегося разряда. Скорость движения оболочки к центру камеры может достигнуть величины 10^5 см/сек, причем при увеличении скорости нарастания тока она также увеличивается. Устойчивость исследованных разрядов оказалась весьма высокой, в основной фазе процесса на поверхности слоя плазмы имеется только мелко-масштабная «рябь», связанная с начальными возмущениями отдельных проволок.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение приведем сравнительные характеристики различных типов сильноточных разрядов как источников излучения. Основными параметрами при этом являются: характерный размер разряда и его яркостная температура, а также коэффициент преобразования вложенной энергии Q в энергию излучения W_i определенного спектрального диапазона $\Delta\lambda_i: \eta_i = W_i/Q$. Как следует из данных об излучении и температуре сильноточных разрядов, приведенных в предыдущих разделах, они

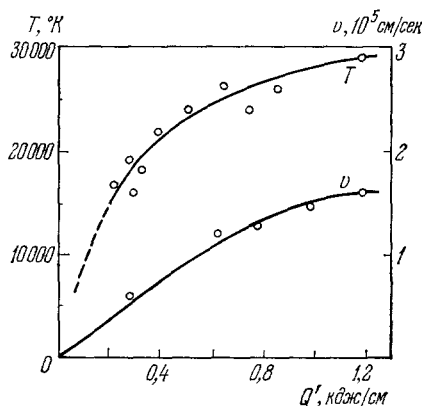


Рис. 23.

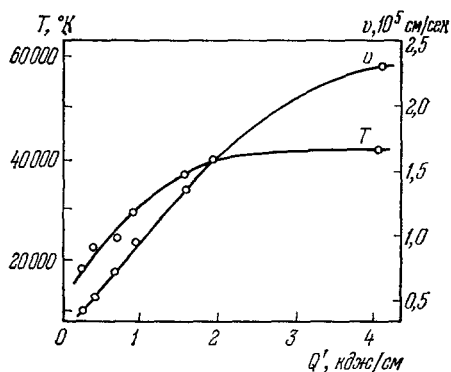


Рис. 24.

выгодно отличаются большой яркостью излучения и возможностью получения практически сколь угодно большого абсолютного выхода излучения. Поэтому чрезвычайно важно знать условия для достижения оптимальных условий режима работы разряда (максимального η в нужном спектральном диапазоне, необходимого геометрического размера либо скорости распространения токового шнура). Поскольку в различных экспериментах варьируются как длина разряда, так и его период, то удобно сопоставлять результаты, отнесенные к какому-то характерному моменту времени и отнесенные к единице длины разряда. Скорость расширения удобно брать в начале разряда, а температуру — в максимуме тока.

Рис. 23 и 24 представляют зависимость скорости расширения плазменного канала v и яркостной температуры T от вложенной на единицу длины разряда энергии $Q' = Q/l$ соответственно для вакуумного разряда, образованного взрывом серебряной проволоочки диаметром 0,1 мм⁶³, и атмосферного разряда⁷⁵. Видно, что как v , так и T монотонно растут с увеличением Q' .

Рис. 25 и 26 показывают для тех же разрядов зависимость от Q' удельной излученной энергии W'_1 , W'_2 и W'_3 и коэффициентов преобразования излучения η_1 , 2, 3. Очень важно, что величины η имеют максимумы при определенной удельной вложенной энергии: в атмосферных разрядах этот

максимум достигается при $Q' \approx 0,5$ кдж/см, а в вакуумных — при $Q \approx 0,6 \div 0,75$ кдж/см. Такое поведение связано с перераспределением вложенной энергии между энергией излучения и внутренней энергией разряда.

Следует отметить также, что в большинстве описанных экспериментов достигался высокий коэффициент преобразования запасенной в установке энергии $\mathcal{E}$ в электрическую: $Q = (0,7-0,8) \mathcal{E}$.^{22, 26, 46-48}, причем

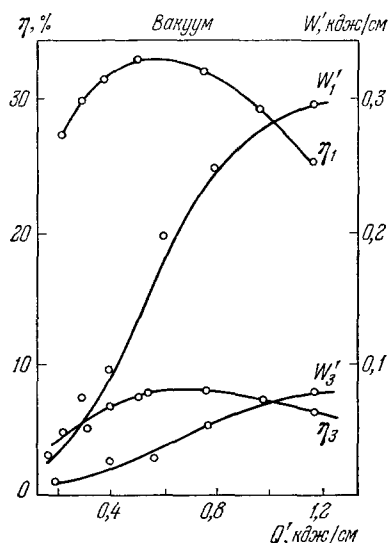


Рис. 25.

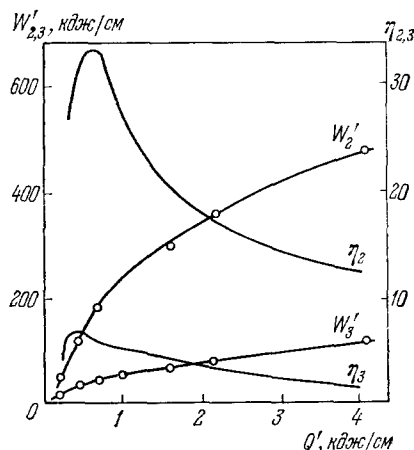


Рис. 26.

калориметрические измерения показывают, что в свет переходит до 45% энергии батареи, и в случае атмосферного разряда²⁶ общий выход излучения может составить до 40 кдж, что превышает абсолютный выход излучения всех известных ламп накачки.

Основные данные по различным типам излучающих разрядов приведены в таблице, из которой следует высокая перспективность использо-

Тип разряда	Лампа ИФП-5000 26	Лампа УФ 900/20 26	Взрыв в вакууме литиевой проволоочки 46, 47		Разряд в воздухе 26, 75		Взрыв в вакууме серебряной проволоочки 48, 63	
Длина разряда l , см	25	90	14,5	92	75	75	95	95
Длительность основной фазы разряда τ , мксек	620	150	70	140	55	55	—	86
Энергия батареи $\mathcal{E}$, кдж	5	20	26,5	72	83	225	56,7	72,3
Введенная энергия Q , кдж	4	16	17,5	60	60	180	36	51
Максимальная температура T , °К	9000	110 000	17 000	28 000	26 000	31 000	21 500	24 000
Энергия излучения (кдж)								
W_1	—	—	—	28	—	—	12,5	20,5
W_2	—	—	—	—	20	35	—	—
W_3	0,2	1,0	1,0	—	4,4	9	2,6	2,9
Полная излученная энергия (кварцевый калориметр), кдж	2,6	—	6,7	—	38	—	19	29
Коэффициент преобразования (%)								
η_1	—	—	—	46,5	—	—	34,5	40
η_2	—	—	—	—	33,4	19,5	—	—
η_3	5	6,25	5,7	—	7,35	5	7,2	5,7

вания таких разрядов как источников излучения для энергетической накачки ОКГ. Дальнейшее улучшение характеристик излучающих разрядов (повышение устойчивости и абсолютного выхода излучения) следует искать путем создания и исследования коаксиальных разрядов (обратных пинчей).

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Маршак, Импульсные источники света, М., Госэнергоиздат, 1963.
2. А. Ф. Александров, И. С. Маршак, А. А. Рухадзе, ЖТФ 44, 193 (1974).
3. W. Lochte-Holtgreven, Rept. Progr. Phys. 21, 312 (1958) (см. перевод: УФН 72, 521 (1960)).
4. М. П. Ванюков, А. А. Мак, УФН 51, 301 (1958).
5. М. Р. Бедиков, В. П. Лихачев, В. В. Михайлов, М. С. Рабинович, ЖЭТФ 48, 95 (1965).
6. I. K. Oster, N. H. Marcus, J. Chem. Phys. 27, 189 (1957).
7. F. D. Bennett, Phys. Rev. 45, 890 (1934).
8. Л. А. Арцимович, Управляемые термоядерные реакции, М., Физматгиз, 1961.
9. Д. Роуз, М. Кларк, Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции, М., Госатомиздат, 1963.
10. N. F. Filippov, V. I. Agafonov, I. R. Belyaeva, V. V. Vikhrey, V. A. Gribkov, L. G. Golubchikov, V. T. D'yachenko, V. S. Imshennik, V. D. Ivanov, O. N. Krokhin, M. P. Moiseyeva, G. V. Sklizkov, T. I. Filippova, Proc. of the 4th Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, USA, IAEA, 1971.
11. В. Ф. Дьяченко, В. С. Имшенник, сборник «Вопросы теории плазмы», под ред. М. А. Леонтовича, т. 5, М., Атомиздат, 1967, стр. 132.
12. Б. Б. Кадомцев, *ibid.*, т. 2, 1963, стр. 132.
13. А. А. Рухадзе, С. А. Триггер, Ж. ПМТФ, № 3, 11 (1968); ЖЭТФ 56, 1029 (1969); ЖТФ 40, 1817 (1970).
14. В. Б. Розанов, А. А. Рухадзе, С. А. Триггер, Ж. ПМТФ, № 5, 18 (1968).
15. В. Б. Розанов, ДАН СССР 182, 320 (1968).
16. А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, С. А. Триггер, а) Proc. of the 9th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Beograd, 1969, p. 379; б) сборник «Вопросы физики низкотемпературной плазмы», Минск, «Наука и техника», 1970, стр. 148.
17. А. Ф. Александров, Е. П. Каминская, А. А. Рухадзе, Ж. ПМТФ, № 1, 33 (1971).
18. А. Ф. Александров, С. А. Решетняк, Ж. ПМТФ, № 2, 48 (1974).
19. А. А. Рухадзе, С. А. Триггер, Препринт ФИАН СССР № 168, Москва, 1968.
20. А. А. Рухадзе, С. А. Триггер, Препринт ФИАН СССР № 26, Москва, 1969.
21. А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, А. А. Рухадзе, В. И. Савоскин, И. Б. Тимофеев, Препринт ФИАН СССР № 72, Москва, 1971.
22. Н. Г. Басов, Б. Л. Борович, В. Б. Розанов, В. С. Зуев, Ю. Ю. Стойлов, ЖТФ 40, 805 (1970).
23. В. Б. Розанов, Б. Л. Борович, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 12, 3 (1970).
24. И. К. Федченко, Ю. К. Бобров, Изв. вузов (Энергетика), № 12, 15 (1971).
25. А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, А. А. Рухадзе, В. И. Савоскин, И. Б. Тимофеев, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 8, 72 (1970).
26. А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, С. П. Курдюмов, Ю. А. Попов, А. А. Рухадзе, И. Б. Тимофеев, ЖЭТФ 61, 1841 (1971).
27. P. P. Volosevitch, V. Ja. Goldin, N. N. Kalitkin, Yu. P. Porov, V. B. Rosanov, A. A. Samarsky, R. N. Chetverushkin, сборник, цит. в ^{16а}, p. 348.
28. В. Я. Гольдин, Д. А. Гольдина, Г. В. Данилова, Н. Н. Калинкин, Л. В. Кузьмина, С. П. Курдюмов, А. Ф. Никифоров, Ю. П. Попов, В. С. Рогов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский,

- В. Б. Уваров, Л. С. Царева, Б. Н. Четверушкин, Препринт ИПМ АН СССР № 36, Москва, 1971.
29. П. П. Волоосевич, В. Я. Гольдин, Н. Н. Калиткин, С. П. Курдюмов, Ю. П. Попов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, Б. Н. Четверушкин, Препринт ИПМ АН СССР № 40, Москва, 1971.
 30. В. Б. Розанов, А. А. Рухадзе, Препринт ФИАН СССР № 132, Москва, 1969.
 31. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Физматгиз, 1963.
 32. А. Ф. Александров, С. А. Решетняк, Ж. ПМТФ, № 2, 21 (1973).
 33. М. А. Леонтович, С. М. Осовец, АЭЗ, 81 (1956).
 34. С. И. Драбкина, ЖЭТФ 21, 473 (1951).
 35. С. И. Брагинский, ЖЭТФ 34, 1548 (1958).
 36. Н. М. Кузнецов, Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах, М., «Машиностроение», 1965.
 37. Сборники «Взрывающиеся проволочки», М., т. I, ИЛ, 1963; т. II, «Мир», 1965; v. III. Ed. W. G. Chase and H. K. Moor. N.Y., Plenum Press, 1964.
 38. С. А. Усобеги, А. Brin, F. Delobbeau, P. Veyrie, Proc. of the 5th Intern. Conference on Ionisation Phenomena in Gases, Munich, 1961, p. 1952.
 39. Дж. Катценштейн, сборник ³⁷, т. I, стр. 123.
 40. E. C. Cassidy, S. W. Zimmermann, K. K. Neumann, Rev. Sci. Instr. 37, 210 (1966) (см. перевод: Приб. научн. иссл. 37(2), 66 (1966)).
 41. В. И. Петросян, Э. И. Дагман, Д. С. Алексеевко, П. А. Скрипкина, ЖТФ 39, 2076, 2084 (1969).
 42. L. Niemeyer, Zs. Naturforsch. 24a, 1707 (1969).
 43. А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, А. А. Рухадзе, В. И. Савоскин, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 6, 58 (1970).
 44. I. Holmstrom, S. K. Handel, B. Stenerhag, J. Appl. Phys. 39, 2998 (1968).
 45. B. Stenerhag, S. K. Handel, A. Deijke, ibid. 41, 831 (1970).
 46. А. Д. Клементов, Г. В. Михайлов, Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, Ю. П. Свириденко, ТВТ 8, 736 (1970); Препринт ФИАН СССР № 126, Москва, 1969.
 47. А. А. Вехов, А. Д. Клементов, Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, В. В. Рубцов, Ю. П. Свириденко, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 10, 53 (1970).
 48. А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, А. А. Рухадзе, В. И. Савоскин, И. Б. Тимофеев, III Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы. Краткое содержание докладов, М., Изд-во МГУ, 1971, стр. 176; ЖЭТФ 64, 1568 (1973).
 49. И. Ф. Кварцхава, В. В. Бондаренко, Р. Д. Меладзе, К. В. Суладзе, ЖЭТФ 34, 737 (1956).
 50. Э. К. Чекалин, В. С. Шуманов, сборник «Свойства газов при высоких температурах», М., «Наука», 1967, стр. 106; ЖТФ 39, 1 (1969).
 51. А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, И. Б. Тимофеев, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 2, 25 (1972).
 52. E. C. Cassidy, S. Abramovitz, Appl. Spectr. 21, 360 (1967).
 53. И. Витковский, П. Бей, У. Фауст, Р. Фулнер, Г. Ливитт, Дж. Шипман, сборник ³⁷, т. II, стр. 108.
 54. I. Vitkovitsky, Phys. Fluids 7, 612 (1964).
 55. H. Moesta, D. Breuer, Zs. Instr. 74, 260 (1966).
 56. M. I. Stevenson, W. Reutev, N. Braslau, P. P. Sorokin, A. J. London, J. Appl. Phys. 34, 500 (1963).
 57. А. А. Вехов, Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, Препринт ФИАН СССР № 79, Москва, 1971.
 58. А. В. Клементов, Е. А. Николаев, В. В. Розанов, Proc. of the 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, 1971, p. 389.
 59. Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, Ю. П. Свириденко, ТВТ 10, 486 (1972); Препринт ФИАН СССР № 99, Москва, 1971.
 60. Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, Ю. П. Свириденко, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 4, 59 (1971).
 61. Ф. А. Николаев, Ю. В. Новицкий, В. Б. Розанов, Ю. П. Свириденко, ЖЭТФ 63, 844 (1972); Препринт ФИАН СССР № 21, Москва, 1972.
 62. Е. Остау, D. R. Vach, J. Appl. Phys. 41, 1716 (1970).
 63. О. А. Суров, Дипломная работа (МГУ, 1972).
 64. В. В. Пустовалов, В. Б. Розанов, сборник ¹⁶⁶, стр. 123.
 65. А. Н. Васильева, И. А. Гришина, Ю. К. Земцов, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, сборник ⁴⁸, стр. 314.
 66. Н. Н. Соболев, ЖЭТФ 17, 986 (1947).

67. B. J a' A c o b y, J. Quant. Spectr. and Rad. Transfer 9, 1603 (1970).
 68. B. J a' A c o b y, P. A v i v y, J. Phys. B3, 405, 412 (1970).
 69. R. K r ü g e r, Zs. angew. Phys. 25, 282 (1968); Иенское обозрение, № 1, 24 (1970).
 70. И. Ф. Кварцхава, А. А. Плюто, А. А. Чернов, В. В. Бондаренко, ЖЭТФ 30, 42; 31, 745 (1956).
 71. К. Б. Абрамова, В. П. Валицкий, Ю. В. Вандакуров, Н. А. Златкин, Б. П. Перегуд, ДАН СССР 167, 778 (1966).
 72. A. V l a s t o s, J. Appl. Phys. 38, 4993 (1967); 39, 1081 (1968).
 73. H. B a r t e l s, P. G a n s a u g e, H. K u h l m e i, Proc. of the 6th Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases, v. 2, Amsterdam, 1962, p. 2032.
 74. А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, А. А. Рухадзе, И. Б. Тимофеев, сборник ⁴⁸, стр. 179.
 75. И. Б. Тимофеев, Канд. диссертация (МГУ, 1971).
 76. Г. И. Калгина, Дипломная работа (МГУ, 1973).
 77. А. Ф. Александров, А. Т. Савичев, И. В. Тимофеев, Радиотех. и электрон. 18, 2147 (1973).
 78. А. Ф. Александров, В. И. Перебейнос, А. Т. Савичев, И. Б. Тимофеев, ЖТФ 44, 65 (1973).
 79. А. Ф. Александров, В. В. Перебейнос, А. Т. Савичев, И. Б. Тимофеев, ЖТФ 44, 581 (1974).
 80. O. A n d e r s o n, H. F u r t h, I. S t o n e, Phys. Fluids 1, 489 (1958).
 81. В. П. Кирсанов, С. В. Трошкин, Светотехника, № 1, 12 (1967).
-