

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

533.9:535.1

ФОРМИРОВАНИЕ СПЛОШНОГО СПЕКТРА  
В ПЛАЗМЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО РАЗРЯДА ЧЕРЕЗ КАПИЛЛЯР

Г.В. Овчакин

(Белорусский государственный университет им. В.И. Ленина)

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	161
2. Условия и место образования сплошного спектра и спектральных линий . . . . .	166
3. Исследование излучения плазмы в течение времени разряда . . . . .	174
4. Экспериментальное определение глубины непрерывного ряда верхних энергетических состояний атомов и ионов и вычисление по формулам (результаты сведены в таблицу)	176
Список литературы . . . . .	180

**1. Введение**

Лайман [1, 2], исследуя излучение водорода, гелия и других газов в далекой вакуумной спектральной области, обнаружил появление сплошного спектра ( $190 \pm 85$  нм) при конденсированном разряде через капилляр. Он заметил, что яркость испускания сплошного спектра формируется излучением продуктов испарения стекла и не зависит от давления газа и его состава в разрядной трубке перед пробоем.

Первая работа, посвященная исследованию излучения сплошного спектра при конденсированном разряде через узкие трубы диаметром до 1 см, принадлежит Андерсону [3]. Разряд слабо затухающий. Андерсон определил спектральный состав суммарного излучения и в каждый полупериод разряда. При высоких напряжениях разряд излучает сплошной спектр, на фоне которого имеются линии испускания и поглощения атомов и ионов кремния. Согласно его экспериментальным данным Андерсона излучение является термическим. Он приводит примерную оценку температуры плазмы канала искры  $(19 - 50) \cdot 10^3$  К.

Ратенау [4] применил сплошной спектр, излучаемый при конденсированном разряде через капилляр, для исследования спектра поглощения паров воды и газа окиси углерода ниже 200 нм. Он считает, что излучение сплошного спектра до 50 нм является термическим, а излучение ниже этой границы он относит к тормозному излучению.

Гасилевич [5] заметил разную яркость излучения сплошного спектра при разрядах через капилляры разного сорта стекол.

Наличие линий испускания и поглощения в сплошных спектрах излучения плазмы при конденсированных разрядах через капилляр привело Финкельнбурга [6 — 8] к выводу, что линии испускаются и поглощаются атомами

и ионами, находящимися внутри канала капилляра. Сплошной спектр при этом возникает в результате только торможения электронов в полях ионов и их рекомбинаций. Расширение линий с увеличением давления плазмы он объясняет эффектом Штарка [8].

Наряду с изучением природы испускания при конденсированном разряде через капилляр или узкую трубку также исследовалась природа непрерывного излучения других источников света. Винкен [9] исследовал излучение искрового разряда под водой. При этом он наблюдал наряду с линейчатым спектром интенсивное непрерывное излучение в интервале длин волн 240 — 650 нм примерно одинаковой интенсивности. Эленбас [10 — 12] определил интенсивности испускания ртутной лампы высокого давления для ряда длин волн между линиями. По его данным Унзольд [13] построил кривую распределения энергии в спектре. Яркость излучения ртутной лампы почти одинакова для всех длин волн в интервале 230 — 530 нм. Лишь для небольшого интервала более длинных волн интенсивность оказалась заметно больше.

В соответствии с этими экспериментальными данными Унзольд [13] вывел формулу излучения газа, замкнутого в  $\text{см}^3$  на единицу частоты, следующим образом. Согласно формуле Крамерса [14, 15] коэффициент поглощения одного водородоподобного атома в  $n$ -м квантовом состоянии частоты

$$a_n = (1/n^2)(64\pi^4/3r_3)(me^{10}/ch^6n^3)/\nu^3. \quad (1.1)$$

Число атомов в состоянии  $n$  относительно их числа в основном состоянии  $n = 1$  при температуре  $T$  по Больцману равно

$$n^2 \exp[-(E_1 - E_n)/kT],$$

где  $E_n = Rhc/n^2$  — энергия  $n$ -го квантового состояния и  $n^2$  — статистический вес этого энергетического состояния относительно основного. Для краткости введем обозначение  $U_n = E_n/kT = (Rhc/kT)/n^2$  и

$$U = h\nu/kT. \quad (1.2)$$

Общая дискретно непрерывная часть коэффициента поглощения, рассчитанная на один атом в основном состоянии, определяется так:

$$x_\nu = (64\pi^4/3\sqrt{3})(me^{10}/ch^6\nu^3) \sum_{h\nu} (1/n^3) \exp[-(U_1 - U_n)], \quad (1.3)$$

$$kT > U_n.$$

Чтобы эти расчеты перевести на другие атомы, надо дополнить уравнение (1.3) следующими поправками:

- 1) эффективным зарядом атомного остатка  $Z_{\text{eff}}$ ;
- 2) статистическим весом основного состояния;
- 3) в сложных спектрах, состоящих из многих серий спектральных линий, сумму в (1.3) можно заменить интегралом

$$\begin{aligned} \sum (\Delta n/n^3) \exp[-(U_1 - U_n)] &\rightarrow 1/2 \int \exp[-(U_1 - U_n)] d(1/n^2) = \\ &= -(\exp(-U_1)(2U_1) \int_U^0 \exp U_n dU_n) = [\exp(-U_1)/2U_1](e^n - 1). \quad (1.4) \end{aligned}$$

Следовательно, для части коэффициента поглощения, учитывающего дискретно-непрерывные переходы на один атом, получается

$$\kappa_{\nu} = (\gamma \cdot 1,6\pi^2/3\sqrt{3})e^6 Z_{\text{eff}}^2 / chk^2 [\exp(-U_1)/T^2] \frac{e^U - 1}{U^3}, \quad (1.5)$$

где  $U_1$  равняется эффективной энергии ионизации атома, деленной на  $kT$ .

Для учета коэффициента поглощения в области непрерывно-непрерывных переходов электронов вне атома мы должны проинтегрировать уравнение (1.4) от  $U = 0$  до  $U = -\infty$ , в результате чего в уравнении (1.5) вместо множителя  $e^U - 1$  получится 1.

Если наряду с дискретно-непрерывными переходами учесть непрерывно-непрерывные переходы, то в уравнении (1.5) вместо множителя  $e^U - 1$  получится просто  $e^U$ .

При больших давлениях газа наряду с обсужденными переходами добавляется еще доля непрерывного поглощения за счет переходов электронов сильно расширенных термов ниже истинной границы ионизации. Этот непрерывный ряд энергетических состояний атома обозначим  $\Delta U = \Delta E/kT$  с отрицательным значением энергии. В таком случае интегрирование уравнения (4) нужно производить от  $U = U + \Delta U$  до  $U = -\infty$ , в результате чего вместо множителя  $e^U$  в уравнение (5) войдет множитель  $e^{U+\Delta U}$ , а для связанных электронов с ядром — множитель  $e^{U+\Delta U} - e^U$ .

В итоге общее непрерывное поглощение частично ионизованного газа на один атом оказывается равным

$$\kappa_{\nu} = (\gamma \cdot 1,6\pi^3/3\sqrt{3})(e^6 Z_{\text{eff}}^2 / chk^3) \exp(-U) / T^2 (1/U^3) e^{U+\Delta U}. \quad (1.6)$$

Коэффициент поглощения состоит из трех частей: непрерывно-непрерывной, непрерывно-дискретной расширенных линий в отношениях

$$1, \quad e^U - 1, \quad e^{\Delta U+U} - e^U, \quad (1.7a)$$

или

$$e^{-U}, \quad 1 - e^{-U}, \quad e^{\Delta U} - 1. \quad (1.7b)$$

Из этих отношений вытекает важное заключение. При температуре дугового разряда  $T = 6000$  К и  $U = 1,43/\lambda T$  для  $\lambda = 400$  нм получается  $U = 6$  и  $e^{-6} \ll 1$ , т.е. поглощение за счет электронных переходов в области расширенных линий отсутствует. При условиях разряда, когда  $\Delta U > 1$ , поглощение преобладает за счет переходов связанных электронов.

В практике лабораторных исследований целесообразно определить интенсивность излучения одним сантиметром кубическим, единичной частотой и в телесном угле  $4\pi$ , т.е.  $4\pi\kappa_{\nu}$ . С этой целью перейдем от коэффициента поглощения одним атомом к коэффициенту поглощения  $1 \text{ см}^3$ , для чего  $\kappa_{\nu}(6)$  умножим на число атомов в  $\text{см}^3$ :  $n = P_g/kT$ , где  $P_g$  — давление газа.

Обычно поглощение света сопровождается спонтанным и вынужденным излучениями. При стационарных процессах полная мощность излучения должна равняться полной мощности поглощения. Унзольд взял во внимание виновскую часть функции Планка, а именно

$$\rho(\nu_{ki}) = (8\pi h\nu^3/c^2) \exp(-U).$$

В соответствии с уравнением (6) общая эмиссия 1 см<sup>3</sup> единичной частоты получается равной

$$4\pi\epsilon_\nu = (\gamma \cdot 1,28\pi^3/3\sqrt{3})(e^2/h\nu)^3 Z_{\text{eff}} \exp[-(U_1 - \Delta U)] P_g. \quad (1.8)$$

Формула не содержит частоту. Однако не дано объяснения, почему вывод формулы базируется на признании термодинамического равновесия процессов излучения, а в результате решения энергия излучения получилась независимой от частоты в спектральной области  $h\nu \leq E_1$ .

Бабушкин [16 — 20] выполнил ряд работ по выяснению характера излучения при конденсированных разрядах через узкую стеклянную или кварцевую трубку. Он использовал разряды от конденсаторов емкостью 0,25 — 1,0 мкФ при напряжениях 30 — 60 кВ. Разряды производились между заостренными алюминиевыми электродами, помещенными в трубки диаметром 0,25 — 6 мм на расстоянии между ними 3 — 4 см. Разряды слабо затухающие. При условии быстрого затухания разряда сплошной спектр излучается более интенсивно. Бабушкин определил спектральный состав суммарного излучения и в каждый полупериод разряда. На фоне сплошного спектра имеются широкие спектральные линии.

Бабушкин впервые ввел разные металлы в канал трубы. Яркость излучения разряда получается разной при вводе различных металлов. Он пытался объяснить рост интенсивности излучения увеличением числа электронов с уменьшением энергии ионизации атомов. Однако такая зависимость не наблюдается.

Образовав отверстие (сопло) с боку трубы, Бабушкин [18] при помощи зеркальной резвертки определил скорость истечения продуктов испарения в радиальном направлении. Затем он, применив соотношение между скоростью движения ударной волны и давлением за фронтом волны [21], вычислил давление в трубке при пробойных напряжениях 30, 43 и 60 кВ. Давление получилось соответственно 13, 14 и 21 атмосфера. По этим данным, применяя систему уравнений, включая уравнение Саха [22], он вычислил температуру и степень ионизации плазмы в канале трубы.

Бабушкин [20] определил яркости излучения разрядов с торца и с боку трубы. Она оказалась одинаковой, несмотря на десятикратную разницу в толщине светящейся плазмы, что согласуется с [3].

На основании всех своих измерений Бабушкин пришел к выводу, что излучение при конденсированном разряде через узкую трубку является термодинамическим и равновесным.

Разнобой в определении характера излучения при конденсированном разряде через капилляр продолжается. Ган и Финкельнбург [23] измерили яркость излучения конденсированного разряда через капилляр непосредственно фотоэлементами для ряда групп длин волн. Она оказалась одинаковой в интервале 650 — 400 нм, что соответствует формуле Унзольда (8). Яркость излучения более коротких длин волн сильно уменьшается. Они установили линейную зависимость интенсивности излучения от квадрата максимальной плотности тока разряда через капилляр. Исходя из этой зависимости и наличия спектральных линий на фоне сплошного спектра Ган и Финкельнбург пришли к заключению, что интенсивность излучения сплошного спектра при конденсированных разрядах через капилляр пропорциональна числу соударений

между электронами и положительными ионами. На этом основании они вновь пришли к выводу о тормозном характере излучения сплошного спектра. Испускание же со спадающей интенсивностью в области более коротких длин волн спектра они объясняют преимущественно излучением за счет рекомбинаций электронов с ионами. Такое объяснение противоречит выводу Унзольда, выраженному соотношением (7). Непрерывный ряд энергетических состояний  $\Delta E$  они вообще не принимают во внимание.

В более поздней работе Финкельбург [24] связывает излучение сплошного спектра и спектральных линий с термодинамическим равновесием, а образование линий поглощения — с нарушением термодинамического равновесия в плазме.

Авторы работ [25 — 27], фотографируя спектры излучения при конденсированном разряде через капилляр, нашли постоянное значение величины интенсивности испускания в интервале 400 — 300 нм. Яркость излучения более коротких длин волн падает. По Унзольду граница перехода от постоянной интенсивности к ее переменному значению должна зависеть от энергии ионизации основного элемента. Авторы этих работ наблюдали различную яркость излучения для разных газов и для капилляров из различных материалов при сравнительно малых плотностях тока, но при этом они не обнаружили смещения вышеуказанной границы.

В [27] установлено, что разряды через силициевые капилляры (температура плавления = 1400 °C, температура кипения = 2230 °C) излучают яркий сплошной спектр при сравнительно малых плотностях тока. Разряды через циркониевый капилляр ( $T_n = 2700 °C$ ,  $T_k = 4300 °C$ ) излучают слабый сплошной спектр даже при больших плотностях тока, что не объяснено.

Спектральные линии ярко выражены на фоне сплошного спектра во всех произведенных опытах по изучению излучения разряда через капилляр. На этом основании Финкельбург, а затем Биберман решили, что сплошной спектр излучается не иначе, как за счет торможения электронов в полях ионов и за счет рекомбинации электронов с ионами. По мнению авторов работы [28], «электрон может находиться в связанном состоянии (при этом его энергия отрицательна и принимает ряд дискретных состояний) и в свободном (энергия положительна и может меняться непрерывно)». Сплошной спектр испускается в результате переходов электрона из свободного состояния в связанное (свободно-связанного перехода) и в результате свободно-свободных переходов. По их расчетам отношение вкладов компонент в излучение сплошного спектра для любых атомов при  $\nu < \nu_g$  составляет приблизительно ( $e - 1$ ):1. Вклад свободно-связанных переходов становится преобладающим, когда  $\hbar\nu < 0,7kT$ . При  $\hbar\nu > 0,7kT$  вклад свободно-свободных переходов преобладает во всей области частот до порогов выделенных уровней. Они исключают возможность образования непрерывного ряда энергетических состояний в атомах и ионах, а потому их отношение вкладов компонент образования сплошного спектра иное, чем у Унзольда (7).

Согласно теоретическим выводам авторов работы [28] получаются следующие формулы для яркости излучения:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\nu_1 T) = \\ = C_4 (2\Sigma_1 / \Sigma_0) \exp[-U_1 + (k\Delta\nu / kT)] Z^2 \xi(\nu) kT N_2 \text{ для } \nu \leq \nu_g, \quad (1.9) \end{aligned}$$

$$= \varepsilon(\nu_g, T) \xi^{-1}(\nu_g) \exp(U_g - U) + \sum \varepsilon_{nl}(\nu, T) \text{ для } \nu > \nu_g, \quad (1.10)$$

где

$$C_4 = 32\pi^2 e^6 (3\sqrt{3} h^3 c^3)^{-1} = 0,95 \cdot 10^{-7}.$$

Величина  $\varepsilon(\nu, T)$  относится к толщине 1 см и дается в единицах  $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \text{см}^{-1} \text{ср}^{-1} (\text{с}^{-1})^{-1}$ .

В предыдущих работах разряды производились через трубы или капилляры, сделанные из неорганических материалов: разного сорта стекла, кварца, керамики, фарфора и т.д. Замечено, что яркость излучения разряда слабо, но зависит от тугоплавкости этих веществ. Чтобы увеличить плотность свечущейся плазмы во время разряда, авторы [29 — 31] применили капилляр из быстроиспаряющейся органики. В [29] разряды четырех конденсаторов общей емкостью 100 мкФ, заряженных до 3 кВ, производили разряд через капилляр в текстолитовой пластиине диаметром 2 мм и длиной 10 мм. Время одного разряда равно приблизительно 100 — 400 мкс при индуктивности в цепи разряда 1,5 мкГн. Плотность тока достигает  $4 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ . Плазма находится в термодинамическом равновесии при температуре 39 000 К и давлениях 500 и 120 атм. Ее излучение соответствует излучению абсолютно черного тела при этой температуре [30].

Из капилляра истекает факел плазмы длиной более 100 мм, осесимметричный поток которого диаметром 15 мм излучает сплошной спектр и линии ионов СП, СIII, ОII. "Этот поток окружен слоем толщиной 40 мм более низкотемпературной плазмы, излучающей линии атомов СI, MgI, CaI и молекулярные полосы CN" [31]. Кроме того, "...вышедшая из капилляра струя на протяжении ~3 мм окружена частично непрозрачным кольцом с внутренним диаметром ~2 мм и внешним ~6 мм... Температура непрозрачного слоя достаточно высока, так как в его излучении наблюдаются линии ионов СII и СIII. Сплошной спектр почти полностью отсутствует. Существование мельчайших частиц при столь высокой температуре может быть объяснено в данном случае тем, что из-за больших скоростей истечения частицы проходят расстояние 2 — 3 мм за очень короткое время, в течение которого они не успевают испариться" [31]. Следовательно, как нам кажется, излучение плазмы канала капилляра проходит через это кольцо и факел, вследствие чего внутреннее излучение ослабляется и нивелируется явлениями самопоглощения и самообращения и дополняется спектральными линиями.

Авторы работ [29, 30] экспериментально доказывают, что излучение разряда через текстолитовый капилляр является термическим. В другой работе [31] они экспериментально установили, что распределение энергии в спектре непрерывного излучения между линиями соответствует формулам и теории Бибермана. На этом основании они окончательно утверждают, что сплошной спектр формируется только в результате торможения электронов в полях ионов и путем их рекомбинаций.

Авторы работы [33] указывают, что распределение интенсивности в спектре согласуется с теорией Унзольда, а не Бибермана и Нормана.

## 2. Условия и место образования сплошного спектра и спектральных линий

В перечисленных работах даже при оптимальных условиях разряда фиксируются сплошные спектры с наложением спектральных линий. Это послужило основанием авторам [23, 24, 28] считать, что спектральные линии из-

лучаются одновременно со сплошным спектром, который обладает только тормозным и рекомбинационным характером. Согласно [28] связанный электрон находится в строго дискретном состоянии атома или иона, а Унзольд [13] и Инглис—Теллер [32] допускают возможность возмущения энергетических состояний вплоть до их перекрытия, вследствие чего образуется непрерывный ряд верхних энергетических состояний в атомах и ионах. Возникает задача экспериментально выяснить возможность образования непрерывного ряда и его глубину. Прежде всего надо установить, излучается ли чистый сплошной спектр из центра канала капилляра, и место излучения спектральных линий.

С этой целью сконструирована прозрачная со всех сторон разрядная трубка [34, 35], внутрь которой вмонтирован капилляр при помощи плексигласовой пробки и пищевого. Кварцевый капилляр длиной 6 см, диаметром 1,5 мм и толщиной стенок 2—3 мм, прозрачный для видимых и ультрафиолетовых лучей. Для наблюдения излучения разряда через капилляр наклеены окошки из кристаллического кварца с торца и с боку разрядной трубы. Чтобы выделить свечение факела от внутреннего излучения капилляра, на конец капилляра надето узкое алюминиевое кольцо. Форма, расположение и ориентация внешнего электрода очень важны, чтобы предохранить торцевое окошко от загрязнения продуктами испарения стенок капилляра. При расположении и ориентации электрода, как показано на рис. 1, а [35], окошко загрязняется даже от одного разряда. При форме, расположении и ориентации электрода, как показано на рис. 1, б, оно остается чистым при любом количестве разрядов.

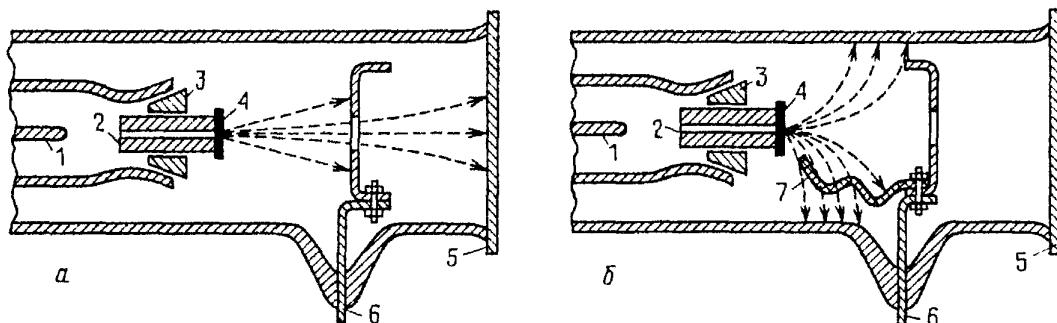


Рис. 1. Схема конца разрядной трубы. 1 — внутренний электрод, 2 — капилляр из плавленого кварца, 3 — плексигласовая пробка, 4 — алюминиевое кольцо на конце капилляра, 5 — кварцевое окошко, 6 — внешний электрод, 7 — изогнутая металлическая пластинка

Нагревание капилляра определено по послесвечению и термolumинесценции плавленого кварца [34, 36].

Источником излучения служил разряд конденсатора емкостью 0,6 или 0,7 мкФ при сопротивлении проводов и конденсаторов 0,5 Ом [35]. Индуктивность разрядного контура равна 1,1 мкГн. В момент разряда создается сопротивление в канале капилляра 1,0 Ом. Давление воздуха в разрядной трубке перед совершением разряда около 0,01 торр. В разрядную цепь контура введены шары  $d = 10$  мм, по пробойному напряжению которых определяется напряжение, до которого заряжается конденсатор.

Осциллограмма тока в контуре без шаров получена при помощи импульсного осциллографа с сопротивлением, введенного в контур, и с кольца Роговского. Она приведена на рис. 2 [36]. В таком случае колебание тока в контуре получается слабо затухающим.

Осциллограмма тока разряда конденсатора емкостью 0,6 мкФ, заряжен-

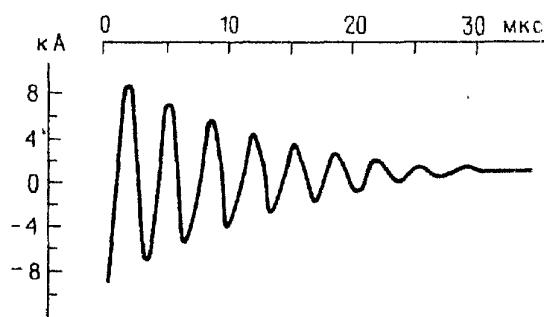


Рис. 2. Осциллограмма разряда емкости 0,5 мкФ при напряжении 16 кВ через разрядные шары без разрядной трубы

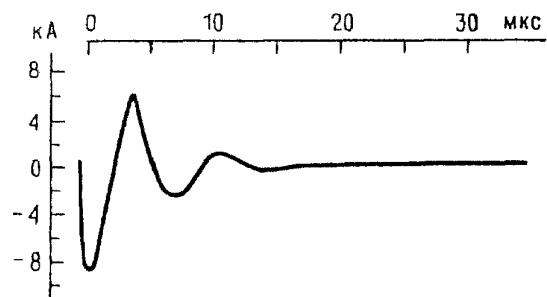


Рис. 3. Осциллограмма разряда емкости 0,5 мкФ при пробойном напряжении 16 кВ через разрядную трубку и разрядные шары, соединенные последовательно

ного до 16 кВ, приведена на рис. 3. Как видно из осциллограммы, колебание тока быстро затухает и практически заканчивается через 10 мкс. Конденсатор емкостью 1,0 мкФ разряжается в этом контуре также тремя полупериодами за 15 мкс.

Плотность тока в первый полупериод разряда достигает порядка  $10^6 \text{ А/см}^2$ .

В обзоре литературы отмечена качественная зависимость интенсивности излучения разряда от состава испаряющегося вещества. В работе [35] установлена зависимость яркости излучения разряда от физических свойств вещества следующим образом.

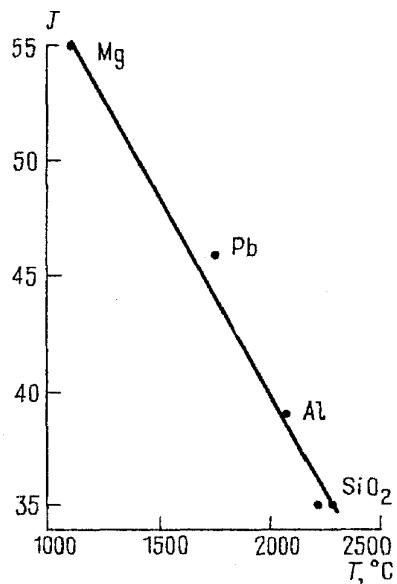


Рис. 4. Кривая зависимости яркости излучения от температуры кипения вещества, из которого выполнена поверхность канала капилляра, при постоянной максимальной плотности тока импульсного разряда

Так как согласно формуле Унзольда (1.8) энергия излучения одинакова для всех частот видимой и ультрафиолетовой областей спектра и пропорциональна давлению плазмы, то относительную интенсивность излучения разряда через капилляр измерили при помощи кислородно-цециевого фотоэлемента и электрометра, собранных в схему, предложенную в [23]. При этом фотоэлемент освещался без применения конденсатора. Результаты измерения приведены в [36]. По этим результатам построен график зависимости относительной интенсивности излучения разряда через капилляр от температуры кипения примененных материалов (рис. 4) [37]. Как видно из графика, яркость излучения разряда определенным образом зависит от температуры кипения испаряемых веществ. Согласно правилу Троутона теплота парообразования простых веществ прямо пропорциональна температуре кипения.

Следовательно, за весьма короткое время разряда конденсатора испарится тем больше вещества и создается тем большее давление плазмы, чем меньше его теплота парообразования, т.е. ниже температура кипения. Яркость же излучения пропорциональна давлению плазмы.

Для выяснения процесса формирования сплошного спектра излучения

плазмы сфотографированы с торца трубы без применения конденсора при разных условиях разряда, начиная с газового разряда. Следует заметить, что в вакуумной спектральной области спектры поглощения фотографируются без применения конденсатора [4]. При этом ось капилляра строго совмещается с оптической осью спектрографа.

Четырехкенотронный выпрямитель, обычно применяемый в рентгеновской установке, обеспечивает непрерывный ток через разрядную трубку. При газовом разряде через капилляр излучается только молекулярный спектр азота.

При импульсных разрядах конденсатора, заряжаемого до 4 кВ, через кварцевый капилляр излучается спектр, в котором содержатся полосы молекул и линии элементов воздуха. При конденсированных разрядах через кварцевый капилляр при пробойном напряжении 5 кВ излучается линейчатый спектр, который состоит преимущественно из атомных линий элементов воздуха. Молекулярные полосы отсутствуют, что указывает на полную диссоциацию молекул.

При пробойном напряжении выше 5 кВ также излучается линейчатый спектр, в котором наиболее интенсивны атомные и ионные линии кремния и появляется сплошной фон. Излучение непрерывного фона происходит преимущественно за счет рекомбинации электронов с ионами.

С повышением пробойного напряжения линии атомов и ионов кремния и кислорода сильно расширяются, интенсивность ярких линий уменьшается, а интенсивность фона увеличивается. Наконец, при некотором напряжении и расположении электрода, как показано на рис. 1,б, излучается сплошной спектр, на фоне которого проявляются линии испускания SiI, SiII, SiIII и SiIV. Их яркость мало отличается от яркости сплошного спектра. Линии поглощения отсутствуют. При ориентации внешнего электрода, как показано на рис. 1,а, рядом с атомными линиями кремния группы 250,6 — 252,8 и особенно рядом с линией SiI 288,1 нм заметны линии поглощения. Применяя эффект Доплера, по смещению линии 288,1 нм определена скорость истечения плазмы из капилляра. Она оказалась равной  $60 \pm 20$  км/с. Большие погрешности измерения были из-за их возможного взаимоналожения [38].

Если исследуется излучение в видимой и ультрафиолетовой области спектра, то применение конденсора необходимо. В случае применения капилляра с непрозрачными стенками излучение конца капилляра вместе с излучением факела проектируется конденсором на щель спектрографа.

Был применен длинный кварцевый капилляр, прозрачный в видимой и ультрафиолетовой области спектра. В таком случае наибольшая освещенность фотоэмulsionии получается при фотографировании спектров с торца трубы и фокусировке конденсором излучения из середины длины капилляра на щель спектрографа. В том случае, когда внешний электрод имеет форму и ориентацию, как показано на рис. 1,б, испускание плазмы, находящейся вне капилляра, почти полностью исключается из фотографирования. Микрофотограммы спектров, сфотографированных таким способом, изображены на рис. 5. Они получены при трехкратном линейном увеличении. Эти микрофотограммы наглядно показывают, что с повышением пробойного напряжения интенсивность всех линий уменьшается, а интенсивность непрерывного излучения растет. Линейчатый спектр постепенно переходит в чистый сплошной спектр путем расширения линий.

При малых плотностях тока сплошной фон в линейчатом спектре получается главным образом за счет рекомбинации электронов с ионами, как это

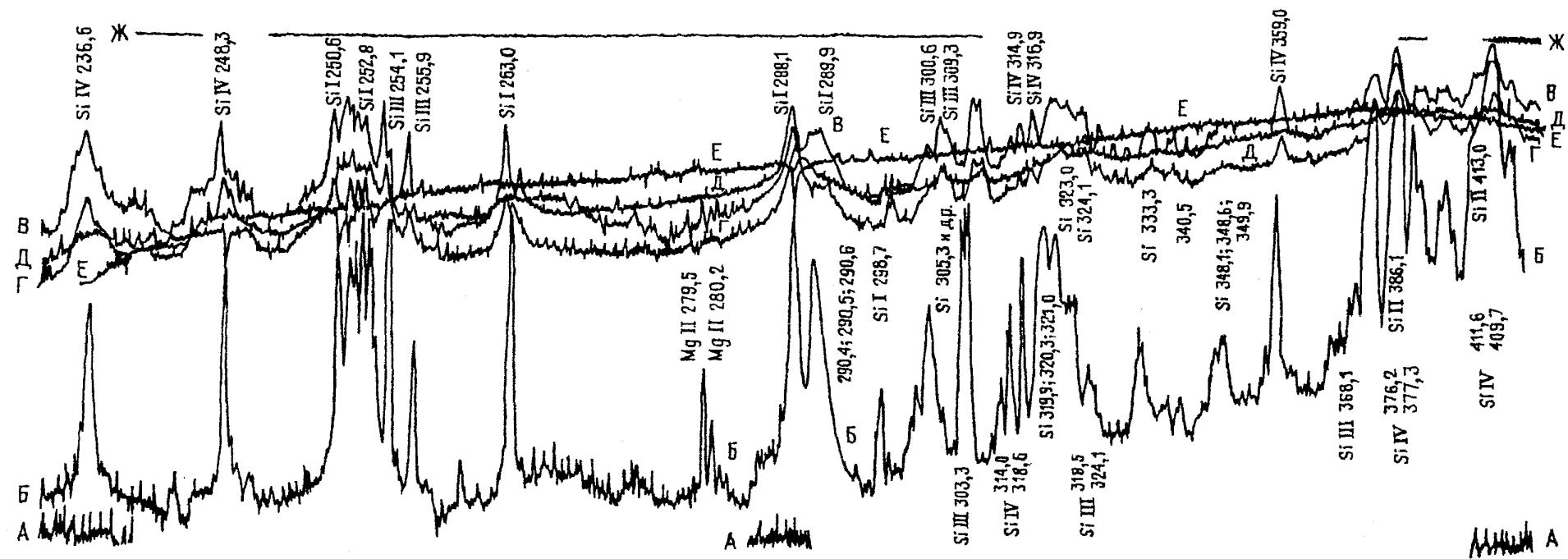


Рис. 5. Микрофотограммы спектров излучения из середины кварцевого капилляра, сфотографированного с торца трубы разряда конденсатора, при разных пробойных напряжениях. *Б* — От 15 разрядов при пробойном напряжении 6 кВ. *В* — От 6 разрядов при пробойном напряжении 9 кВ. *Г* — От 3 разрядов при пробойном напряжении 12 кВ. *Д* — От 2 разрядов при пробойном напряжении 14 кВ. *Е* — От 1 разряда при пробойном напряжении 16 кВ и уменьшении ширины щели

следует из теории Унзольда [13] и экспериментально подтвержденной в [33, 39].

С повышением пробойного напряжения увеличивается плотность тока импульсного разряда и вместе с тем растут температура и плотность плазмы в канале капилляра. Вследствие этого возрастает взаимодействие компонент плазмы и усиливаются возмущения возбужденных состояний атомов и ионов, что ведет к росту интенсивности излучения сплошного спектра. При пробойном напряжении 16 кВ и выше плотность тока достигает  $10^6 \text{ A/cm}^2$ . В результате этого в капилляре развивается очень высокая температура и создается громадное давление плазмы, состоящей из продуктов испарения стенок капилляра. Ввиду весьма большой плотности плазмы в канале капилляра и ее высокой температуры взаимодействие всех компонент плазмы настолько возрастает, что теряет смысл понятие уровней энергии отдельных атомов и ионов для всех или только верхних возбужденных состояний.

Финкельбург [8, 23, 24] и Биберман [28] утверждают, что сплошной спектр излучается преимущественно в результате торможения электронов при одновременном испускании спектральных линий, которые забиваются непрерывным излучением. Эти утверждения не согласуются с полученными экспериментальными данными. В спектре (рис. 6) и на микрофотограмме (рис. 7)

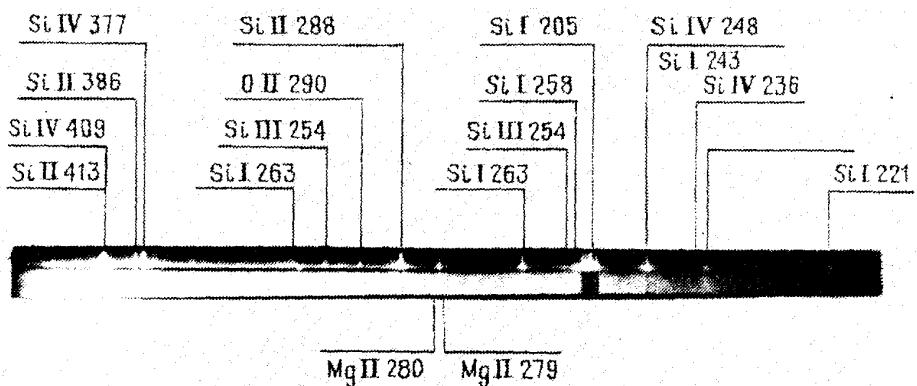


Рис. 6. Спектр излучения с конца капилляра. Спектр сфотографирован сбоку трубки при параллельной установке капилляра к щели кварцевого спектрографа и изображении капилляра на щели спектрографа с помощью конденсора

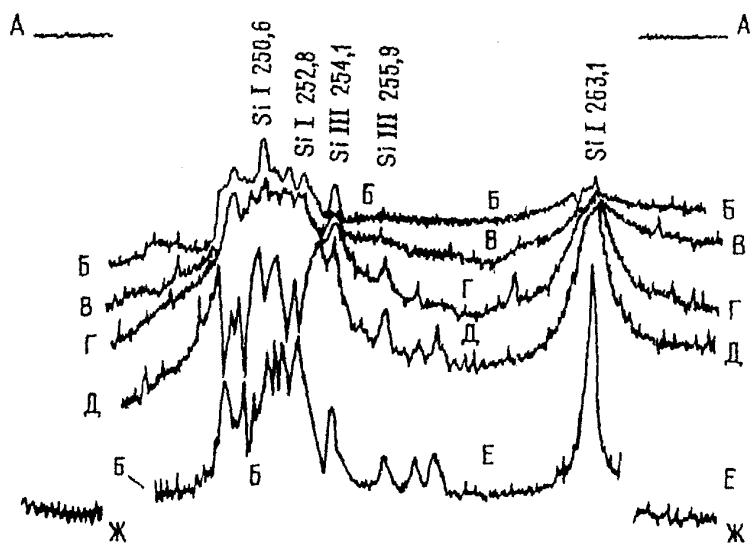


Рис. 7. Микрофотограммы, полученные при фотометрировании разной высоты спектра, изображенного на рис. 6. *Б*, *В* — Микрофотограммы спектров излучения плазмы, удаленной от конца внутрь капилляра на расстояние соответственно 3 и 1 мм, *Г* — *Д* — Микрофотограммы спектров излучения плазмы, удаленной от капилляра на расстояние соответственно 0,3, 1,5 и 2,5 мм

четко видны резкие изображения резонансных линий иона магния, так как они испущены в результате перехода электронов с невозмущенного энергетического уровня в основные, которые лежат ниже непрерывного ряда энергетических состояний, что будет показано в таблице. Как видно из полученного спектра, линии не забиваются, а четко выражены на фоне непрерывного излучения.

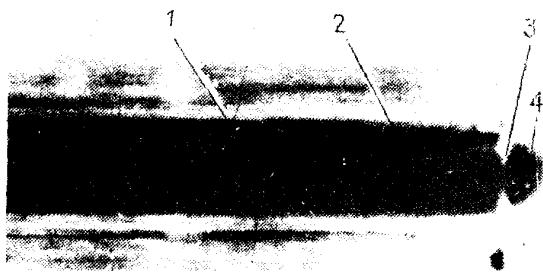


Рис. 8. Фотография конца кварцевого капилляра, обращенного в сторону спектрографа. 1 — стекки капилляра, 2 — излучение внутри капилляра, 3 — металлическое кольцо, надетое на капилляр, для отметки его конца, 4 — излучение факела

няется приблизительно 1/4 общей толщины капилляра.

Чтобы определить спектральный состав излучения плазмы, находящейся в разных точках вдоль оси капилляра и вне его, спектры фотографировались следующим образом. Капилляр устанавливался параллельно щели спектрографа. Излучение из канала в конце капилляра и вне его фокусировалось на щель спектрографа. При изображении источника на щель спектрографа с помощью конденсора освещение щели создавалось точно таким, как если бы источник помещался в щели. В этом случае свечение каждой точки щели спектрографа соответствует излучению плазмы, находящейся в разных местах канала капилляра и вне его вдоль оси. Спектр, полученный от одного разряда при пробойном напряжении 15 кВ, изображен на рис. 6. Кварцевый спектрограф не увеличивал изображения. Из спектра видно, что на всем его протяжении линии испускаются вне капилляра. Сплошной спектр излучается из середины капилляра. Он также ярко излучается и вне капилляра на протяжении приблизительно 0,5 мм. В капилляре сплошной спектр содержит узкие атомные линии поглощения кремния. На рис. 7 приведены микрофотограммы этого спектра на разной его высоте в области между линиями SiI 263,1 и SiIII 254,1 нм. Таким же способом были получены микрофотограммы (рис. 9) со спектра, сфотографированного стеклянным спектрографом малой дисперсии в области  $\lambda$  380 — 480 нм.

Как видно из микрофотограммы на рис. 7, линия испускания 263,1 нм едва заметно возвышается над сплошным спектром излучения плазмы, находящейся в 3 мм от конца внутри капилляра. Ее крылья, спадая весьма медленно, сильно вытянуты. Контур линии все более четко вырисовывается по мере приближения светящейся плазмы к концу капилляра и ее удаления от капилляра. Далее видно, что линии, испускаемые внутри капилляра, расширяются вплоть до исчезновения. Из микрофотограмм также видно, что поглощение осуществляется только в средней части атомной линии испускания. Следовательно, температура поглощающих паров во много раз ниже температуры излучения плазмы. Исходя из этого факта, можно считать, что между плазмой и стенкой капилляра существует тонкий слой паров. Состав данного слоя быстро меняется, так как он непрерывно пополняется за счет испарения

Чтобы установить наличие факела, на выходе капилляра надето узкое алюминиевое кольцо. Излучение разряда через капилляр при пробойном напряжении 14 кВ сфотографировано сбоку трубы (рис. 8). На фотографии четко видно, что во время конденсированного разряда создается яркое излучение не только внутри капилляра (в области  $B$ ), но и вне его (в области  $I$ ). Однако фотография искажает размер диаметра канала относительно диаметра всей толщины капилляра. На фотографии диаметр канала равен почти половине диаметра капилляра, что объясняется, по-видимому, свойством стенок капилляра увеличивать изображение подобно линзе. В действительности же диаметр канала равен

стенок капилляра и в то же время пары из него непрерывно диффундируют в плазму. Пары, проходя этот слой, могут диссоциировать, возбуждаться, ионизоваться и даже нагреваться за счет поглощения.

Далее из микрофотограмм на рис. 7 видно, что группа атомных линий кремния 250,6 — 252,8 нм в канале капилляра, когда плазма окружена слоем паров продуктов испарения стенок, проявляется в поглощении. Как только плазма выходит из этого окружения, они выступают в испускании. При этом их интенсивность испускания достигает большего значения, чем интенсивность непрерывного излучения внутри капилляра. Их интенсивность испускания сохраняется и на удалении 1,5 мм от капилляра, что, по-видимому, можно объяснить увеличением числа нейтральных атомов в результате рекомбинации электронов с ионами вне капилляра. Следовательно, вне капилляра непрерывное излучение в основном обусловлено рекомбинацией электронов с ионами.

Из этих микрофотограмм также видно, что линии SiIII 254,1 — 255,9 нм расширяются внутри канала капилляра до слияния их с непрерывным излучением. Вне капилляра их интенсивность превышает непрерывное излучение внутри капилляра, причем линия 254,1 нм с удалением от капилляра на расстоянии 0,3 мм оказывается интенсивнее непрерывного излучения внутри капилляра. Это можно, по-видимому, объяснить увеличением числа двухкратно ионизованных атомов кремния за счет рекомбинации электронов с трехкратно ионизованными атомами кремния, и тем самым обеспечивается интенсивное непрерывное излучение плазмы на некотором удалении от капилляра.

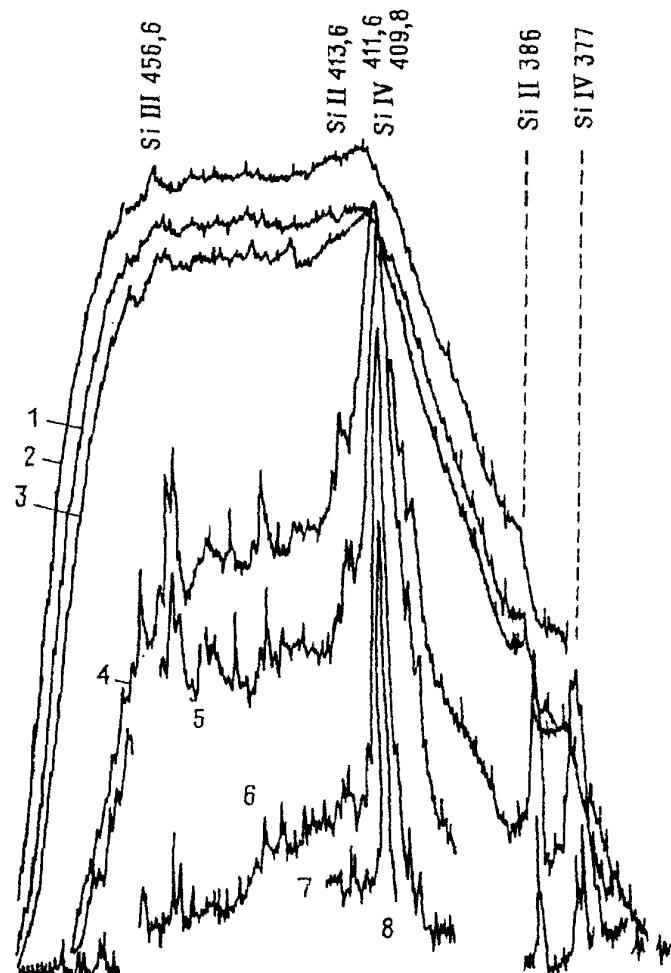


Рис. 9. Микрофотограммы, полученные на разной высоте спектра, сфотографированного стеклянным спектрографом тем же способом, как и спектр на рис. 6. 1 — 3 — микрофотограммы спектров излучения плазмы, удаленной от конца внутрь капилляра на расстояние соответственно 4, 2,5 и 1 мм; 4 — 8 — микрофотограммы спектров излучения плазмы, удаленной от конца капилляра на расстояние соответственно 0, 2, 3, 4 и 4,5 мм

На рис. 9 изображены микрофотограммы спектра в области излучения линий SiIII 455,2; 456,6; 457,4 нм и группы линий SiIV 409,7; 411,6 нм и SiII 413,0 нм. Микрофотограммы показывают, что из канала капилляра излучается сплошной спектр без линий испускания. В излучении плазмы, приближающейся к концу капилляра, едва заметны расширенные линии. Вне капилляра из непрерывного излучения быстро формируются линии испускания. При истечении плазмы из капилляра трижды ионизованные атомы кремния исчезают из-за их рекомбинации с электронами. Поэтому с удалением плазмы от капилляра на расстояние 0,5 мм остается одна линия SiII 413,0 нм, и ее интенсивность испускания сравнима в яркостью непрерывного излучения в конце канала капилляра. С удалением плазмы от капилляра интенсивность испускания линии медленно убывает, а яркость непрерывного излучения быстро падает. Ширина линии при этом быстро уменьшается.

Энергия факела поддерживается поглощением излучения из канала капилляра. Факел не усиливает, а ослабляет яркость излучения канала капилляра.

Из сказанного следует, что при оптимальных условиях разряда из середины капилляра излучается сплошной спектр без линий. Линейчатый спектр испускается вне капилляра в факеле. Линии поглощения образуются на периферии у стенок капилляра. Эти экспериментальные данные свидетельствуют о плавном переходе сплошного спектра в линейчатый вне капилляра.

### 3. Исследование излучения плазмы в течение времени разряда

Чтобы проследить за формированием разряда, истечением и спектральным составом плазмы, излучение в каждый момент времени разряда (с разрешением до  $10^{-8}$  с) зафиксировано при помощи СФР-2 зеркальной разверткой в варианте фоторегистратора и лупы времени со скоростью луча 3 км/с [35].

Плазма внутри капилляра квазинейтральная. Однако вне капилляра электрическое поле определенным образом воздействует на движение ионов. При помощи зеркальной развертки установлено, что плазма после истечения из канала капилляра в сторону катода расчленяется на несколько потоков, которые с достаточной точностью можно приписать потокам SiI, SiII, SiIII и SiIV. Их скорости истечения соответственно равны  $10 \pm 2$ ,  $20 \pm 3$ ,  $30 \pm 3$ ,  $30 \pm 4$ ,  $40 \pm 6$  км/с. Кислород входит составной частью в соответствующие потоки.

Как установлено в работе [35], температура плазмы равна  $(5 \pm 1) \cdot 10^4$  К.

Истечение плазмы в сторону анода более однородно, чем в сторону катода, и равно  $50 \pm 20$  км/с, что согласуется с ее значением, определенным по смещению линий кремния [38]. Она несколько больше при давлении остаточного воздуха в трубке перед разрядом 0,008 торр, чем при давлении 0,1 торр.

При помощи СФР-2 в варианте фоторегистратора записаны интенсивности суммарного излучения разряда в каждый момент времени при разных пробойных напряжениях конденсатора. Микрофотограммы этих фоторегистраций приведены на рис. 10,б. Как видно из микрофотограмм, при напряжениях выше 15 кВ излучение не только не прекращается, но даже весьма мало ослабляется в момент прохождения тока через нуль, что указывает на большую теплоемкость длинного, толстостенного кварцевого капилляра. Из сопоставления кривых рис. 10,а и б наблюдается длительное послесвечение плазмы. Оно в несколько раз превышает время разряда конденсатора, что объясняется, по-видимому, не только хорошей теплоизоляцией капилляра, но и

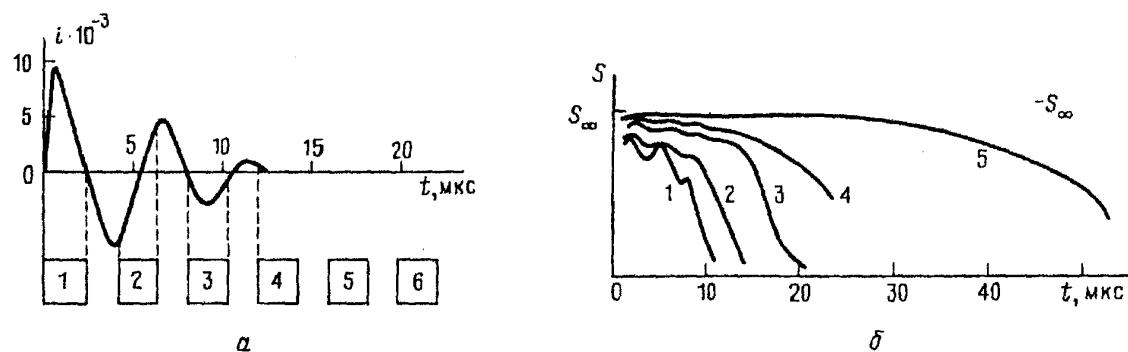


Рис. 10. *а* — Осциллограмма тока при разряде конденсатора емкостью 0,6 мкФ, заряженного до напряжения 25 кВ (внизу отмечены интервалы времени, в течение которых сфотографированы спектры; 1 — 6 — номера кадров). *б* — Микрофотограммы суммарного излучения из канала капилляра, развернутого во времени с помощью камеры СФР-2 в зависимости от напряжения на емкости. 1 — 7 кВ, 2 — 10 кВ, 3 — 14 кВ, 5 — 15 кВ; 1 — 3 — непрерывная съемка при щели фоторегистратора 0,3 мм, 4 — покадровая съемка.  $S_\infty$  — почернение при перекрытом фотоэлементе микрофотометра

происходящими процессами в плазме, а именно рекомбинацией электронов с ионами, затуханием возмущений энергетических состояний и передачей энергии через поглощение и неупругие удары второго рода.

Для выяснения спектрального состава излучение в разные промежутки времени разряда спектры были сфотографированы при помощи стеклянного спектрографа малой дисперсии и камеры СФР-2 в варианте лупы времени. На осциллограмме (рис. 10, *а*) отмечены интервалы времени разряда, в течение которых экспонируется каждый кадр. Время экспозиции кадра 2,3 мкс. Прежде всего видно, что два последних кадра экспонируются после прекращения разряда. На рис. 11 внизу указаны интервалы длин волн, охватываемые каждым кадром, а сбоку сверху вниз — номера кадров, с которых записаны данные микрофотограммы. Следует заметить, что интенсивность излучения разряда в интервале длин волн 410 — 418 нм сильно ослаблена поглощением применяемой оптики.

Как видно из микрофотограмм на рис. 11, в первых четырех кадрах получается сплошной спектр без заметных линий испускания, в пятом кадре —

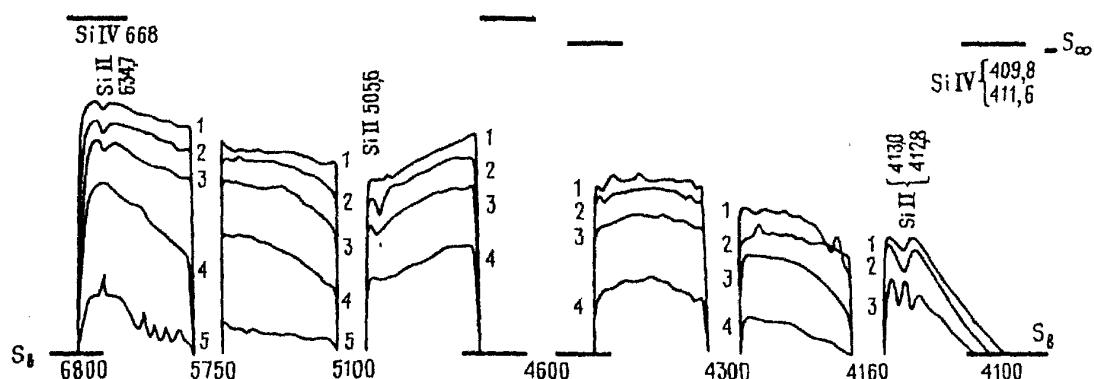


Рис. 11. Микрофотограммы спектров покадровой съемки. 1 — 5 — номера кадров.  $S_B$  — почернение вуали,  $S_\infty$  — почернение при перекрытом фотоэлементе микрофотометра

линейчатый спектр с расширенными линиями излучения и сильным непрерывным фоном, в шестом кадре — линейчатый спектр с узкими линиями испускания без фона. Далее видно, что интенсивный сплошной спектр излучается в течение всего времени разряда конденсатора и даже в моменты прекращения тока. Четвертый кадр сфотографирован практически после прекращения разряда конденсатора. В нем также отсутствуют линии испускания. В этом кадре лишь только начинается переход сплошного в линейчатый спектр, который завершается в шестом кадре. Далее видно, что во время разряда конденсатора, т.е. в первых трех кадрах, наблюдаются очень широкие линии поглощения в областях SiIV 409,8; 411,6 нм и SiIV 666,7; 668,0; 670,1 нм, которые не разрешены спектрографом малой дисперсии и поэтому проявляются как две широкие линии. Во втором кадре имеется широкая линия поглощения SiII 505,6 нм. Ее интенсивность испускания компенсируется в суммарном излучении разряда и поэтому не наблюдается в сплошном спектре всего разряда.

Согласно теории Финкельбурга [8, 23, 24] и Бибермана [28] при конденсированном разряде через капилляр сплошной спектр излучается преимущественно в результате торможения электронов и, кроме того, в результате рекомбинаций электронов с ионами. Электроны участвуют в двух видах движения: в тепловом — хаотического направления и в электрическом поле направленным потоком. Вероятность тормозного излучения при направленном потоке электронов должна быть несравненно большей, чем при тепловом движении. В таком случае интенсивность излучения сплошного спектра должна быть чувствительна к подходу тока к нулю и тем более при прохождении тока через нуль, когда сохраняется только тепловое движение электронов. Однако, как видно из сравнения плотности почернения кадров 1 — 3, это не наблюдается. Видно только плавное понижение интенсивности излучения сплошного спектра со временем разряда. На основании изложенного можно заключить, что в рассматриваемой спектральной области при конденсированном разряде через капилляр сплошной спектр создается преимущественно за счет переходов связанных электронов из непрерывного ряда в дискретное состояние или в непрерывном ряде энергетических состояний атомов и ионов. При оптимальных условиях разряда в плазме канала капилляра создается настолько сильное возмущение верхних энергетических состояний атомов и ионов, что образуется непрерывный ряд энергетических состояний. Время нахождения их в таком возмущении определено по истекающей плазме. Оно равно приблизительно  $10^{-8}$  с.

#### 4. Экспериментальное определение глубины непрерывного ряда верхних энергетических состояний атомов к ионов и вычисление по формулам (результаты сведены в таблицу)

Давление плазмы в канале капилляра вычислено по массе, испаренной со стенок капилляра за один разряд конденсатора, как средней из 1000 разрядов. Оно получается равным  $60 \pm 20$  атм. Концентрация атомов кремния в канале капилляра приблизительно равна  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и кислорода  $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Степени ионизации атомов кислорода и кремния определены по формуле Саха [22] и номограмме [40]. Они равны для OI, OII и OIII соответственно 99,6; 90 и 5% и для SiI, SiII, SiIII и SiIV — 99,9; 96,5; 93 и 43%. Следовательно, плазма состоит преимущественно из заряженных частиц. Од-

Вычисленные по формулам (4.1) и (4.2) результаты и табличные данные, взятые из [23]

№ п/п	Атом или ион	Энер- гия иониза- ции $E$ , эВ	$E - E_1$ , эВ	Эффективная энергия иониза- ции $E_1$	$\Delta E =$ $= E_1 -$ $- E_H$ , эВ	Вычисленная $E_H$ — энергия, ниже которой сохраняются дис- cretные состоя- ния	Резонансная линия				Линии, расширение которых про- слеживается в видимой и ультра- фиолетовой спектральной области					
							излуча- емая с уровня	исче- зает	сохра- няется	в ваку- умной обла- сти СП	$\lambda$ с уровня		$\lambda$ с уровня вблизи $E_1$			
				эВ	$\text{см}^{-1}$	эВ	$\text{см}^{-1}$	$\text{см}^{-1}$	нм	нм	нм	нм	$\text{см}^{-1}$	нм	$\text{см}^{-1}$	
1	MgI	7,64	1,89	5,75	46 380	0,81	4,94	39 846	35 051	285,2						
2							1,42	4,33	34 925							
3	MgII	15,03	3,0	12,03	97 034	2,93	9,10	73 401	35 730		279					
4							5,13	6,90	55 655		280					
5	SiI	8,15	1,89	6,26	50 493	0,88	5,38	43 395	39 760	251,4			288,1	40 992		
6							1,54	4,72	38 072							
7	SiII	16,34	3,0	13,34	107 600	3,55	9,79	78 966	55 310		180	385	81 252	413	103 556	
8							6,21	7,13	57 511	76 666		130	635,5	81 232	505	101 025
9	SiIII	33,46	3,92	29,54	238 270	8,69	20,55	165 576	82 881		120,6	254	122 215	304	234 442	
10							15,21	14,33	115 586							
11	SiIV	45,13	4,75	40,38	325 705	17,13	23,25	268 295	71 595		139,7	409,7	218 375	237	318 743	
12							29,98	10,40	83 886						324	322 338
13	OI	13,61	1,89	11,72	94 533	1,64	10,08	87 113	76 795		130			777	86 629	
14							2,87	8,85	71 384							
15	OII	35,11	3,0	32,11	256 098	7,92	24,19	195 117	119 933		83,38	465	206 895	429,3	255 794	
16							13,86	18,25	147 205						460	256 139
17	OIII	54,89	3,92	50,97	411 124	17,20	33,77	272 389	120 059		83,29	376,2	294 077	373	401 510	
18							30,10	20,87	168 337						364	405 851

нако при этом на содержит число нейтральных атомов кремния около  $10^5 \text{ см}^{-3}$ . Испускание спектральных линий атомами такой концентрации легко фиксируется в дуговых и искровых разрядах. Однако в излучении плазмы из канала капилляра атомные линии испускания отсутствуют, что указывает на сильное возмущение электронной конфигурации атомов вплоть до образования непрерывного ряда энергетических состояний.

При перечисленных концентрациях атомов кислорода и кремния и их степени ионизации получается концентрация электронов в плазме канала капилляра порядка  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

В сильно ионизованной и плотной плазме под действием микрополей, созданных окружающими ионами, энергия ионизации атомов и ионов  $E$  понижается приблизительно на [41]

$$E - E_1 = 6,95 \cdot 10^{-7} Z_{\text{eff}}^{2/3} N_e^{1/3}, \quad (4.1)$$

где  $N_e$  — концентрация электронов в плазме. Следовательно, связанный полем ядра электрон становится свободным, получив энергию  $E_1$ .

Под действием низкочастотных полей ионов и высокочастотных полей электронов электронная конфигурация незаконченного слоя атомов и ионов может быть настолько сильно возмущена, что верхний ряд энергетических состояний может перекрыться и образовать непрерывный ряд, который согласно теории [32], учитывающей возмущение ионами, и теории учета возмущений электронами [42] можно приблизительно определить по формуле [42]

$$E_1 - E_H = \Delta E = 4Z_{\text{eff}}^{4/5} (a_0^3 N_e)^{4/15} E_1, \quad (4.2)$$

где  $a_0 = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/me^2$ ,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $E_H$  — энергия нижнего уровня непрерывного ряда,  $E_\Delta$  — энергия нижнего дискретного уровня, при переходе на который излучается граница яркого сплошного спектра. Следовательно, электроны незаполненного слоя электронной конфигурации могут быть связаны полем ядра и находиться в непрерывном ряде энергетических состояний. Их переходы внутри непрерывного ряда или на дискретные состояния  $E_\Delta$  должны сопровождаться непрерывным излучением.

Результаты вычисления приведены в столбцах 4 — 9 таблицы на верхних строках каждого атома и иона. В столбцах 10 — 17 численные значения взяты из таблиц работ [43, 44].

Как видно из сопоставления численных значений столбцов 9, 10 и 12, дискретность излучения резонансных ионных линий магния сохраняется при увеличении плотности тока потому, что их верхний уровень лежит ниже непрерывного ряда возмущенных энергетических состояний иона.

Из сравнения численных значений столбцов 9, 10 и 15 видно, что верхний уровень резонансных атомных линий и линии SiIII 254,1 нм также расположены ниже непрерывного ряда энергетических состояний, вычисленного по формуле (7.2). Однако резонансные линии атомов магния и кремния отсутствуют на фоне сплошного спектра, хотя концентрация нейтральных атомов кремния одинакова по порядку величины с концентрацией ионов магния в плазме. Концентрация же ионов SiIII на 3 порядка больше концентрации ионов магния. Несмотря на это, линия SiIII 254,1 нм не наблюдается на фоне сплошного спектра, так как она и резонансные атомные линии кремния и магния

расширяются с увеличением плотности тока вплоть до их исчезновения. Такое расхождение результатов эксперимента с теорией может быть обусловлено погрешностью вывода формулы (4.2).

Численный множитель в формуле (4.2) введен для того, чтобы получить согласие ширины линии с усреднением квазистатическими профилями, которые интерполированы из детальных хольтсмировских профилей [45]. При этом допускается возможность ошибки в оценке ширины линии из-за пренебрежения корреляциями между заряженными частицами и игнорирования теоретическими трудностями [42]. По этим причинам ошибка в сдвиге границы серии может достигнуть 30%. Другим возможным источником ошибок может служить то обстоятельство, что при выводе формулы (4.2) рассматривали в качестве возмущающих частиц только электроны и однократно заряженные ионы [42]. Исследуемая плазма главным образом состоит из двукратно заряженных ионов при значительном содержании трехкратно заряженных ионов. Более того, возмущающее действие микрополей температурного характера значительно усиливается по величине и частоте в результате пульсации плотности плазмы с частотой  $3,66 \text{ мкс}^{-1}$ , как это видно на осциллограмме тока (рис. 12) [46], и быстрого перемещения плазмы. Следовательно, возмущающее действие заряженных частиц исследуемой плазмы на энергетические состояния излучателей настолько велико, что численный множитель формулы (7.2) можно удвоить. Во второй строке таблицы для каждого атома и иона приведены результаты вычисления при условии увеличения численного множителя формулы (4.2) в 1,75 раза. В таком случае экспериментальные результаты для видимой и ультрафиолетовой областей спектра согласуются с вычисленными. Из сравнения результатов вычисления 8 столбца таблицы следует, что изменение границы серии дискретных термов вследствие увеличения численного множителя формулы (4.2) находится в пределах допускаемой теорией ошибки 30% для всех атомов и ионов за исключением ионов ОIII и SiIV, для которых изменение границы серии получается соответственно 38 и 46%.

Следовательно, спектральная область длиннее 225 нм излучается исследуемой плазмой в результате электронных переходов внутри непрерывного ряда энергетических состояний и из непрерывного ряда в нормальное состояние атомов и еще в результате электронных переходов внутри непрерывного ряда энергетических состояний ионов, лежащих выше 55 000, 80 000, 190 000, 180 000 и  $260 000 \text{ см}^{-1}$ , соответственно SiII, SiIII, SiIV, OII и OIII. Таким образом объясняется образование чистого сплошного спектра без наложения линий испускания. В исследуемой плазме сплошной спектр длиннее 225 нм формируется из расширения 22 линий SiI, 17 линий SiII, 49 линий SiIII, 29 линий SiIV, 221 линии OII и 151 линии OIII. Излучение ней-

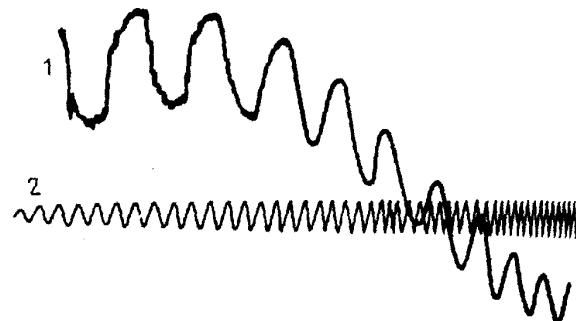


Рис. 12. Осциллограмма тока, зафиксированная высоковольтным осциллографом ОК-19М-2. 1 — осциллограмма тока (пульсация тока обусловлена пульсацией плотности плазмы), 2 — масштаб шкалы времени (одно колебание шкалы времени совершается за  $0,09 \text{ мкс}$ ). Полная развертка осциллограммы осуществляется за  $3 \text{ мкс}$

трального атома кислорода осуществляется короче длины волны 225 нм. Согласно численным значениям столбца 7 и соотношений (1.7) сплошной спектр излучается исследуемой плазмой главным образом за счет расширения спектральных линий.

Распределение энергии в спектре существенно зависит от того, фотографируется ли спектр излучения канала капилляра непосредственно или после его прохождения через факел истекающей плазмы. В излучении плазмы канала капилляра оно оценено по относительной интенсивности единичных частот длин волн 250, 400 и 600 нм с учетом температуры плазмы, дисперсии спектрографа и поглощения кварца. Согласно этим расчетам при плотности тока порядка  $10^6 \text{ A/cm}^2$  непрерывное излучение плазмы в канале капилляра соответствует термическому характеру.

Итак, при определенных условиях разряда в атомах и ионах образуется непрерывный ряд верхних энергетических состояний  $\Delta E$ , глубина которого с допустимой погрешностью вычисляется по формуле (4.2), исправленной в численном множителе, и экспериментально устанавливается по исчезновению линий.

При условии  $\Delta E/kT > 1$  и тем более при  $\Delta E/kT \gg 1$  непрерывное излучение канала капилляра соответствует термическому характеру, к которому применима формула Планка.

Непрерывное излучение, прошедшее через периферийные слои (факел) неоднородной плазмы, описывается уравнением Унзольда (1.8).

При условии  $\Delta E/kT < 1$  непрерывное излучение соответствует формулам Бибермана (9), (10) [28]. В оптически плотной плазме необходимо учитывать влияние ее неоднородности на формирование линий [47].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lyman Th.//Astroph. J. 1924. V. 60. P. 1.
2. Lyman Th.//Natrure, London. 1924. V. 118, P. 156.
3. Anderson J.A.//Astrophys. J. 1932. V. 75. P. 394.
4. Rathenau G.//Zs. Phys. 1933. Bd. 87. S. 394.
5. Гасилевич С.И.//Отчет ГОИ. — Л., 1934. — С. 453.
6. Finkelnburg W.//Zs. Phys. 1934. Bd. 88. S. 297.
7. Finkelnburg W.//Ibidem. S. 763.
8. Finkelnburg W. Kontinuierliche Scpectren. — Berlin, 1938.
9. Wyneken L.//Ann. d. Phys. 1928. Bd. 86. S. 1071.
10. Elenbaas W.//Physica. 1935. V. 3. P. 859.
- [11] Elenbaas W.//Ibidem. V. 2. P. 176.
12. Elenbaas W.//Ibidem. P. 762.
13. Unsold A//Ann. d. Phys. 1938. Bd. 33. S. 607.
14. Gaunt J.A.//Proc. Roy. Soc. 1930. V. A126. P. 654.
15. Maue A.W.//Ann. d. Phys. 1932. Bd. 13. S. 161.
16. Бабушкин А.А. Диссертация. — Л., ГОИ, 1941.
17. Бабушкин А.А.//ЖЭТФ. 1944. Т. 14. С. 156.
18. Бабушкин А.А.//Ibidem. С. 184.
19. Бабушкин А.А.//Ibidem. С. 479.
20. Бабушкин А.А.//Ibidem. 1945. Т. 15. С. 32.
- [21] Юрьев Б. Экспериментальная аэродинамика. — 1939. — Ч. 1. — С. 74.
22. Saha M.//Phil. Mag. 1920. V. 40. P. 472.
23. Hahn Th., Finkelnburg W.//Zs. Phys. 1944. Bd. 122. S. 36.
24. Finkelnburg W.//J. Opt. Soc. Am. 1949. V. 39. P. 185.
25. Muraour H., Romand J., Vodar B.//C.R. Paris. 1945. Т. 223. Р. 620.
26. Romand J., Vodar B.//Ibidem. 1947. Т. 224. Р. 1634.
27. Romand J., Vodar B.//Ibidem. Т. 225. Р. 574.
28. Биберман Л.М., Норман Г.Э.//УФН. 1967. Т. 91. С. 193.
29. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В.//Опт. и спектр. 1959. Т. 4. С. 539.

30. *Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В.*//*Ibidem.* 1963. Т. 15. С. 743.
- [31] *Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемин В.М.*//*Ibidem.* 1984. Т. 16. С. 949.
32. *Inglis D.R., Teller E.*//*Astrophys. J.* 1948. V. 24. P. 355.
33. *Егорова В.Н., Исаенко В.И., Мак А.А., Садыкова А.И.*//*ЖТФ.* 1962. Т. 32. С. 338.
34. *Овечкин Г.В.*//*ЖЭТФ.* 1952. Т. 22. С. 610.
35. *Овечкин Г.В., Гаель И.А.*//*ЖПС.* 1970. Т. 12. С. 804.
36. *Овечкин Г.В.*//*Уч. зап. БГУ. Сер. физ.-мат.* 1957. Вып. 32.
37. *Овечкин Г.В.*//*Ibidem.* 1958. Вып. 41. С. 105.
38. *Овечкин Г.В.*//*Ibidem.* С. 124.
39. *Левинтов И.И.*//*Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1947. Т. 11. С. 29.
40. *Унзольд А. Физика звездных атмосфер.* — М.: ИЛ, 1947. — С. 73.
- [41] *Unsold A.*//*Astrophys. J.* 1947. V. 24. P. 355.
42. *Грим Г. Спектроскопия плазмы.* — М.: Атомиздат, 1969. — С. 355.
43. *Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M. Atomic Transition Probabilities.* — Washington US Covn. Printing, 1966. — V. 1.
44. *Wiese W.L., Smith M.W., Miles B.M. Atomic Transition Probabilities.* — Washington US Covn. Printing, 1969. — V. 2.
45. *Ungerhill A.B.*//*Waddell. Natl. Std. (U.S.) Circ.* 1959. P. 603.
46. *Овечкин Г.В., Бахтоваршоев Ш.*//*Изв. АН ТаджССР. Сер. физ.-мат. наук.* 1989. № 3(113). С. 20.
47. *Овечкин Г.В.*//*ЖПС.* 1976. Т. 24. С. 412.

Статья поступила 12.02.91 г.,  
после доработки 26.02.92 г.