

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

**ЛАМПЫ СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ**

*Н. А. Капцов и Д. А. Гоухберг*

ВВЕДЕНИЕ

Среди новых источников света, основанных на излучении электрического разряда в газах или парах, лампы сверхвысокого давления — СВД — занимают особое место. Этот тип ламп выгодно отличается от других газоразрядных ламп гораздо большей световой отдачей, более благоприятными спектральными характеристиками, малыми размерами и высокими значениями яркости.

Наряду с этим лампы СВД обладают несомненным преимуществом в отношении простоты эксплуатации.

Совокупность этих свойств ламп СВД даёт возможность успешно применять их в качестве источника света для разнообразных оптических приборов.

Помимо светотехнических данных, большой выход ультрафиолетового излучения и возможность хорошей модуляции светового потока до сравнительно высоких частот также значительно расширяют области применения ламп. Эти свойства могут быть использованы как в уже существующих приборах, так и для решения новых задач в различных областях научной и технической работы.

Лампы СВД разделяются на требующие принудительного охлаждения (воздушного или водяного), — так называемые капиллярные лампы — и на лампы, работающие в условиях естественного охлаждения — шаровые лампы СВД.

Капиллярные лампы СВД, в силу ряда недостатков по сравнению с шаровыми, не нашли себе сколько-нибудь значительного применения и в этом обзоре подробно не рассматриваются.

Шаровые лампы СВД в настоящее время можно разделить на ртутные и на газовые. В первых имеет место разряд в парах ртути при сверхвысоком давлении, во вторых — в одноатомных инертных газах (аргоне, криптоне, ксеноне).

В противоположность ртутным лампам СВД, история развития которых насчитывает уже 15 лет, газовые лампы СВД являются достижением последнего времени. Несмотря на свойственные им

«возрасту» «детские болезни», они в силу некоторых специфических свойств имеют все шансы на дальнейшее развитие и прочное существование.

Знакомство широких кругов работников науки и техники со всеми свойствами ламп СВД чрезвычайно желательно и может значительно увеличить использование больших возможностей, заложенных в этих лампах.

## I. РТУТНЫЕ ЛАМПЫ СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

### 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РТУТНЫХ ЛАМПАХ СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Поиски источников света большой яркости, обладающих высокой световой отдачей и удобных для различного рода применений, привели современную технику к использованию для этой цели электрического разряда в парах ртути. В настоящее время ртутные лампы всех типов, бесспорно, занимают первое место по широте распространения среди новых источников света. В получающих всё более и более широкое распространение люминесцентных лампах также используется разряд в парах ртути.

Со времени появления в 1902 г. лампы низкого давления\*) (давление 0,1—0,01 мм рт. ст.), источники света, использующие электрический разряд в парах ртути, претерпели существенную эволюцию, главнейшими этапами которой являются лампы с давлением ртутного пара, близким к атмосферному (лампы высокого давления), а затем лампы с давлением много выше атмосферного (лампы сверхвысокого давления — СВД).

Экспериментальные и теоретические работы показали, что открытая ещё в 1802 году русским физиком В. В. Петровым<sup>1</sup> электрическая дуга в атмосферном воздухе, а также дуга в газах и металлических парах при ещё больших давлениях, обладает свойствами, резко отличающимися её от других видов разряда. Как известно, самое название «электрическая дуга» обязано своим происхождением тому, что в этом случае разряд сосредоточен в узком ярко светящемся канале, связывающем оба электрода и принимающем форму дуги под действием конвекционных потоков газа. Определение температуры газа в канале дуги спектральными методами показало, что эта температура очень высока: около 5500—6000° К в дуге Петрова между угольными электродами в атмосферном воздухе<sup>2</sup>, около 6300° К при разряде в парах ртути при давлении одной атмосферы<sup>3,4</sup> и свыше 8000° К в ртутном разряде при сверхвысоком давлении. Наиболее высокие давления и наи-

---

\*) Первый патент на ртутную лампу низкого давления был получен в 1879 г. русским профессором Репьевым.

большая яркость свечения шнура разряда были достигнуты Бойлем<sup>5</sup>. В его опытах давление ртутного пара в лампе доходило до 250 атмосфер, а яркость излучения видимого света до 180 000 стильб, т. е. больше яркости диска солнца в ясную погоду и при высоком положении солнца над горизонтом.

В опытах Бойля разряд имел место в капиллярной кварцевой трубке с внутренним диаметром в 1 мм. Как показали непосредственные измерения, количество энергии, излучаемой трубкой в 1 секунду, во всех областях спектра достигало 75% от мощности проходящего через трубку электрического тока.

Во всех случаях разряда, осуществляющихся при сравнительно низких давлениях, основной причиной ионизации газа является соударение быстрых электронов с частицами газа. В случаях же дугового разряда при атмосферном или при сверхвысоком давлении, когда имеют место указанные выше температуры, источником ионизации является энергия сталкивающихся между собой быстрых частиц газа, — так называемая термическая ионизация. Наряду с ионизацией происходит и интенсивное возбуждение атомов газа, сопровождаемое излучением. В шнуре разряда происходит усиленный обмен энергией между всеми участвующими в явлении частицами: нормальными невозбужденными атомами, свободными электронами, положительными ионами, возбужденными атомами и фотонами. Средние энергии движения атомов, ионов и электронов становятся равными между собой и мы имеем дело с так называемой «изотермической плазмой», электрический режим которой, так же как и другие характеристики её, определяется исключительно температурой, давлением и природой газа.

Изотермическая плазма в сосуде с адиабатическими стенками или ограниченная со всех сторон средой, находящейся при неизменной температуре, может существовать неопределённо долгое время, не изменяя своего состояния.

Наложенного извне ускоряющего электроны электрического поля для создания и поддержания изотермической плазмы в таких условиях не требуется. В лампах высокого и сверхвысокого давления дело обстоит несколько иначе. Шнур дугового разряда в этом случае окружён средой, имеющей гораздо более низкую температуру. Поэтому из шнура во внешнюю среду энергия уходит путём излучения, теплопроводности и конвекции. Кроме того, электроны и положительные ионы диффундируют от оси разряда к его границам и здесь рекомбинируют, отдавая потенциальную энергию, запасённую ими при ионизации. По этим причинам для поддержания температурного режима изотермической плазмы шнура в лампах СВД необходим электрический ток, выделяющий на единицу длины шнура в одну секунду количество энергии, равное  $IE$ , где  $I$  — сила тока,  $E$  — продольный градиент потенциала в шнуре. Вместе с тем, форма и расположение светящегося шнура

дуги и геометрические очертания той области, где ионизация происходит почти исключительно за счёт высокой температуры газа, зависят от граничных условий. От этих же условий зависит и самая возможность существования стабильного разряда.

Особенно простой и удобный для расчёта случай имеет место, когда разряд при сверхвысоком давлении происходит в цилиндрической трубке малого диаметра и когда температуру стенок этой трубки можно считать постоянной и заданной соотношением между энергией, выделяющейся в разряде, и условиями охлаждения внешней поверхности трубки. Исходя из основанного на законах термодинамики уравнения Сага:

$$\alpha^2 p = A T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}}, \quad (1)$$

устанавливающего связь между степенью ионизации газа  $\alpha$ , температурой газа (в  $^{\circ}\text{K}$ ) и ионизационным потенциалом газа  $U_i$ , из уравнения Больцмана, дающего концентрацию возбуждённых атомов

$$n_0 = n g e^{-\frac{eU_i}{kT}} \quad (2)$$

(где  $n$  — концентрация нейтральных частиц газа,  $g$  — отношение статистических весов возбуждённого и нейтрального состояний), а также из законов теплопроводности, удаётся составить дифференциальное уравнение, связывающее температуру в каждой точке разрядной дуги с расстоянием этой точки от оси трубки. Это уравнение в общем случае имеет вид<sup>6</sup>:

$$\frac{E_z^2 R_1}{g_1^{1/2}} f_1(T) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \lambda_T \frac{dT}{dr} \right) + \frac{g_1}{R_1^2} f_2(T). \quad (3)$$

Здесь  $E_z$  — продольный градиент поля в шнуре,  $r$  — расстояние какой-либо данной точки от оси трубки,  $T$  — температура газа в этой точке,  $R_1$  — радиус цилиндрической трубки,  $\lambda_T$  — коэффициент теплопередачи (являющийся функцией  $T$ ),  $g_1$  — масса газа, приходящаяся на единицу длины цилиндрической разрядной трубки,  $f_1(T)$  и  $f_2(T)$  — функции температуры  $T$ , а именно:

$$f_1(T) = C_1 T^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{eU_i}{2kT}},$$

$$f_2(T) = \frac{C_2}{T} e^{-\frac{eU_a}{kT}},$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — константы,  $U_i$  и  $U_a$  — соответственно потенциалы ионизации и возбуждения газа.

Граничные условия задачи:

$$\text{при } r = R_1 \quad T = T_{\text{ст}}, \quad (\text{а})$$

т. е. температуре стенок разрядной трубки;

$$\text{при } r = 0 \quad \frac{dT}{dr} = 0, \quad (\text{б})$$

так как на оси трубки температура газа должна иметь максимальное значение.

Дифференциальное уравнение (3) слишком сложно для практических расчётов, хотя бы уже потому, что в него входит  $\lambda_T$ , являющееся функцией температуры.

При решении практических вопросов задачу упрощают. По краям светящегося шнура разряда температура быстро уменьшается по мере увеличения расстояния  $r$ . Поэтому вместо радиуса трубки  $R_1$  вводят радиус шнура  $R$  и считают температуру внутри цилиндра радиуса  $R$  постоянной и близкой к температуре, имеющей место в действительности на оси трубки. Этот метод приводит к определенным алгебраическим соотношениям, полезным при расчёте электрических и световых параметров ламп СВД<sup>7</sup>. Принципиальное значение уравнения (3) заключается в том, что из него можно вывести, так называемые «законы подобия», позволяющие путём соответствующего подсчёта переносить результаты измерений, сделанных для одного случая, на ряд других случаев, основываясь на том, что для «подобных» разрядов, в точках, для которых отношение  $\frac{r}{R_1}$  одинаково, температура также одинакова.

Этот метод решения практических задач аналогичен методу, применяемому в гидро- и аэродинамике (например, моделирование кораблей при практическом решении задачи о сопротивлении, оказываемом их движению водой).

Приводим два «закона подобия» для ртутного разряда высокого и сверхвысокого давления в цилиндрических трубках:

1) «Два разряда высокого давления в цилиндрических трубках разного диаметра, но наполненных газом так, что на каждый сантиметр длины той и другой приходится одно и то же количество газа, являются подобными, если мощности разряда на единицу длины трубки в обоих случаях одна и та же».

2) «Два разряда высокого давления в парах ртути в цилиндрических трубках разного диаметра, содержащих в каждом продольном сантиметре различное количество паров ртути  $g_1$  и  $g'_1$ , являются подобными, если мощности разряда в каждом продольном сантиметре этих трубок относятся как  $\frac{(8,5+5,75 g_1)}{(8,5+5,75 g'_1)}$ ».

Численные коэффициенты установлены здесь эмпирически.

Таким образом, теория ртутного разряда высокого давления позволяет решать практические задачи расчета новых цилиндрических ртутных ламп высокого и сверхвысокого давления, исходя из экспериментально определенных параметров ламп уже существующих типов.

При переходе к лампам сверхвысокого давления, предназначенным служить источниками яркого сосредоточенного излучения, практически оказалось более целесообразным изготавливать их не в виде цилиндрических кварцевых трубок малого диаметра, а в виде кварцевых колб шаровой формы, так называемых «шаровых ламп СВД». В этих лампах электроды располагаются на небольшом расстоянии один от другого, обычно не превышающем нескольких миллиметров. Радиус шара рассчитывается так, чтобы кварцевая оболочка лампы при наличии одного лишь естественного охлаждения конвекционными потоками окружающего воздуха имела температуру, не превышающую той, которая необходима для заданного давления ртутного пара в лампе.

Дальнейшее развитие теории<sup>8</sup> показало, что в этих случаях, равно как и в широких трубках любой формы, стабилизация разряда путём «влияния стенок», как это имеет место в узких цилиндрических трубках, исключается.

Опыт показывает, что при достаточном расстоянии между электродами и большой ширине разрядной трубки, а также при полном отсутствии стенок (дуга в воздухе), форма и положение шнура разряда определяется конвекционными потоками газа. Эти потоки не только видоизменяют форму шнура, но и охлаждают его. Поэтому при наличии конвекционных потоков граничное условие ( $a$ ) должно быть заменено другим:

при  $r = R T$  равно температуре газа в конвекционном потоке, где  $R$  — радиус не трубки, а шнура разряда. Вместо «стабилизации дуги влиянием стенок» мы приходим к «стабилизации дуги конвекционными потоками». Эта стабилизация не столь устойчива, как стабилизация стенками, так как конвекционные потоки всегда сопровождаются турбулентным движением газа. В результате шнур дуги, стабилизированной конвекцией, постоянно меняет свою форму и места соприкосновения с электродами лампы.

При малом расстоянии между электродами, как это имеет место в шаровых ртутных лампах СВД (до 8 мм), шнур разряда даже в горизонтальном положении уже почти совсем не изгибается кверху и сохраняет стабильное положение. Форма светящейся дуги похожа на эллипсоид вращения. Такое поведение разрядной дуги не поддаётся объяснению ни с точки зрения стабилизации под влиянием стенок, ни исходя из представлений о стабилизации дуги конвекционными потоками газа, и является следствием специфических свойств катодных и анодных частей дугового раз-

ряда при высоком и сверхвысоком давлении. Для электрической дуги характерно наличие на катоде так называемого «катодного пятна», в котором на небольшом участке поверхности катода сосредоточены все разрядные явления на катоде. Размеры катодного пятна соответствуют определённой плотности тока в пятне, зависящей от природы и давления газа и от свойств катода. Причина образования катодного пятна долгое время оставалась загадочной. Детальное рассмотрение процессов, имеющих место в переходном слое между плазмой разрядной дуги и катодом, основанное на термической теории дуги, показало, что стягивание разряда в катодное пятно с определённой плотностью тока должно быть обусловлено более благоприятным энергетическим балансом в переходном слое в этом случае<sup>9, 10</sup>. Нечто подобное имеет место и в переходном слое у анода. Сужение шнура разряда на катоде и аноде соответствует минимуму мощности, затрачиваемой на разряд при прочих равных условиях, а следовательно, и устойчивой форме разряда. При малых расстояниях между электродами сужение канала разряда у катодного и анодного пятна приводит к веретенообразной, близкой к эллипсоиду вращения, форме шнура дуги.

Граничным условием в этом случае является условие не на боковых границах разрядного пространства, а условия на границах между дугой и электродами. Теория «стабилизированной электродами дуги» дана в работе<sup>8</sup>. В этой теории введены эллиптические координаты  $\mu$  и  $\nu$  (см. рис. 1).  $\nu = \text{const}$  соответствует поверхности гиперboloида вращения,  $\mu = \text{const}$  — поверхности эллипсоида вращения. Делается предположение, что на поверхностях  $\mu = \text{const}$  лежат линии тока в дуге и поэтому весь шнур разряда имеет форму эллипсоида вращения, как следствие стягивания шнура в катодном и анодном пятне.

В добавление к исходным положениям первоначальной термической теории дуги, созданной для случая дуги в узкой цилиндрической трубке, теория «дуги, стабилизированной электродами», в общей постановке вопроса рассматривает также убыль энергии в каждом элементе объёма шнура, вызванную процессом амбиполярной диффузии заряженных частиц к границам разрядной области.

Компоненты плотности электронного тока  $i_e$  и ионного тока  $i_i$  принимаются равными:

$$i_{e\nu} = eb_e nE_\nu,$$

$$i_{e\mu}^* = eb_e nE_\mu + eD_a \text{grad}_\mu n,$$

$$i_{i\nu} = eb_i nE_\nu,$$

$$i_{i\mu} = eb_i nE_\mu - eD_a \text{grad}_\mu n.$$

Здесь  $b_e$  и  $b_i$  — соответственно подвижности электронов и положительных ионов;  $n$  — концентрация электронов и ионов,  $D_a$  —

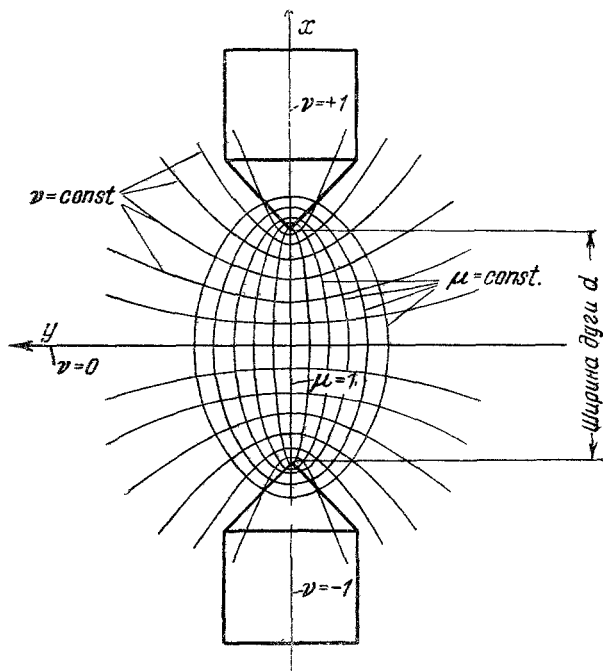


Рис. 1. Эллиптическая система координат (к теории дуги, стабилизированной электродами).

— коэффициент амбиполярной диффузии, равный, как известно<sup>11, 12</sup>,

$$\frac{b_i D_e + b_e D_i}{b_e + b_i}.$$

В случае цилиндрической формы разрядной дуги для участка дуги, лежащего посередине между электродами, можно вновь вернуться к цилиндрическим координатам. Это приводит к уравнению

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \left( \lambda_r \frac{dT}{dr} + e U_i D_a \frac{dn}{dr} \right) = -e (b_e + b_i) n E_\lambda^2 \quad (4)$$

(где  $U_i$  — потенциал ионизации газа).



Член  $\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( reU_i D_a \frac{dn}{dr} \right)$  появляется здесь как следствие наличия амбиполярной диффузии, не учтённой в уравнении (3) первоначальной теории.

В случае дуги, стабилизированной электродами, законы подобия разрядов, приведённые выше, не имеют места.

Необходимо указать, что стабилизированными влиянием электродов являются только дуги с достаточно малым расстоянием между электродами. Это хорошо видно на рис. 1 (см. вклейку в конце выпуска), где с уменьшением расстояния между электродами при сохранении постоянного давления ртутного пара и величины удельной мощности дуги ( $вт/см$ ) стягивание разряда в узкий шнур увеличивается.

Попытки объяснить явление контрагирования шнура разряда в лампах СВД только конвекционными потоками газа<sup>18</sup> нужно считать ошибочными. Если наблюдать или фотографировать дугу ртутного разряда СВД, исключив действие силы тяжести, например в свободно падающей камере или при быстром вращении дуги вокруг её оси, когда конвекция не имеет места, то можно отметить некоторое расширение разрядного канала по сравнению с лампой в том же режиме при наличии конвекционных потоков. Однако это расширение, фиксируемое фотопластинкой, объясняется свечением факела дуги, не имеющим прямого отношения к ширине разрядного канала дуги. Фотографирование разрядной дуги через красный фильтр наглядно подтверждает сказанное (рис. II)<sup>8</sup> (см. вклейку в конце выпуска).

## 2. КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ РТУТНЫХ ЛАМП СВД

Характерной конструктивной особенностью шаровых ртутных ламп СВД, обусловленной электродной стабилизацией дуги, является шаровая или близкая к ней форма колбы, размеры которой значительно превышают расстояние между электродами. На рис. 2 показаны образцы ртутных ламп СВД. Основными элементами лампы являются колба, электроды и вводы. Предъявляемые к ним требования в отношении размеров, температурного режима, механической прочности и других физико-химических свойств часто противоречат друг другу, взаимная зависимость этих трёх элементов является сложной и потому поддается расчёту только условно.

Колба. Сверхвысокое давление в ртутных лампах (после их зажигания) создаётся путём полного испарения определённого, строго дозированного количества ртути, вводимого в лампы при их изготовлении. Чтобы достичь и поддерживать это заданное давление, температура в самых холодных местах колбы должна быть не ниже 600—800° С, а в отдельных случаях и около 1000° С. Естественно, что только кварцевое стекло (представляющее собой плавённый кварц), обладающее температурой размяг-

чения около  $1200^{\circ}\text{C}$ , позволяет выдерживать столь высокую термическую нагрузку без деформации лампы.

Колба лампы должна обладать большой механической прочностью, чтобы в течение срока службы в рабочем режиме выдерживать давление на разрыв. К второстепенным требованиям относятся правильная геометрическая форма колбы (шар) и отсутствие в ней пузырей и других дефектов, уменьшающих прозрачность, поскольку в большинстве случаев лампы СВД применяются как источник света в оптических приборах.

Так как и для кварцевого стекла существует определённый верхний предел нагрузки, который не может быть превышен без риска разрыва лампы, то ясно, что необходимость соблюдения этого предела находится в противоречии с другими требованиями к колбе. Так, требование малого времени разгорания, т. е. по существу малой теплоёмкости лампы, диктует необходимость уменьшения размеров лампы, что несовместимо с требованием

термической прочности. С другой стороны, желание увеличить полезный срок службы ламп, лимитируемый, в основном, потемнением колбы вследствие неизбежного распыления электродов, вызывает необходимость увеличения размеров колбы.

Учитывая, что существует самая тесная связь между размерами колбы и нагрузкой на стенки, с одной стороны, и между основными параметрами лампы — яркостью, световой отдачей, сроком службы, — с другой стороны, выбор размеров колбы должен производиться в зависимости от того, какие параметры лампы стоят на первом месте. К этому надо добавить, что большое число переменных, из которых некоторые не могут быть определены численно, не позволяет конструировать лампы чисто расчётным путём.

Экспериментальные данные показали, что размеры колб ламп СВД должны выбираться в соответствии с величиной нагрузки на

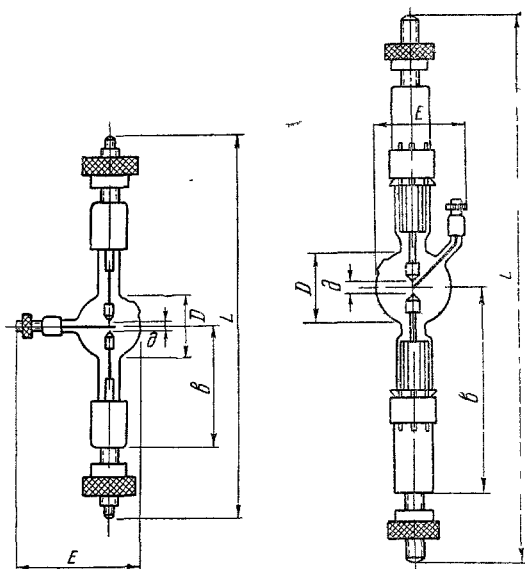


Рис. 2. Образцы ртутных ламп СВД.

стенку в пределах от 25 до 40  $\text{вт}/\text{см}^2$ . Так как прочность на разрыв колбы высоким давлением газа зависит от отношения внешнего и внутреннего радиусов колбы, то величина выбранного давления связана с размерами колбы — по мере уменьшения последней давление можно увеличивать. Так, кварцевая колба лампы СВД мощностью в 100  $\text{вт}$  с наружным диаметром 12  $\text{мм}$  выдерживает рабочее давление около 70 атмосфер.

Наиболее целесообразной толщиной стенки, в зависимости от размеров колбы, является толщина от 1,5 до 3  $\text{мм}$ . Увеличение толщины стенок сверх 3  $\text{мм}$ , повышая теплоёмкость колбы (и следовательно, период разгорания лампы), не приводит к увеличению механической прочности, так как в этом случае начинает сказываться неравномерное распределение напряжений в стенке колбы.

Вводы в кварц. При изготовлении кварцевых ламп СВД, как, впрочем, и любых других кварцевых электровакуумных приборов, рассчитанных на большую силу тока (от нескольких единиц до сотен ампер), одной из

важнейших технологических проблем является создание вакуумно-

плотного ввода металла в кварц. Трудность задачи обусловлена чрезвычайно малым коэффициентом теплового расширения кварца ( $\alpha \sim 6 \cdot 10^{-7}$ ), вследствие чего невозможно осуществить вакуумный впай какого-либо металла в кварц.

В электровакуумных приборах с кварцевыми колбами довольно широко применяется способ заварки в качестве вводов в кварц тонких металлических полосок из молибдена, шириной в 3—6  $\text{мм}$ . Этот способ основан на явлении смачивания металла стеклом (в данном случае кварцевым).

Необходимым условием вакуумноплотного и термически стойкого спая в этом случае является малая толщина (не более 20—

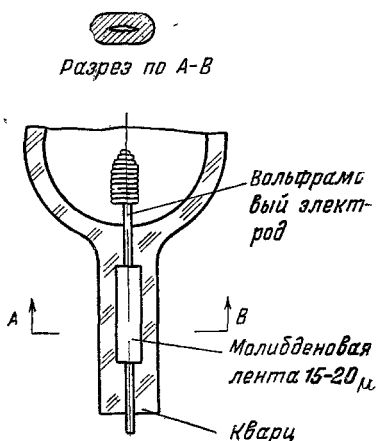


Рис. 3. Одинарный вакуумный ввод в кварц с помощью молибденовой фольги толщиной 20—22  $\mu$  на силу тока 8—16 ампер.

22 микрон) завариваемого в стекло металла, при которой изменение напряжений в стекле компенсируется деформацией тонкого металла. Если эти деформации могут следовать изменению напряжений в стекле, то ввод отвечает поставленным требованиям. На рис. 3 показан вакуумный ввод в кварц с молибденовой фольгой. Такой ввод, благодаря относительно большой поверхности соприкосновения с кварцем и, следовательно, хорошему

охлаждению, допускает прохождение значительно большего тока, чем проволока разного сечения. Всё же величина силы тока, допускаемая единичным вводом с молибденовой фольгой, в зависимости от ширины и толщины последней, лежит в пределах 8—16 ампер.

Некоторым выходом из положения является заварка нескольких молибденовых полосок, соединяемых параллельно (рис. 4),

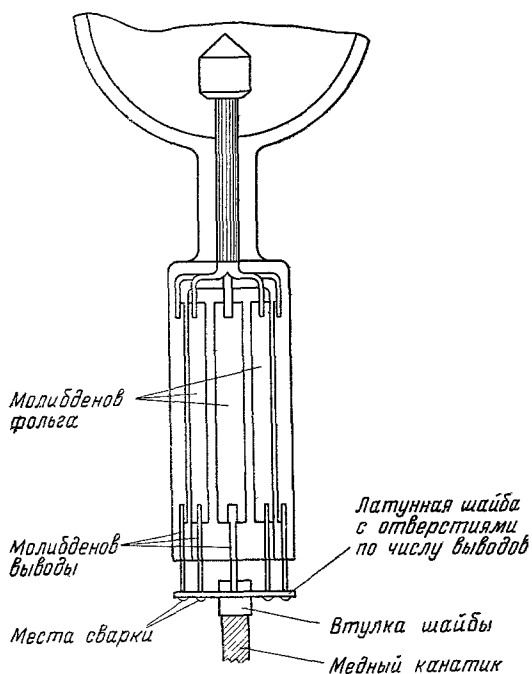


Рис. 4. Многофольговый вакуумный ввод в кварц на силу тока 100—200 ампер.

Таким путём за счёт значительного усложнения техники производства можно изготовлять вводы до 100 и даже до 200 ампер, что является пределом.

В самое последнее время найдено кардинальное решение задачи в виде так называемого дискового или колпачкового ввода, допускающего принципиально любую токовую нагрузку (рис. 5).

Принцип этого ввода заключается в разделении двух функций, выполняемых молибденовой фольгой одновременно: вакуумного уплотнения и проводника тока.

В дисковом или колпачковом вводе вакуумное уплотнение осуществляется молибденовым диском или колпачком с очень тонкими (15—20  $\mu$ ) краями, заваренными в кварц, а ток проходит через два вольфрамовых стержня, приваренных с обеих сторон к диску перпендикулярно к нему.

Промышленного применения дисковые и колпачковые вводы пока ещё не получили. Однако нет сомнения в том, что только они

помогут решить задачу мощных вводов в кварц и, тем самым, задачу конструирования ламп СВД на мощности порядка десятков киловатт.

Электроды. Процессы на электродах дуги высокого давления ещё не получили полного объяснения, несмотря на многочисленные и разнообразные исследования<sup>14</sup>. Поэтому практически пригодный расчёт конструкции электродов ламп СВД невозможен — конструкцию и размеры их приходится определять чисто эмпирическим путём.

Электроды являются весьма важным элементом ламп СВД, так как в этих лампах характеристики излучения дуги тесно связаны с излучением катодного пятна разряда, а последнее зависит от формы и свойств электродов. Кроме того, надёжность зажигания и срок службы ламп также зависят от электродов.

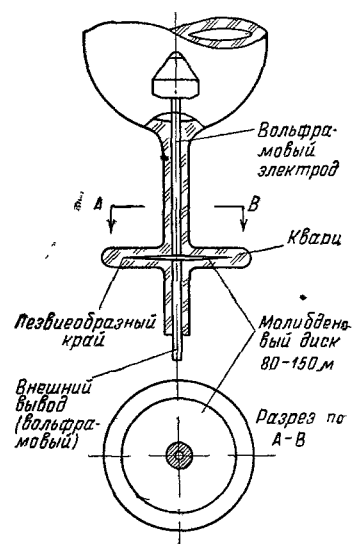


Рис. 5. Дисковый ввод в кварц на большую силу тока (сотни ампер).

В соответствии с процессами, имеющими место при зажигании и горении разряда, к электродам ртутных ламп СВД предъявляются два основных требования:

1) хорошая эмиссия электронов во время короткого периода зажигания разряда при сравнительно низких напряжениях питания ламп (120—220 вольт) и, далее, во время разгорания ламп, т. е. во время испарения наличного количества ртути в лампе, когда давление в ней плавно изменяется от десятков *мм* рт. ст. до десятков атмосфер;

2) большая стойкость электрода к распылению в условиях установившегося режима лампы, т. е. при высокой локальной температуре электрода, обусловленной наличием катодного пятна.

Оба эти требования к электродам являются в известной степени противоречивыми. Для осуществления первого из них необходимо применять покрытие электродов веществами с низкой

работой выхода электронов, например окисью бария, облегчающими зажигание разряда и сильно уменьшающими величину катодного падения в период разгорания лампы.

Второе требование, по существу, исключает первое, так как чистые тугоплавкие металлы, как например вольфрам, являются наиболее термостойкими в разряде. Поскольку величина катодного падения в лампах СВД в рабочем режиме почти не зависит от состояния поверхности катода, в этих лампах можно было бы применять электроды из чистого вольфрама. Однако большое катодное падение при малых плотностях ртутного пара в лампах в процессе разгорания является причиной сильного распыления электродов и, следовательно, значительно сокращает срок службы лампы. Это лучше всего иллюстрируется общеизвестным фактом— влиянием количества включений ламп СВД на срок их службы.

Противоречие между двумя основными требованиями к электродам разрешается чисто конструктивно, путём создания катода, раздельно работающего в период зажигания и разгорания лампы и во время установившегося режима. Конструктивное выполнение таких катодов может быть различным, но идея, положенная в их основу, одна и та же — дуга при зажигании лампы должна возникать на активированном участке, а при установившемся режиме переходить на чистый вольфрам. При этом используется то явление, что при больших давлениях разряд стремится идти кратчайшим путём, между концами электродов. Поэтому активное покрытие помещают позади конца электрода, на достаточном удалении от катодного пятна дуги. Образование дуги при малом давлении и малом

градиенте напряжения происходит с активных частей электродов, а после разгорания лампы дуга автоматически переходит на концы электродов (рис. IV, а и б, см. вклейку). Примеры конструктивных решений таких катодов показаны на рис. 6.

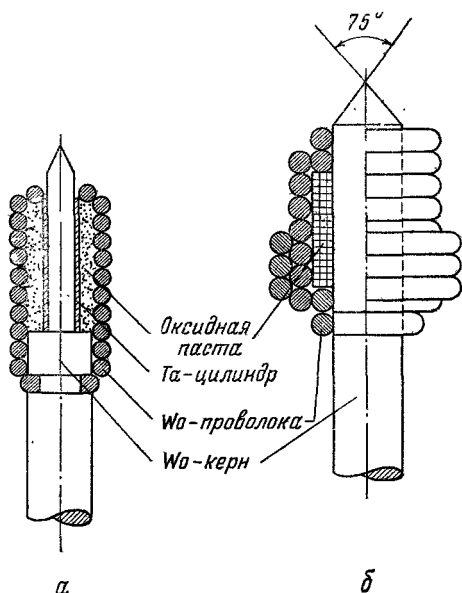


Рис. 6. Конструктивное выполнение катодов ртутных ламп СВД.

## 3. ОСОБЕННОСТИ РТУТНЫХ ЛАМП СВД

Выше указывалось на то, что температура и её распределение, в условиях термического равновесия, является важнейшей характеристикой разряда, определяющей все его оптические и электрические свойства. Повышение температуры разряда может быть достигнуто несколькими путями, но в основе всех их лежит увеличение мощности, выделяемой в  $1 \text{ см}^3$  дуги. При этом удельный вес потерь на теплопроводность и конвекцию уменьшается, а яркость разряда и его экономичность возрастают. Существенные изменения происходят также и в характере спектра излучения.

В первую очередь повышение мощности разряда, приходящейся на  $1 \text{ см}^3$ , может быть достигнуто повышением давления. Далее, возможно достигнуть той же цели при относительно низких давлениях с помощью увеличения силы тока. Третьей возможностью является сужение дуги или значительное уменьшение расстояния между электродами. Однако этот последний путь приводит, наряду с возрастанием яркости, к сильному падению световой отдачи.

Задачей конструктивной и технологической разработки ртутных ламп всегда являлось максимально возможное увеличение мощности на единицу объёма разрядной дуги. В таблице I приведены данные, показывающие изменение характеристик ртутных ламп и, в частности, увеличение мощности на  $1 \text{ см}^3$  в процессе их развития.

Из таблицы I видно, что капиллярные лампы с водяным охлаждением обладают примерно такими же световыми характеристиками, как шаровые лампы СВД. Однако ряд причин, главнейшими из которых являются связь между нагрузкой на стенки и удельной мощностью, габариты светящегося поля ( $\sim 0,8 \times 25 \text{ мм}$ ) и нежелательное соединение высокого напряжения питания (до 2000 в) с водяным охлаждением, привели к тому, что капиллярные лампы СВД практического использования почти не нашли.

В шаровых лампах СВД, где отсутствует стабилизация разряда стенками, удельная мощность разряда в лампах с данным диаметром колбы при одном и том же давлении может быть значительно увеличена за счёт уменьшения расстояния между электродами. Величина нагрузки на стенки при этом почти не изменится и может быть сохранена в допустимых пределах. Отсюда вытекает возможность работы ламп без искусственного охлаждения.

Малые расстояния между электродами, помимо преимуществ в светотехническом отношении (исключительно большой яркости, превышающей яркость угольных дуг), приводят, несмотря на наличие больших давлений в лампе и сопутствующих им больших градиентов напряжения в дуге, к небольшим напряжениям на лампе и, таким образом, дают возможность питать лампы от сети

Таблица I

Тип ртутных ламп	Удельная мощность дуги (вт/см)	Концентрация мощности в дуге (квт/см <sup>3</sup> )	Рабочее давление (атмосфер)	Градиент (в/см)	Яркость (стильб)	Световая отдача (лм/вт)	Нагрузка на стенки (вт/см <sup>2</sup> )	Расстояние между электродами (мм)
Лампы высокого давления (из тугоплавк. стекла) . .	20—50	0,03—0,2	0,3—3,0	7—30	100—300	35—50	3—4	40—200
Лампы высокого давления (из кварца) . . . . .	30—60	0,4—2	3—15	25—80	400—900	40—50	10—15	10—60
Лампы сверхвысокого давления, капиллярные с вод. охл.	300—500	50—70	70—100	300—400	20000—40000	60—70	500—800	8—25
Лампы сверхвысокого давления, шаровые с ест. охл. .	100—4000	5—2000	20—100	100—400	5000—120000	50—75	25—45	0,5—15



220 вольт. Кроме того, малые расстояния между электродами обуславливают очень хорошую стабилизацию дуги, что также является преимуществом ламп при использовании их в оптических приборах.

Говоря об особенностях ртутных ламп СВД, нельзя не упомянуть о времени разгорания — промежутке между зажиганием лампы и достижением ею заданного электрического и светового режима. Как видно из рис. 16, время разгорания достигает нескольких минут, что является существенным эксплуатационным недостатком ртутных ламп СВД. Процесс разгорания обусловлен теплоёмкостью лампы. Для создания в ней заданного давления ртутного пара необходимо, чтобы колба лампы приобрела температуру, отвечающую этому давлению. При этом следует помнить, что, во-первых, колба в процессе разгорания нагревается неравномерно, и, во-вторых, что величина давления ртутного пара определяется температурой наиболее холодного участка колбы.

Медленному течению процесса разгорания способствует ещё и то обстоятельство, что при зажигании лампы напряжение на ней очень мало (около 15 вольт) и поэтому мощность, выделяемая в лампе в начале пускового периода, невелика (не более 30% мощности данной лампы в стационарном режиме).

#### 4. СВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Световые характеристики ртутных ламп СВД в сильной степени обусловлены расстоянием между электродами, от которого зависят величины удельной мощности ( $вт/см$ ), и мощности, приходящейся на  $1 см^3$  ( $квт/см^3$ ) разряда.

Если (при постоянном давлении и постоянной мощности лампы) уменьшать расстояние между электродами, то световая отдача повышается. Это повышение связано с возрастанием концентрации мощности в разряде ( $вт/см^3$ ) и наблюдается до определённого расстояния между электродами (около 6 мм). Максимальная световая отдача достигает при таких расстояниях 75 лм/вт. Дальнейшее уменьшение расстояния приводит к неуклонному падению световой отдачи, так как удельный вес потери мощности на электродах  $(V_a + V_k) \cdot I$  возрастает по мере увеличения силы тока и уменьшения напряжения на лампе<sup>1)</sup>. Мощность, превращаемая в излучение, падает быстрее, чем возрастает излучение за счёт увеличения температуры разряда. При предельно малых расстояниях между электродами, порядка 0,3—0,5 мм, соответствующих напряжениям на лампе около 18—20 в, больше половины потребляемой лампой мощности уходит на потери на электродах. Поэтому световая отдача таких ламп относительно мала, хотя по

<sup>1)</sup> Кроме того, при этом начинает сказываться экранирование светового потока электродами лампы.

абсолютному значению ( $20 \text{ лм/вт}$ ) равна световой отдаче ламп накаливания большой мощности.

Что касается яркости, то она по мере уменьшения расстояния между электродами вначале медленно повышается за счёт увеличения концентрации мощности в дуге, а затем круто возрастает. Крутой подъём яркости объясняется стабилизирующим воздействием электродов, вследствие которого контрагирование дуги увеличивается, что приводит к исключительно высоким значениям концентрации мощности в дуге и, следовательно, к возрастанию температуры дуги.

Это обстоятельство позволяет получать лампы с огромной величиной яркости, которые в то же время являются почти идеально точечными источниками.

Представляет интерес также и то обстоятельство, что по мере уменьшения длины разрядного промежутка наблюдается, хотя и слабое, но всё же увеличение содержания красного излучения разряда. Оно может быть объяснено ростом непрерывного излучения

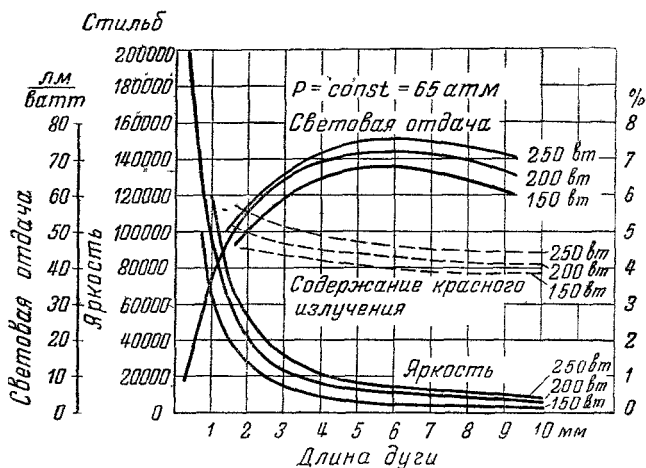


Рис. 7. Зависимость яркости, световой отдачи и содержания красного излучения от длины дуги.

разряда, имеющим место при увеличении температуры дуги с увеличением концентрации мощности.

На рис. 7 приведены зависимости яркости, световой отдачи и содержания красного излучения от длины разрядного промежутка для трёх типов ртутных ламп разной мощности при одном и том же давлении.

Для величины яркости приведены значения так называемой «средней яркости», соответствующие измерениям, проведённым на полуширине светящегося шнура разряда. Максимальные значения

яркости значительно выше средней яркости, превосходя последнюю примерно на 50 %.

В соответствии с распределением температуры в шнуре разряда, убывающей от оси к периферии, распределение яркости поперёк дуги имеет такой же характер. Отношение максимальной величины яркости (на оси дуги) к ширине дуги зависит от расстояния между

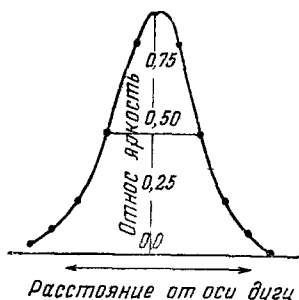


Рис. 8. Распределение яркости поперёк разрядной дуги ламп СВД.

электродами и давления и может быть задано. На рис. 8 показано типичное для ламп СВД распределение яркости поперёк шнура разряда.

У электродов, в местах, где дуга образует катодное пятно разряда, яркость достигает огромных значений. Однако вследствие незначительной величины площади катодного пятна практическое использование яркости приэлектродных частей дуги невозможно.

К особенностям ртутных ламп СВД можно также отнести способность их к модуляции светового потока до относительно высоких частот (до 10 000 герц), при которых степень модуляции света равна степени модуляции тока<sup>15</sup>.

##### 5. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РТУТНЫХ ЛАМП СВД

На рис. 9 показано распределение энергии излучения ртутных ламп СВД в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Как видно, излучение состоит из нескольких относительно слабых линий в среднем ультрафиолете, сильно расширенных линий ближнего ультрафиолета (главным образом линий с длиной волны 3125/3132, 3341 и 3650/3663 Å) и видимой области (4047, 4358, 5461 и 5770/5790 Å).

Как в ультрафиолетовой, так и в видимой областях на линейчатый спектр накладывается также и непрерывный фон, в котором при давлениях порядка нескольких десятков атмосфер излучается почти столько же энергии, сколько и в линиях. Заполнение интервалов между линиями непрерывным спектром, а также наличие слабого излучения в красной части спектра приводит к некоторому улучшению цветности ламп СВД по сравнению с ртутными лампами высокого давления.

Всё же цветопередача при освещении лампами СВД сильно искажается в силу избытка излучения в жёлтой и зелёной частях спектра и недостатка его в синей и главным образом в красной части. Исправление цветности возможно несколькими путями, из которых только один — добавление кадмия к ртути — практически осуществляется в лампах, предназначенных служить

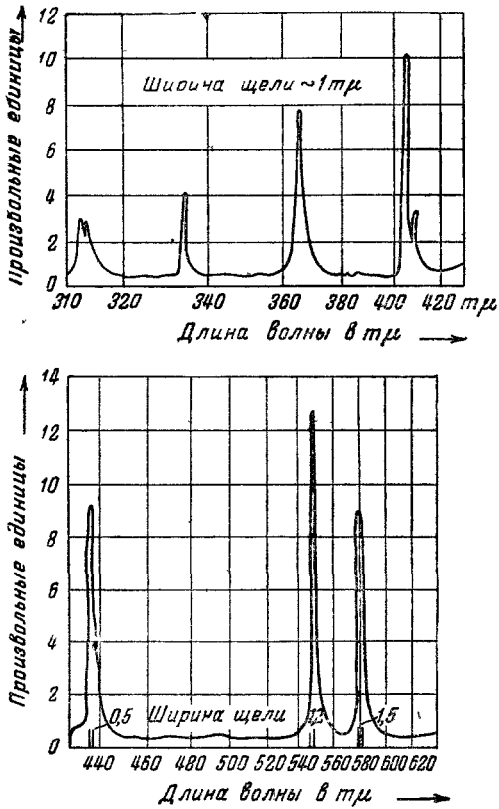


Рис. 9. Распределение энергии излучения ртутных ламп СВД в ультрафиолетовой (а) и видимой (б) частях спектра.

источником света для кинопроекции. Этот путь исправления цветности ртутных ламп СВД даёт неодинаковые результаты для ламп разной мощности. О степени исправления излучения можно судить по таблице II, в которой приведены данные для двух типов ламп.

Таблица II

Тип лампы	Относительное содержание				
	красного	жёлтого	зелёного	синего	фиолетового
СВД 200 ватт, ртутная . . . . .	0,29	1,9	1,07	0,59	1,16
То же с добавкой кадмия . . . . .	0,46	1,08	0,86	1,4	1,22
СВД 2000 ватт, ртутная . . . . .	0,34	2,14	0,98	0,54	1,01
То же с добавкой кадмия . . . . .	0,5	1,47	0,79	1,14	1,1

Как видно из таблицы II, у исправленных с помощью добавления кадмия ламп СВД, содержание красной и синей частей излучения увеличивается, а содержание жёлтой уменьшается. Уменьшение яркости зелёной части и увеличение яркости фиолетовой очень незначительно. При добавлении к ртути кадмия светоотдача ламп понижается.

Помимо излучения в ультрафиолетовой и видимой областях, имеет место также излучение и в инфракрасной части спектра. На рис. 10 приведено сопоставление интенсивностей излучения в инфракрасной области (на единицу длины волны) трёх типов ламп СВД одинаковой мощности, равной 200 ватт.

Объяснение большой разницы в интенсивности излучения между этими тремя типами заключается в разных значениях градиента напряжения в дуге, давления и особенно мощности, выделяемой в единице объёма разряда. Так, для двух типов величина концентрации мощности равна  $80 \text{ квт/см}^3$ , в то время как для третьего типа её значение  $\sim 2600 \text{ квт/см}^3$ .

Доля резонансной линии ртути с длиной волны  $2537 \text{ \AA}$  в общем излучении ртутных ламп СВД ничтожна вследствие сильного поглощения её парами ртути.

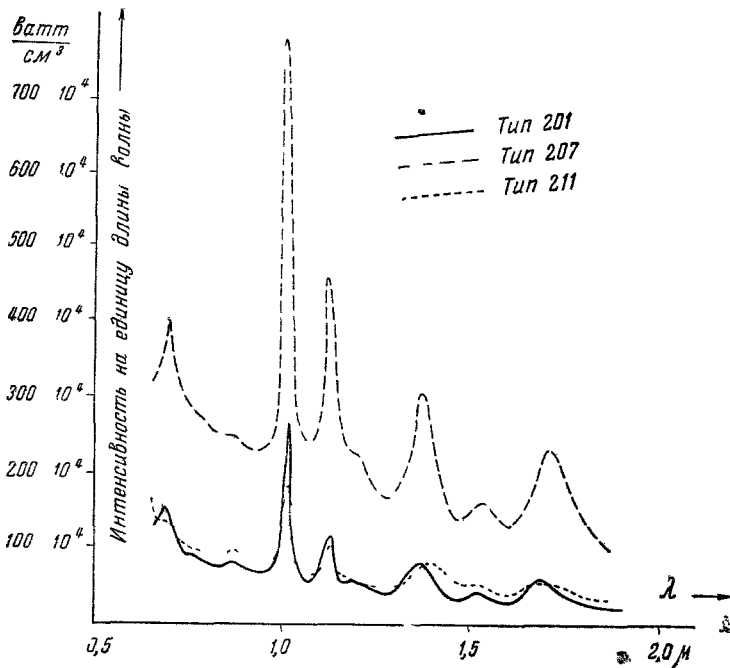


Рис. 10. Интенсивность излучения ртутных ламп СВД равной мощности в инфракрасной области в зависимости от величины мощности, приходящейся на 1 см<sup>3</sup> дуги.

## 6. ПРИБОРЫ ВКЛЮЧЕНИЯ И ЗАЖИГАНИЯ РТУТНЫХ ЛАМП СВД

Как и все газоразрядные приборы с падающей вольтамперной характеристикой, ртутные лампы СВД могут включаться в питающую сеть только с балластным сопротивлением, так как иначе разряд не может быть стабилизирован. Сопротивление это должно быть омическим в случае постоянного тока и, желателен, индуктивным для ламп переменного тока. В последнем случае, как правило, применяются дроссели или трансформаторы с железными сердечниками с большим рассеянием. Преимуществом дросселей является не только увеличение к. п. д. установки, но и улучшение условий работы лампы на переменном токе. При работе с омическим сопротивлением ток и напряжение всегда находятся в фазе. При прохождении кривой тока через нуль кривая напряжения также проходит через нуль. Поэтому зажигание лампы в каждый следующий полупериод сильно затрудняется, увеличивается темновая пауза между полупериодами и кривая тока искажается.

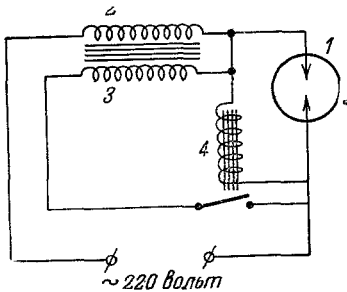


Рис. 11. Принцип конструкции специального дросселя для ртутных ламп СВД, уменьшающего время разгорания.

При применении дросселей, вследствие наличия сдвига фаз между током и напряжением, в тот момент времени, когда величина тока равна нулю, на лампе имеется ещё достаточно большое напряжение для того, чтобы в новый полупериод лампа легко зажглась.

Во избежание нестабильного режима ламп, работающих с дросселями, при колебаниях сетевого напряжения рабочая точка должна лежать на прямолинейном участке вольтамперной характеристики дросселя.

Сравнительно длинное время разгорания ртутных ламп СВД является причиной особых требований к приборам включения, сводящихся к уменьшению продолжительности нестационарного периода после включения лампы. В качестве примера прибора включения, значительно сокращающего время разгорания, представляет интерес дроссель с двумя обмотками (рис. 11). При зажигании лампы дополнительная обмотка 3 (число витков которой и индуктивная связь с основной обмоткой 2 подобраны с расчётом на максимальную силу тока, которая может быть пропущена через лампу), приключена параллельно лампе. Когда напряжение на лампе достигает определённой величины ( $\sim 55$  вольт), реле 4, включённое параллельно разрядному промежутку, разрывает цепь дополнительной обмотки, и лампа работает последовательно с основной обмоткой

дресселя. Время разгорания ламп мощностью до 500 ватт может быть сокращено с помощью такого прибора включения до 1 минуты.

Аналогичный принцип применяется и для ламп постоянного тока. В этом случае реле напряжения, включённое параллельно лампе, при её зажигании закорачивает часть омического сопротивления балласта, уменьшая его величину, а после разгорания лампы включает всё сопротивление полностью.

Для зажигания ртутных ламп СВД применяются приборы, дающие либо импульс тока высокого напряжения, либо также и высокой частоты. Последние имеют наибольшее распространение и выполняются обычно в виде миниатюрного высокочастотного трансформатора.

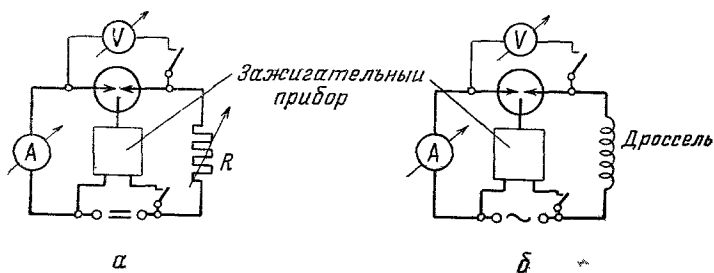


Рис. 12. Схема включения и зажигания ламп СВД с тремя электродами.

Короткий зажигающий импульс подаётся на дополнительный электрод после того, как основные электроды лампы находятся уже под напряжением питающей сети (120 или 220 вольт). Схема включения с зажигательным прибором для ламп СВД показана на рис. 12.

При отсутствии в лампе третьего поджигающего электрода в случае постоянного тока применяются приборы, в которых зажигающий импульс получается путём кратковременного замыкания самоиндукции в цепи лампы специальным вакуумным выключателем (рис. 13).

В случае переменного тока используются аналогичные схемы или схемы, в которых импульс высокого напряжения получается за счёт резонансных свойств контура.

Для ламп постоянного тока без поджигающего электрода применяется также прибор зажигания, названный «конденсаторным». Принцип его очень прост:  $n$  конденсаторов, включённых параллельно, заряжаются до напряжения питания лампы, например до 220 в. Путём несложного переключения (нажимом кнопки) все конденса-



торы соединяются последовательно и общее напряжение их зажигает лампу. Двадцати штук бумажных конденсаторов в таком приборе достаточно для надёжного первого зажигания любой лампы СВД.

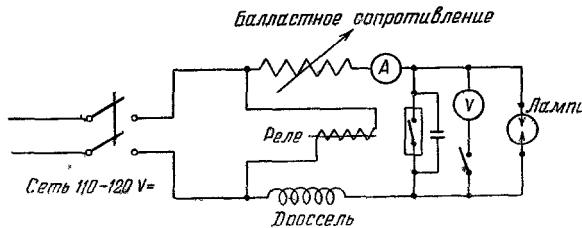


Рис. 13. Схема включения и зажигания ламп СВД с двумя электродами.

Что касается повторного зажигания горевшей и только что погашенной ртутной лампы, то оно возможно только в случае наличия поджигающего электрода и применения высокочастотных зажигающих приборов.

## 7. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РТУТНЫХ ЛАМП СВД

Области применения ртутных ламп СВД целиком обусловлены их свойствами и особенностями и потому могут быть весьма разнообразными. Подробное описание всех конкретных случаев применения этих ламп невозможно, поэтому ниже приводятся лишь данные, представляющие общий интерес.

А. Благодаря высоким значениям яркости и световой отдачи целиком оправдано использование ртутных ламп СВД в оптических приборах и прожекторах. Приводим несколько примеров.

а) Кинопроекция. Возможность увеличения освещённости экрана легко достигается в случае применения ламп переменного тока за счёт переноса темновой паузы (во время которой световой поток лампы уменьшается до 10 % от максимального) на время обтюрации\*). Если считать, что ток через лампу синусоидален, что световой поток пропорционален току и что время затемнения обтюратором равно темновой паузе, то совмещение темновой паузы с затемнением обтюлятора даёт возможность снизить потерю света от обтюрации до 29%. Применяя дроссели, работающие в режиме насыщения, величину потерь можно снизить ещё более. Как известно, в случае применения инерционных источников света (например, ламп накаливания), потери света вследствие обтюрации составляют не менее 50%.

Для ламп постоянного тока выигрыш в освещённости экрана может быть достигнут путём кратковременной перегрузки лампы

\*) Это предполагает переход от 24 кадров в секунду к 25, что вызывает некоторое увеличение расхода плёнки (на 4%).

в промежутках между обтюрацией и, соответственно, снижения её мощности во время обтюрации. При этом среднее значение мощности остаётся нормальным и срок службы лампы не уменьшается. Переменный режим лампы осуществляется путём синхронного с обтюратором закорачивания части балластного сопротивления лампы. Этим способом можно достигнуть увеличения освещённости экрана на 60—70%.

Говоря о применении ртутных ламп СВД в кинопроекции, мы имеем в виду проекцию чёрно-белых фильмов. Для проекции цветных фильмов ртутные лампы непригодны. Пригодность для цветного кино ртутных ламп с добавкой цинка и кадмия (см. выше) весьма условна и определяется скорее эксплуатационными преимуществами ламп СВД по сравнению с угольной дугой, чем спектральным составом излучения.

б) Проекторы. Масштабы применения ртутных ламп СВД в прожекторах ограничиваются мощностью выпускаемых ламп. Так, лампы мощностью в 2000 ватт могут применяться в прожекторах с диаметром зеркала до 1 метра. Выгоды применения ламп СВД в прожекторах, обусловленные большой яркостью и лучшей экономичностью, видны из следующих примеров. Лампа СВД мощностью в 200 ватт в прожекторе диаметром 200 мм даёт силу света в 9 раз большую, чем лучшая прожекторная 100-ваттная лампа накаливания, и в 3 раза большую силу света, чем 500-ваттная лампа накаливания с зеркалом диаметром 360 мм. Таким образом, требуется только половина мощности и намного более лёгкий прожектор, чтобы с лампой СВД можно было получить в 3 раза большую силу света, чем с лампой накаливания.

Для ламп СВД большой мощности (несколько киловатт) имеют место почти те же соотношения, причём сравнение производится уже с угольными дугами. Так, для 2-киловаттной лампы СВД и угольной дуги равной мощности в прожекторе с 60 см зеркалом характерны следующие цифры:

Источник света	Сравнительная сила света (св/ватт)	Эффективная яркость (стильб)
Ртутная лампа 2000 ватт . . . . .	0,0443·10 <sup>6</sup>	43 700
Угольная дуга 90 ампер . . . . .	0,017·10 <sup>6</sup>	39 900

Помимо чисто оптических, лампы СВД обладают также рядом эксплуатационных преимуществ, по сравнению с угольными дугами (отсутствие необходимости регулировки и замены углей, стабильность дуги, возможность точной установки лампы), которые целиком оправдывают стремления к замене угольных дуг в прожекторах лампами СВД.

в) Весьма разнообразно применение ламп СВД во многих оптических приборах, где определяющими моментами являются малые размеры самого источника света и его светового поля. В этих случаях лампы СВД незаменимы, так как их размеры позволяют помещать лампы очень близко к оптике, — в пределе, при наличии

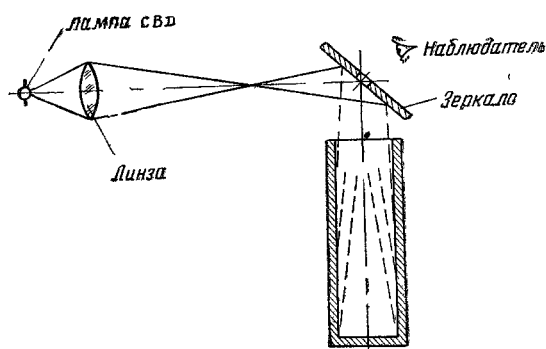


Рис. 14. Контроль полых узких тел с помощью лампы СВД и глазного зеркала.

кварцевой оптики, до соприкосновения с конденсором, используя тем самым бóльший световой поток. Малые размеры светового поля источника света позволяют с большой точностью производить фокусировку лампы.

Из всего многообразного применения ламп СВД в оптических приборах в промышленности, технике и научно-исследовательской практике можно привести следующие примеры:

- 1) контроль внутренней поверхности узких полых тел (рис. 14);
- 2) проекция даваемого микроскопом изображения на экран;
- 3) изучение процессов течения воздуха и образования вихрей (в аэродинамике);
- 4) применение ламп СВД в шлейфовых осциллографах.

Б. Высокая интенсивность излучения в синей и фиолетовой областях спектра делает пригодным применение ртутных ламп СВД для фотохимических процессов, как например:

- 1) в микрофотографии;
- 2) при студийных киносъёмках\*);
- 3) при фотосинтезе.

В. Большое содержание ультрафиолетового излучения, особенно линий с длиной волны 3650 Å и 4047 Å (см. рис. 9), вызывающих люминесценцию, делает ртутные лампы СВД идеальным источником света во всех случаях, где используется явление люминесценции\*\*).

Сюда относятся, например:

1) Люминесцентная микроскопия, где только с применением ламп СВД была реализована возможность рассматривания в микроскопе живых объектов без их специальной окраски. Что касается препаратов, окрашенных обычным способом, то с лампами СВД можно получать настолько яркие люминесцирующие изображения, что их можно проецировать на небольшой экран.

2) Использование светящихся красок (главным образом, в театральные постановках), где применяются прожекторы с лампами СВД, закрытые «чёрным» фильтром.

## II. ЛАМПЫ СВД, НАПОЛНЕННЫЕ ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

### 8. ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВЫХ ЛАМП СВД

Достоинства и недостатки ртутных ламп СВД определяют и границы их применения. Совершенно ясно, что практические потребности в источниках света, обладающих повышенной (по сравнению с лампами накаливания) экономичностью, большой яркостью и желаемыми спектральными характеристиками, не могут быть исчерпаны наличием одних только ртутных ламп СВД. Возникает вопрос: нельзя ли для ламп СВД использовать пары других металлов или газы?

Пары натрия, кадмия, цинка, теллура, цезия и др. металлов использовались и используются в электроразрядных лампах с низким и высоким давлением для экспериментальных и технических целей. Однако зависимость плотности пара в лампе от температуры колбы, приводящая почти для всех металлов к необходимости чрезмерно высоких температур для достижения нужных давлений,—ставит естественный предел применению большинства металлов для ламп СВД.

---

\* В случае киносъёмки с лампами СВД стробоскопический эффект, являющийся помехой при съёмке, устраняется включением ламп в разные фазы сети.

\*\* Видимое излучение при этом задерживается специальным «чёрным» фильтром, устанавливаемым перед лампой.

В отдельных случаях, как например для цезия, препятствием является химическое воздействие паров металла на стекло лампы. Это воздействие сильно возрастает с увеличением температуры пара.

Но кроме того, и это особенно важно, общим недостатком почти всех источников света, использующих разряд в парах металла, является спектральный состав излучения, обычно представленный отдельными немногочисленными линиями.

Что касается газов, то практическое применение электрического разряда в них имеет место уже сравнительно давно (например, рекламные трубки с аргоном, неоном, гелием), однако использование инертных газов шло до сих пор по линии применения малых давлений, малых плотностей тока и газов с малым атомным весом. Это имело следствием относительно малую экономичность и низкую яркость разряда в инертных газах.

В самое последнее время<sup>16,17,18</sup> применительно к тяжелым инертным газам (аргон, криптон, ксенон) была использована найденная ранее для паров металлов зависимость между экономичностью разряда и его яркостью — с одной стороны, и плотностью пара (давлением) и плотностью тока — с другой стороны. Использование этой зависимости в случае инертных газов представляется заманчивой уже по одному тому, что в самом общем случае плотность газа в лампе не связана с температурой наиболее холодного участка в ней, как это имеет место в лампах с парами металлов. Отсюда вытекают принципиальные преимущества газовых ламп СВД по сравнению с ртутными: возможность значительного облегчения термической нагрузки на колбу ламп (относительно низкая температура стенок), независимость световых и электрических характеристик ламп от температурных условий внешней среды в очень широких пределах (лампы не нуждаются в тепловой изоляции). Очень существенно и ценно в эксплуатации отсутствие процесса испарения жидкой фазы и, следовательно, отсутствие процесса разгорания, характерного для ламп с разрядом в парах металлов.

Но помимо этих отличий лампам СВД, наполненным тяжелыми инертными газами, свойственны и другие особенности, главнейшей из которых является хорошая цветность их излучения.

## 9. КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ

Конструктивное выполнение газовых ламп СВД в основном может быть таким же, как и ртутных. Однако учитывая, что в газовых лампах отсутствует зависимость между объемом, площадью поверхности колбы и мощностью лампы, с одной стороны, и основными параметрами лампы (временем разгорания, яркостью, световой отдачей) — с другой стороны, задача конструктора газовых ламп значительно облегчается. В равной степени она облегчается и потому, что, в отличие от ртутных, для газовых ламп СВД наличие «мешков», т. е. холодных лишних объемов, не только

капиллярных, но и достаточно больших, является абсолютно безвредным.

Практическим следствием этого обстоятельства является возможность впая ножек лампы в колбу таким образом, чтобы между ними и стенкой колбы имелся небольшой зазор. Такой впай ножек, при котором давление на них снаружи равняется давлению, испытываемому впаянным электродом и молибденовой фольгой изнутри, препятствует отслоению заваренной в кварц фольги или разрыву ножек, что довольно часто имеет место для ртутных ламп СВД.

Вследствие очень высокого потенциала пробоя газопроводные лампы СВД, как правило, должны снабжаться третьим—зажигающим—электродом. На рис. 15 показан пример конструктивного выполнения лампы.

В отношении технологии изготовления газопроводные лампы СВД проще ртутных по двум причинам:

1) Отсутствует необходимость очень точного дозирования ртути, которое заменяется более простой операцией дозирования количества газа в лампе. Так как величина градиента напряжения в дуге в парах ртути примерно в 5 раз больше, чем в тяжёлых инертных газах (см. ниже), и, кроме того, для ртути эта величина сильнее меняется с давлением, то равные в процентном отношении погрешности в дозировке несравненно слабее сказываются на величине градиента напряжения на лампе в случае газовых ламп. Тем самым резко уменьшается брак вследствие неправильной дозировки.

2) Наличие большой плотности газа в момент формирования разряда при зажигании газопроводных ламп СВД и, таким образом, отсутствие громадного изменения давления между моментом зажигания и моментом установления рабочего режима, имеющего место для ртутных ламп СВД (изменение в сотни и даже тысячу раз!), даёт возможность отказаться от применения оксидных или других катодов со сниженной величиной работы выхода электронов. Основная роль оксида в ртутных лампах (помимо снижения потенциала зажигания) заключается в уменьшении катодного падения потенциала в фазе тлеющего разряда, предшествующего возникновению дуги при зажигании, и, следовательно, в уменьшении катодного распыления.

Так как в газопроводных лампах плотность газа при зажигании на три порядка выше, чем в ртутных, то уже одного этого обстоятельства достаточно для того, чтобы эффект распыления оказался

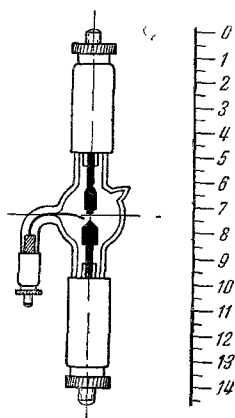


Рис. 15. Лампа СВД, наполненная инертным газом (шкала в см).

ничтожным. В связи с этим возможно полностью отказаться от применения оксидных катодов.

Применение чистых вольфрамовых электродов вместо оксидных намного упрощает и удешевляет технологию производства.

## 10. СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ, ЗАЖИГАНИЕ И РАЗГОРАНИЕ ЛАМП

Схемы включения газовых ламп СВД аналогичны таковым для ртутных. Зажигание производится с помощью зажигающего прибора, подключаемого к третьему, вспомогательному, электроду лампы. Повторные зажигания горевшей и выключенной лампы происходят так же, как и первое. Время разгорания практически отсутствует. Правда, в связи с тем, что у работающей лампы устанавливается определённый тепловой режим, при котором плотность

газа внутри шнура дуги уменьшается по сравнению с той, которая была при комнатной температуре, её световые характеристики немного изменяются в течение нескольких минут после включения. Но это не имеет такого существенного значения и не представляет собой такого неудобства, как разгорание ртутных ламп СВД (рис. 16).

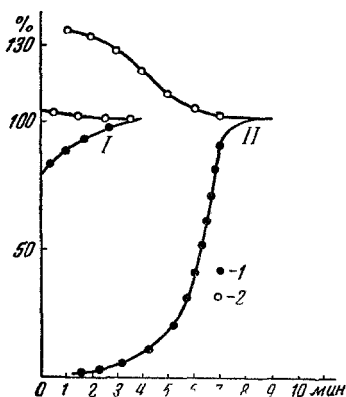


Рис. 16. Характеристики разгорания ртутных и газовых ламп СВД: I — сила света, 2 — ток через лампу, I — газовая лампа СВД, II — ртутная лампа СВД.

## 11. ФОРМА ДУГИ; СТАБИЛИЗАЦИЯ РАЗРЯДА

В силу большой лёгкости аргона, криптона и ксенона по сравнению с парами ртути, конвекция в разряде в указанных газах чрезвычайно сильна, увеличиваясь по мере уменьшения атомного веса применяемого газа. По этой причине стабилизация дугового разряда в газах при сверхвысоком давлении обусловлена, главным образом, конвекцией. Этот вид стабилизации, аналогичный случаю угольной дуги в воздухе, является наименее благоприятным из всех трёх описанных выше. Он определяет собой внешнюю форму разряда: относительно широкую яркую дугу, слегка асимметричную по отношению к электродам (расширяющуюся к верхнему электроду). Наличие сильных конвекционных потоков газа приводит к более или менее значительным перемещениям дуги по электродам лампы. Форма электродов, так же как и расстояние между ними, может изменить внешний вид дуги. Так, при наличии

конусообразных электродов с небольшим (2—3 мм) расстоянием между ними стабилизация дуги получается смешанного типа — электродно-конвекционная. Дуга при этом становится более узкой (и соответственно более яркой), стабилизация разряда значительно улучшается.

Конвекционные потоки газа приводят к тому, что при отклонении дуги от вертикали размеры и форма дуги сильно изменяются. Сдуваясь при этом конвекционными потоками, дуга изгибается и, в предельных случаях, может дойти до стенки колбы. Изменения линейных размеров дуги приводят к значительному изменению электрических и световых характеристик разряда. Таким образом, для нормального горения газовых ламп СВД необходимо их помещать в вертикальном положении или с небольшим отклонением от него. Это является их недостатком. При очень небольших расстояниях между электродами, когда стабилизация дуги конвекцией целиком заменяется стабилизацией электродами — положение лампы, так же как и у ртутных ламп, делается безразличным.

Дуга в инертных газах очень чувствительна к магнитному и электрическому полю. Эта особенность легко может быть использована для принудительной стабилизации разряда, как это практикуется для угольных дуг. При использовании «магнитного дутья» положение дуги также не играет роли.

Наконец, ещё одной отличительной особенностью разряда в тяжёлых инертных газах является зависимость диаметра светящегося канала (шнура) дуги от силы тока. У ртутных ламп СВД диаметр дуги при увеличении силы тока почти не меняется, и рост излучения, поэтому, имеет место почти исключительно вследствие увеличения температуры дуги<sup>19</sup>. Что касается газовых ламп СВД, то для них характерно увеличение ширины дуги одновременно с увеличением силы тока.

Измерения показывают, что поперечное сечение дуги в инертных газах пропорционально силе тока, а её диаметр — корню квадратному из силы тока.

Следовательно, плотность тока в дуге при увеличении силы тока остаётся практически почти постоянной. Возрастание излучения происходит за счёт увеличения поперечного сечения разряда. Из этого следует, что температура дугового разряда в инертных газах и концентрация электронов в нём, с увеличением силы тока, почти не изменяются.

## 12. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В таблице III приведены результаты измерений градиента напряжения в дуге и суммарного падения напряжения на электродах для ламп СВД, наполненных разными газами при одинаковом давлении<sup>18</sup>.



Для сравнения аналогичные цифры даны и для ртутных ламп СВД.

Таблица III

Род газа или пара	Давление ( <i>атм</i> )	Градиент напряжения в дуге ( <i>в/с.м</i> )	Сумма анод- ного и катодного падения напряжения ( <i>в</i> )	Величина ионизацион- ного потенциала ( <i>эв</i> )
Аргон . . . . .	35	26	16	15,7
Криптон . . . . .	35	30	12	14
Ксенон . . . . .	35	38	11	12
Ртуть . . . . .	35	130	10—12	10,4

Как видно, величина градиента напряжения у газовых ламп СВД, в отличие от ртутных, очень мала. Объяснение этого факта заключается в высокой концентрации электронов в разрядной плазме и очень большой подвижности их. Последняя обусловлена тем, что при температуре шнура разряда порядка 8000—10 000° К, которая соответствует средней энергии электронов около 1 эв, эффективное поперечное сечение атомов тяжёлых инертных газов для этих скоростей электронов имеет резко выраженный минимум (эффект Рамзауэра).

Низкий градиент является недостатком ламп, так как он приводит к малым напряжениям на дуге. Следовательно, при желании увеличить мощность лампы, рост мощности практически возможен только за счёт увеличения силы тока. Не говоря о том, что, как уже указывалось, задача конструирования герметичных вводов в кварц на большие силы тока ещё не решена окончательно, применение больших сил тока имеет вторую отрицательную сторону. Дело в том, что малое напряжение на лампе (20—30 вольт) при относительно большом напряжении питания (150—200 вольт) приводит к необходимости гасить избыток напряжения на балластном сопротивлении, включённом последовательно с лампой, а это сильно снижает экономичность всей установки. Правда, при условии применения особых схем питания или специальных конструкций ламп (например, с одним подвижным электродом, когда зажигание производится путём контакта между электродами) возможно значительное увеличение экономичности одновременно с использованием более низких напряжений питания. Но это связано с некоторыми осложнениями схемы питания и конструкции лампы.

Величина суммарного падения напряжения на электродах у газовых ламп СВД того же порядка, что и у ртутных. Интересно, что

Эта величина почти совпадает с ионизационным потенциалом того газа, которым наполнена лампа. Так как величина ионизационного потенциала уменьшается от аргона к ксенону, то соответственно и сумма катодного и анодного падений напряжения меньше всего у ксеноновых ламп.

С другой стороны, градиент напряжения возрастает от газа с меньшим атомным весом — аргона — к наиболее тяжёлому — ксенону.

Оба эти обстоятельства делают ксенон наиболее выгодным газом для использования в лампах СВД.

### 13. СПЕКТРАЛЬНЫЕ И СВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Наиболее интересным и ценным отличием газовых ламп СВД от ртутных являются спектральные характеристики. Если у ртутного разряда, как мы видели, излучение, в основном, сосредоточено в интенсивных линиях, приходящихся на видимую и ближнюю ультрафиолетовую области спектра, то для разряда в инертных газах (особенно в ксеноне) при больших плотностях тока характерным является почти полное отсутствие интенсивных линий в видимой части спектра и абсолютное отсутствие их — в ультрафиолетовой. Линейчатое излучение имеет место, в основном, в ближней инфракрасной области. Что касается ультрафиолетовой и видимой областей, то всё излучение в них обусловлено интенсивным непрерывным спектром.

Нижняя граница выхода ультрафиолетового излучения обусловлена прозрачностью кварцевой колбы лампы, т. е. практически приходится на длину волны около 2000 Å.

Непрерывный спектр распространяется также и на инфракрасную область, но там его интенсивность значительно меньше интенсивности линейчатого излучения. Максимумы интенсивности этих линий для разных газов связаны с атомным номером газа — чем он больше, тем более в сторону длинных волн сдвигаются максимумы интенсивности.

На рис. 17 приведены распределения энергии в видимой и ближней инфракрасной областях спектра излучения газовых ламп СВД (кривые даны в разных масштабах). На рис. III (см. вклейку) дана фотография спектра в видимой и ультрафиолетовой областях. Интенсивность излучения сильно зависит от силы тока. В первом приближении она пропорциональна квадрату силы тока.

Можно считать, что в широких пределах изменения силы тока и давления характер распределения энергии по спектру остаётся неизменным. За это говорит и тот факт, что сконструированные в самое последнее время криптоновые и ксеноновые лампы на мощность до  $10 \text{ квт}$  с низким давлением газа (около 700 мм рт. ст.), но с большой плотностью тока, дают спектр, не отличающийся от спектра ламп с давлением в десятки атмосфер<sup>20</sup>.

Световая отдача разряда в тяжёлых инертных газах при прочих равных условиях возрастает с увеличением атомного веса газа. Наибольшие величины её, таким образом, получены для разряда в ксеноне и по абсолютному значению (при давлении около 35 атмосфер и силе тока 30 ампер) равны 30 *лм/вт*. Яркость разрядной дуги при этом имеет значение порядка 15—25 тысяч стильб.

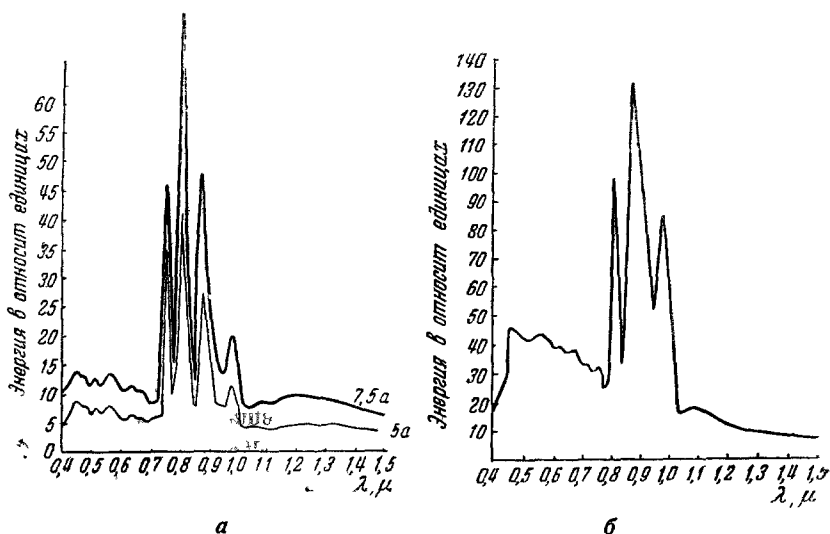


Рис. 17. Распределение энергии в видимой и ближней инфракрасной областях спектра газовых ламп СВД: а — криптоновой лампы СВД, б — ксеноновой лампы СВД.

Сочетание большой яркости, при относительно хорошей экономичности, с весьма благоприятными спектральными характеристиками разряда, при которых излучение его мало отличается от солнечного, может сделать газовые лампы соперником не только ртутных ламп СВД, но и угольных дуг во многих областях их применения.

#### 14. ПРОИСХОЖДЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА В ИЗЛУЧЕНИИ ГАЗОВЫХ ЛАМП СВД

Выше указывалось, что сплошной фон излучения наблюдается и в спектре ртутного разряда при повышении давления паров ртути. Однако в спектре ртутного разряда СВД интенсивность сплошного фона много меньше, чем интенсивность отдельных расширенных линий, тогда как в лампах СВД с инертными газами большинство линий исчезает на фоне сплошного спектра.

В результате цвет излучения газовых ламп СВД очень близок к белому. Оттенки цвета зависят от рода наполняющего газа. Так, аргоновым лампам СВД свойственен приятный голубоватый оттенок, криптоновым—розоватый, а ксеноновым—желтоватый.

Вопрос о происхождении сплошного спектра при свечении газов возник много раньше, чем был осуществлён отщипуванный электрический разряд в инертных газах при высоких и сверхвысоких давлениях. Сплошным спектром обладают раскалённые газовые атмосферы солнца и многих звёзд, в отличие от линейчатого спектра газовых туманностей. В излучении канала искрового разряда также наблюдается сплошной спектр<sup>21—29</sup>.

Объяснить превращение линейчатого атомного спектра в сплошной влиянием атомных полей на энергетические уровни при прохождении атомов газа на близком расстоянии один от другого невозможно, так как вызываемое этим влиянием расширение и расщепление спектральных линий явно недостаточно для такого эффекта.

Происхождение звёздных и газоразрядных сплошных спектров подвергалось детальному теоретическому рассмотрению с последующей экспериментальной проверкой полученных выводов<sup>30, 31, 32</sup>.

Одно из предложенных объяснений предполагает, что в сплошном газовом спектре мы имеем дело со слившимися различными линиями спектральных полос молекулярного спектра, в условиях, аналогичных тем, которые имеют место при так называемой преддиссоциации<sup>33, 34</sup>. Однако во всех случаях, когда наблюдаются сплошные спектры газов (звёздные атмосферы, шнур дугового разряда, канал искры), температура газа настолько высока, что длительное существование недиссоциированных молекул газа не вероятно. Ещё менее вероятно образование стойких молекул при встрече нейтрального и возбуждённого атомов одноатомного инертного газа. Возможно лишь образование тут же распадающихся «квазимолекул». Но и в этом случае расчёт показывает, что интенсивность сплошного спектра таких «квазимолекул» должна быть чрезвычайно мала<sup>21</sup>. Кроме того, участки, занятые сплошным спектром, должны были бы соответствовать расположению отдельных линейчатых полос молекулярного спектра и сплошной спектр не мог бы тянуться непрерывно через все области, от ультрафиолетовой до инфракрасной.

В спектре излучения газового разряда низкого давления в некоторых случаях (например, в головке тлеющего свечения) наблюдаются участки сплошного спектра, прилегающие к границам отдельных спектральных серий со стороны коротких волн. Наличие участков сплошного спектра объясняется процессом рекомбинации свободных электронов самых различных энергий с положительными ионами. При этом имеют место переходы электронов с дискретных (свободных) энергетических уровней на дискретные

атомные уровни. Чтобы «свечение рекомбинации» имело заметную интенсивность, необходима значительная концентрация свободных электронов и положительных ионов и сравнительно малая скорость их относительного движения.

В изотермической плазме канала разряда сверхвысокого давления (так же как и в изотермической плазме звёздных атмосфер) эти условия налицо. Самый процесс равновесной термической ионизации предполагает не только постоянный отрыв электронов от атомов, но и постоянную их рекомбинацию. Вместе с тем влияние электрических полей одних атомов на другие приводит не только к расширению спектральных линий, но и к понижению потенциала ионизации атома или, иными словами, к понижению потенциального барьера на краях «потенциальной ямы» атома. При большом числе атомов граница ионизации как бы размазывается в сторону лежащих ниже и, в свою очередь, также размазанных уровней возбуждения и сливается с ними. В результате значительная доля атомов, которые в других условиях были бы только возбуждены, оказывается ионизованной.

Точно так же, вместо части возбуждённых ионов появляются двукратно ионизованные атомы. Всё это приводит к увеличению числа актов рекомбинации, а следовательно и к увеличению интенсивности спектра рекомбинации.

Всё же излучения световых квантов при переходах свободных электронов на дискретные, хотя и размазанные, уровни ещё недостаточно для объяснения непрерывного сплошного фона во всех областях спектра, так как энергия, отдаваемая электроном, оседающим на дискретном энергетическом уровне, по меньшей мере равна энергии отрыва электрона с этого уровня и поэтому спектр рекомбинации должен был бы иметь более или менее резкую границу со стороны длинных волн.

Однако кванты электромагнитного излучения возникают не только при переходе электронов на дискретные атомные уровни, но и при торможении электронов в поле ионов.

Пример такого излучения при торможении мы имеем в случае генерации «белого» рентгеновского излучения при ударе электронов об антикатод рентгеновской трубки. Излучение при торможении является следствием перехода электрона с одного недискретного энергетического уровня на другой также недискретный уровень. Движущийся в хаосе микрополей плазмы электрон не может не попадать в тормозящее поле. Это будет иметь место, например, в том случае, когда электрон опишет какую-либо кривую около положительного иона или прострелит ион, не оставаясь в системе последнего. Неизбежное в таких случаях торможение на определённом участке траектории электрона вызовет и неизбежное излучение в результате перехода с одного энергетического уровня электрона на другой уровень. При этом ни тот ни другой

уровень не является дискретным—они принадлежат к уровням, способным изменяться непрерывно (так называемые «свободные» уровни, соответствующие непрерывному ряду значений энергии свободного электрона). Значения разности энергий обоих свободных уровней, а следовательно, и энергия излучаемого кванта могут быть любыми.

Непрерывный спектр излучения может в этом случае простирается сколь угодно далеко в сторону как длинных, так и коротких волн. Таким образом, выражаясь кратко, можно сказать, что непрерывный спектр шнура дугового разряда сверхвысокого давления в инертных газах и спектр канала искрового разряда в настоящее время объясняются «дискретно-свободными» и «свободно-свободными» переходами электронов, т. е. свечением рекомбинации и свечением торможения электронов в изотермической плазме<sup>17</sup>.

Подсчёт интенсивности, основанный на интегрировании интенсивности свечения торможения и интенсивности отдельных непрерывных полос, соответствующих размазанному энергетическим уровням, по всем частотам привёл к формуле Унзоляда:

$$4 \pi \varepsilon_{\nu} = \gamma \frac{128 \pi^3}{3 \sqrt{3}} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^3 Z_{\text{эфф}} e^{\pm \frac{(U_i - \Delta U) e}{k T p g}}, \quad (5)$$

(здесь  $Z_{\text{эфф}}$  — эффективный заряд ядра, который можно считать равным единице,  $\gamma$  — статистический вес основного состояния данного атома,  $p$  — давление газа,  $U_i - \Delta U$  — эффективный потенциал ионизации, равный  $U_{i \text{эфф}}$ ), согласно которой интенсивность сплошного фона, отнесённая к единице частоты ( $1 \text{ см}^{-1}$ ), не должна зависеть от частоты излучаемого света.

Опыт показывает, что это соотношение имеет место только приближённо. Позднейшие исследования объясняют расхождение теории с опытом тем, что Унзольд не совсем законно заменил суммирование различных уровней рекомбинации интегрированием<sup>31, 32</sup>.

Для того чтобы понять, почему отношение яркости сплошного спектра к яркости отдельных линий много больше в случае разряда СВД в инертных одноатомных газах, чем в случае того же разряда в парах ртути, необходимо сравнить между собой расположение энергетических уровней электронов в атоме ртути и в атомах одноатомных инертных газов.

Расположение этих уровней схематически дано на рис. 18. Схема рис. 18 показывает, что отношение потенциала ионизации к первому потенциалу возбуждения для атома ртути много больше, чем то же отношение для атомов инертных газов. В случае одноатомных

инертных газов среднее расстояние между возбужденными уровнями и уровнем ионизации много меньше. Поэтому, при слиянии в сильных электрических атомных полях размазанных уровней ионизации с также размазанными уровнями возбуждения, захваты-

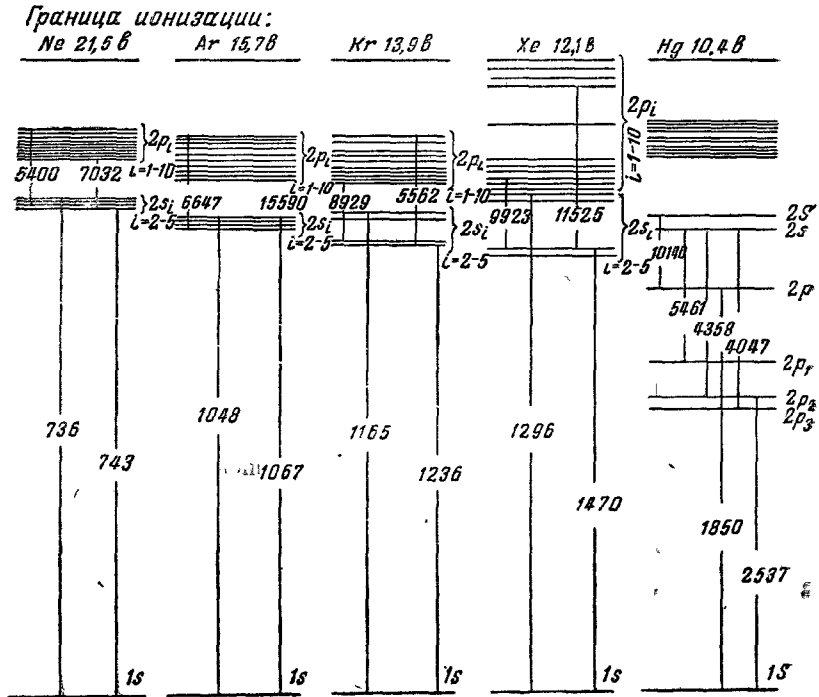


Рис. 18. Расположение уровней возбуждения и ионизации в атомах неона, аргона, криптона, ксенона и ртути.

вается гораздо большее число нижележащих уровней, чем в случае паров ртути, и вероятность рекомбинации, сравнительно с условиями, имеющими место в парах ртути, сильно возрастает.

Кроме того, исходя из уравнений Больцмана и Шаха (1), (2) нетрудно показать, что интенсивность излучения отдельных спектральных линий  $I_{\text{лин}}$  пропорциональна первой степени концентрации атомов газа  $N$  и множителю  $e^{-\frac{U_a e}{kT}}$ , где  $U_a$  — значение потенциала возбуждения верхнего уровня данной линии, т. е.

$$I_{\text{лин}} = \text{const } N \cdot e^{-\frac{U_a e}{kT}}, \quad (6)$$

тогда как интенсивность свечения рекомбинации  $I_{\text{рек}}$  пропорциональна квадрату  $N$  и множителю  $e^{-\frac{U_i e}{kT}}$ , где  $U_i$  — эффективный, т. е. пониженный атомными электрическими полями, потенциал ионизации. Отсюда:

$$I_{\text{рек}} = \text{const } N^2 e^{-\frac{U_i e}{kT}}. \quad (7)$$

Поэтому с увеличением концентрации атомов  $I_{\text{рек}}$  растёт много быстрее, чем  $I_{\text{лин}}$ .

Далее, температура канала разряда обуславливается энергетическим балансом последнего. В этом балансе расход энергии приходится в основном на излучение. Так как  $U_m$  (усреднённое значение потенциала возбуждения) в случае инертных газов выше, чем в случае паров ртути, то при одной и той же температуре расход энергии на излучение дуги СВД в инертных газах меньше, чем в парах ртути. Это приводит к повышению температуры дуги в случае инертных газов по сравнению с парами ртути. В свою очередь более высокие значения температуры дуги  $T$  компенсируют в выражении (7) для яркости свечения рекомбинации более высокие начальные значения ионизационных потенциалов инертных газов. Для инертных одноатомных газов отношение  $\frac{I_{\text{рек}}}{I_{\text{лин}}}$ , а следовательно, и отношение яркости сплошного фона к яркости отдельных линий растут при повышении плотности тока и давления газа быстрее, чем для паров ртути, так как, по указанным выше причинам, в случае инертных газов атомные электрические поля при повышении давления газа приводят к большему понижению  $U_i$  эфф, чем это наблюдается для паров ртути\*).

Кроме того, в развёрнутое уравнение Шаха

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} = \frac{\sigma_i \sigma_e}{\sigma_0} \cdot 4,73 \cdot 10^3 \frac{1}{p} \left( \frac{kT}{e} \right)^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}} \quad (8)$$

входит множитель  $\frac{\sigma_i \sigma_e}{\sigma_0}$ , где  $\sigma_i$ ,  $\sigma_e$  и  $\sigma_0$  — соответственно суммы состояний иона, электрона и нейтрального атома, практически равные статистическим весам основных уровней. Для свободного электрона статистический вес  $\sigma_e$  всегда равен 2 (два возможных направления вектора спина электрона). Для ртути  $\sigma_0 = 1$ ;  $\sigma_i = 2$  (т. е.

\*) К этому можно добавить, что для ртути имеет место хотя и уменьшенное, но всё же определённое значение  $U_i$  эфф (9,7 вольта против 10,4 вольта для свободных атомов)<sup>35</sup>, в то время как для инертных газов, в силу строения их атомов, величина  $U_i$  эфф должна непрерывно уменьшаться с возрастанием  $T$ . Напротив, потенциал возбуждения линий не меняется с температурой.



для состояния валентных электронов иона  $\text{Hg}^+$  имеется две возможности). Для Ne, Ar, Kr и Xe  $\sigma_0 = 1$ ;  $\sigma_i = 6$  (шесть различных возможных комбинаций квантовых чисел валентных электронов при наименьшем значении главного квантового числа). Поэтому множитель  $\frac{\sigma_i \sigma_e}{\sigma_0}$  в уравнении (8) для разряда в инертных газах в 3 раза больше, чем для ртутного разряда, и степень ионизации при одном и том же значении  $T$  по крайней мере в  $\sqrt{3}$  раз больше. Большая степень ионизации приводит к большей концентрации электронов и, далее, к ещё большему понижению  $U_{i\text{эфф}}$  атомными полями, чем это вытекает из всех изложенных выше соображений.

Таким образом тот экспериментальный факт, что отношение яркости сплошного спектра к яркости отдельных дискретных спек-

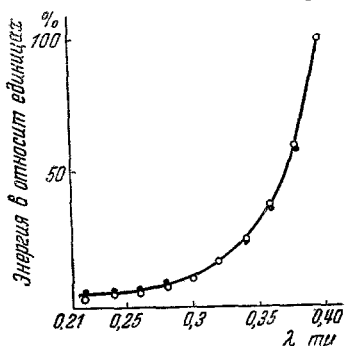


Рис. 19. Распределение энергии излучения газовых ламп СВД в ультрафиолетовой области спектра.

тральных линий в случае разряда СВД в инертных газах много больше, чем в случае разряда в парах ртути, объясняется всем комплексом приведённых выше соображений.

В ультрафиолетовой области излучение ламп СВД с инертными газами, в отличие от ртутных ламп СВД, имеющих провал интенсивности при  $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ , захватывающий довольно широкий интервал длин волн и объясняющийся обращением резонансных линий, является сплошным, без провалов и пиков (рис. 19 и рис. IV). Такой провал не наблюдается потому, что резонансные

линии инертных одноатомных газов, вследствие сравнительно большой величины потенциала возбуждения  $U_a$ , лежат в области далёкого ультрафиолета, ускользающей от наблюдения из-за поглощения её кварцевой оболочкой лампы, воздухом и спектральной аппаратурой.

#### 15. ВОЗМОЖНЫЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ГАЗОВЫХ ЛАМП СВД

Так же как и для ртутных ламп СВД, возможные области применения ламп СВД, наполненных тяжёлыми одноатомными газами, определяются их световыми, спектральными и электрическими характеристиками.

Можно утверждать, что в большом числе случаев применения ртутных ламп СВД, с ещё большим успехом могут быть использованы газовые лампы. Вместе с тем, благодаря свойственным им особенностям, газовые лампы СВД могут найти специфические области применения, отличные от ртутных. Приведём некоторые из них:

а) Благодаря наличию интенсивного непрерывного излучения в ультрафиолетовой и видимой частях спектра газовые лампы СВД даже небольшой мощности с успехом применяются в области спектрального анализа при изучении спектров поглощения, для исследования фотохимических процессов и для других аналогичных целей. Преимуществом газовых ламп СВД по сравнению с водородными лампами низкого давления является высокая интенсивность излучения, позволяющая намного ускорять исследовательскую работу в указанных областях.

б) Исключительно благоприятное спектральное распределение энергии излучения в видимой области, в сочетании со значительной яркостью и малыми габаритами светового поля, делает газовые лампы СВД незаменимыми для осветительных и проекционных целей во всех случаях, когда требуется возможно полное сохранение оттенков цвета предметов. Сюда относятся, например, цветная фотография, съёмка цветных фильмов, кинопроекция этих фильмов и т. п.

в) Наличие непрерывного спектра в ультрафиолетовой области позволяет использовать лампы в биологии и биохимии.

г) В тех случаях, когда требуется источник освещения, максимально приближающийся к солнечному, например, для шахт, для жилищ в условиях полярной ночи, для зимних спортивных залов или бассейнов — газовые лампы СВД, в силу их спектральных характеристик, являются почти идеальными.

д) Ряд применений ламп как для технических, так и для научно-исследовательских работ возможен в связи с наличием селективного излучения ламп в ближней инфракрасной области.

Перечисленные области применения, конечно, не исчерпывают всех возможных. Дальнейшая исследовательская работа в области разряда в газах при высоких давлениях, в частности детальное изучение электрических и электрооптических характеристик разряда, сможет значительно расширить сферу применения газовых ламп СВД.

\* \* \*

Источники света, основанные на излучении разряда в газах и парах, в том числе и газовая лампа СВД, являются результатом развития одного из разделов новой техники. В свою очередь этот раздел обязан своими успехами многочисленным исследованиям в области физики газового разряда. Таким образом, так же как и в других областях, связь между научными исследованиями и развитием техники является обязательным условием дальнейшего прогресса как науки, так и техники.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Петров. «Известие о гальвано-вольтовых опытах...», СПб, 1803. (Переиздано в 1934 г. Энергоиздатом.)
2. W. Lichte-Holtgreven u. Maesker, Zeits. f. Physik., **105**, 1 (1937).
3. В. А. Фабрикант, ИМЕН, 305 (1938).
4. В. Фабрикант и В. Пульвер, ДАН, **3**, 435 (1934).
5. C. Boi, Ingenieur (Utrecht) **50** (1935) E 91—92.
6. Heller, Physics, **6**, 389 (1935).
7. Uyterhoeven. Elektrische Gasenladungslampen (1938).
8. R. Rompe, W. Thouret, W. Weizel, Zeits. f. Physik, **122**, 1 (1944).
9. W. Weizel, R. Rompe, Schön, Zeits. f. Physik, **115**, 179 (1940).
10. R. Rompe, W. Weizel, Zeits. f. Physik, **119**, 366 (1942).
11. W. Shottky, Phys. Zeits., **25**, 342 (1924).
12. Н. А. Капцов, Электрические явления в газах и вакууме, 1947, стр. 479.
13. Г. Н. Рохлин, ДАН, **60**, № 5 (1947).
14. Mannkopf, Zeits. f. Physik, **76**, 396 (1932); Elenbaas, Physica, **1**, 211 (1934); Becken u. Seelieger, Ann. d. Physik., **24**, 609 (1935); Rompe, Zeits. f. techn. Phys., **17**, 377 (1936); Seelieger, Phys. Zeits., **42**, 69 (1941).
15. «Das Licht» № 7/8 и 9/10, 1 (1944).
16. C. G. Suits, J. Appl. Phys., **10**, 370 (1939).
17. P. Schulz, Ann. d. Physik, **1**, 95, 107 (1947).
18. Д. А. Гоухберг, Изв. АН СССР, ОТН, № 9, 1277 (1949).
19. R. Rompe, P. Schulz, Zeits. f. Physik, **112**, 691 (1939).
20. Photogr. Journ. **89**, 58 (1949).
21. Finkelburg, Kontinuierliche Spektren, 1938, гл. IV.
22. McCallum, Nature, **142**, 614 (1938).
23. F. Mohler, J. Opt. Soc. Am., **29**, 152 (1939).
24. De Jardin, J. de phys. et rad., **9**, 132 (1938).
25. Vogel, Ann. d. Physik, **41**, 196 (1942).
26. К. С. Вульфсон, Электричество, № 11, 1946.
27. Hahn u. Finkelburg, Zeits. f. Physik, **122**, 36 (1944).
28. Maesker, Zeits. f. Physik, **114**, 500 (1940).
29. Maesker, Zeits. f. Physik, **116**, 257 (1941).
30. A. Unsöld, Ann. d. Physik, **33**, 607 (1937), а также его же «Физика звездных атмосфер», И. Л. 1949, Schubert, Ann. d. Physik, **39**, 295 (1941).
31. P. Schulz, Zeits. f. Physik, **119**, 167 (1942).
32. Rösler, Zeits. f. Physik, **110**, 352 (1938); **112**, 667 (1939); **122**, 285 (1944).
33. А. Н. Теренин, Введение в спектроскопию, 1933.
34. М. И. Батуев, Изв. АН СССР, сер. физич., **14**, 429 (1950).
35. R. Rompe, P. Schulz, Zeits. f. Physik, **110**, 223 (1938).

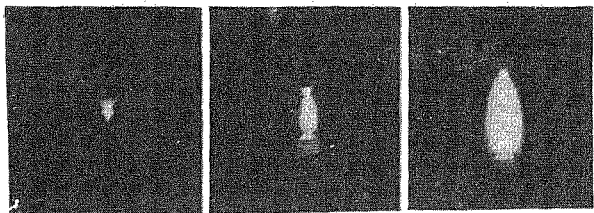
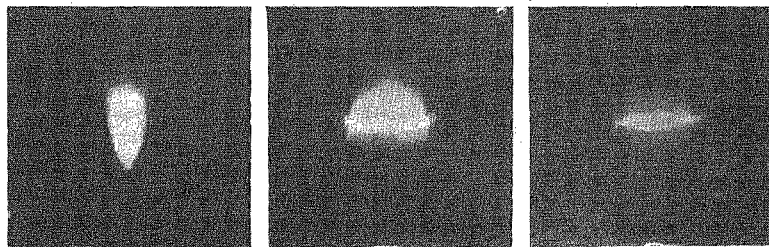


Рис. I. Улучшение стабилизации и сужение разрядной дуги с уменьшением расстояния между электродами.

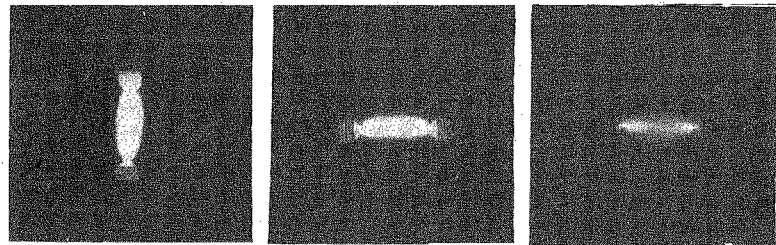


*а*

*б*

*в*

Рис. II. Дуга ртутной лампы сверхвысокого давления, стабилизированной электродами: *а* — горящей вертикально; *б* — горящей горизонтально; *в* — горящей горизонтально, но вращаемой со скоростью 600 об/мин; *г*, *д* и *е* — то же, что *а*, *б* и *в*, но снято через красный фильтр, задерживающий излучение факела дуги.



*г*

*д*

*е*

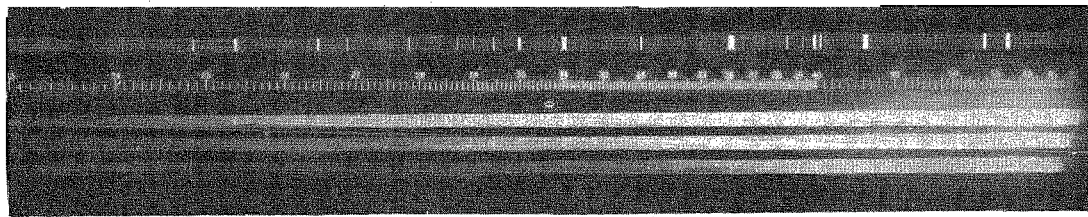
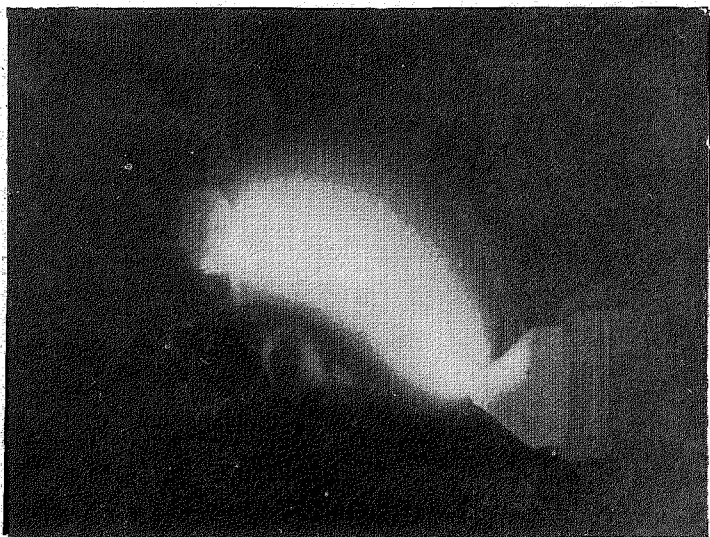
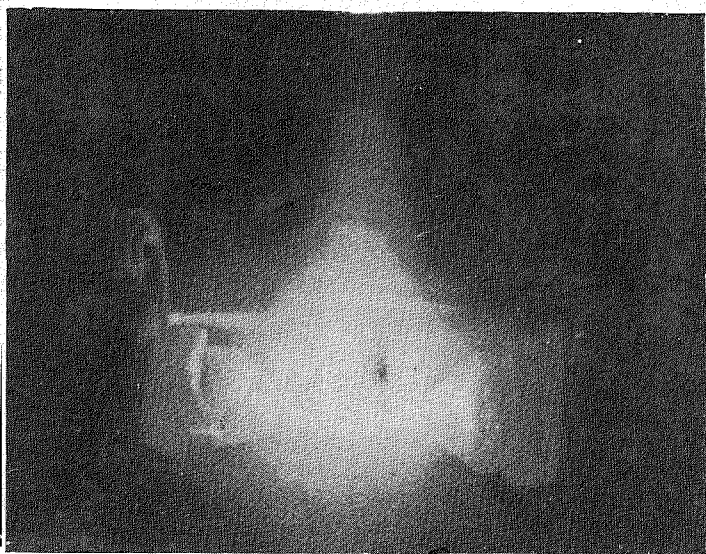


Рис. III. Фотография спектра криптоновой лампы СВД в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (для сравнения дан также спектр ртутной лампы высокого давления).



*a*



*b*

Рис. IV: *a*—дуга ртутной лампы СВД постоянного тока тот-  
час после включения; *b*—то же после разгорания.