

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА ВЫСОКОЙ ЯРКОСТИ

M. P. Ваников и A. A. Мак

ВВЕДЕНИЕ

При решении ряда задач скоростного фотографирования быстропротекающих явлений, стробоскопического метода наблюдения периодически повторяющихся процессов, оптической локации, исследования кинетики фотохимических реакций, фотопроводимости, люминесценции и т. д. возникает необходимость создания на исследуемых, наблюдаемых или фотографируемых объектах высокого уровня освещенности в течение коротких промежутков времени. В случае, если применяется оптика для концентрации световых потоков, большое значение приобретают источники света, тело свечения которых обладает высокой яркостью.

Яркость источников света определяется в первую очередь температурой их тела свечения. Предельные температуры, которые можно получить в твердом теле, составляют $\sim 4000^\circ\text{K}$, в жидком $\sim 6000^\circ\text{K}$. При более высоких температурах вещество может находиться только в газообразном или парообразном состоянии. При повышении температуры возрастает степень ионизации газа, превращающегося в плазму. Температура плазмы может достигать очень больших значений. Так, например, при термоядерных реакциях она поднимается до 10^7 — 10^9°K .

При рассмотрении источников света, использующих свечение плазмы, необходимо иметь в виду, что они являются объемными излучателями, и мощность, излучаемая через единицу поверхности тела свечения в единицу телесного угла в единичном спектральном интервале, так называемая спектральная плотность энергетической яркости b_λ , определяется следующим выражением:

$$b_\lambda = b_\lambda^* (1 - e^{-k_\lambda l}),$$

где b_λ^* —спектральная плотность энергетической яркости абсолютно черного тела при температуре T , равной температуре источника света, k_λ —коэффициент поглощения плазмой излучения с длиной волны λ , l —толщина светящегося тела (температура плазмы предполагается постоянной по всему светящемуся объему).

Приведенное выше выражение показывает, что яркость плазменных источников света, помимо температуры, определяется толщиной излучающего слоя и коэффициентом поглощения плазмы. Предельные величины яркостей, которые могут быть достигнуты при заданной температуре, определяются законами излучения черного тела. В качестве примера высокотемпературного источника света, обладающего сравнительно невысокой яркостью сплошного излучения, можно указать на мощные импульсные

электрические разряды в газах при низком давлении, предназначаемые для осуществления управляемых термоядерных реакций. Благодаря сжатию разряда за счет пинч-эффекта в нем достигаются температуры в несколько миллионов градусов; однако вследствие высокой прозрачности плазмы¹ (длина свободного пробега фотонов в разряде обычно во много раз превышает размеры разрядной камеры) яркость канала такого разряда невысока.

В настоящем обзоре рассматриваются методы создания высокояркостных импульсных источников света, а также методы измерения их световых характеристик.

I. ИСКРОВОЙ РАЗРЯД В ГАЗАХ

Одним из наиболее распространенных импульсных источников света, обладающих высокой мгновенной яркостью тела свечения, является искровой разряд, осуществляемый в газах при высоком давлении.

Излучение искрового разряда возникает за счет торможения электронов в поле положительных ионов (свободно-свободные переходы), рекомбинации электронов и ионов (свободно-связанные переходы) и излучения сильно уширивших линий (связанно-связанные переходы)². Для водорода и водородоподобных атомов Унзольдом³ получено выражение для спектрального распределения излучения плазмы. Однако излучение мощного искрового разряда, обычно применяемого в качестве источника света, по своим спектральным характеристикам ближе соответствует излучению черного тела⁴.

Еще в 1852 г. Тальбот⁵ применил вспышку, возникающую при высоковольтном разряде конденсатора через воздушный искровой промежуток, для фотографирования быстров движущихся объектов. В последнее время появились импульсные искровые лампы, разряд в которых производится в атмосфере тяжелых инертных газов (аргон, криптон, ксенон) при давлениях газа в несколько атмосфер. Такие лампы имеют большую светоотдачу, чем обычный искровой разряд в воздухе, но и значительно большие времена высвечивания.

В течение последних двух десятилетий широкое распространение для целей фотографирования нашли себе импульсные лампы низкого давления, имеющие обычно ксеноновое наполнение и обладающие светоотдачей порядка 30—40 лм/вт. Однако яркость таких ламп сравнительно невелика и мы не будем их рассматривать.

В настоящем разделе будут рассмотрены условия получения предельно высоких яркостей с помощью импульсного электрического разряда в газах при высоком давлении в случае, если телом свечения является токопроводящий канал, не соприкасающийся со стенками камеры.

I. 1. Методы осуществления высокояркостного искрового разряда

Для создания высокой яркости в канале искрового разряда необходимо в первую очередь обеспечить возможно большую скорость поступления энергии в канал. Это достигается путем осуществления разряда при достаточно высоком напряжении, малой индуктивности разрядного контура и высоком давлении газа, в атмосфере которого происходит разряд.

Представление о влиянии отдельных параметров разрядного контура на скорость поступления энергии в разрядный промежуток можно получить из рассмотрения закона изменения тока при затухающем колебательном разряде. Сила тока i для начальных моментов разряда (в течение пер-

вого полупериода тока) с достаточной степенью точности может быть представлена следующим выражением:

$$i \cong U_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \sin \omega t,$$

где U_0 —начальное напряжение на конденсаторе, C —емкость конденсатора, L —индуктивность контура, ω —частота собственных колебаний контура, $\omega \cong \frac{1}{\sqrt{LC}}$, t —время.

Дифференцирование выражения для силы тока показывает, что в начальные моменты времени скорость нарастания тока в разряде $\frac{di}{dt}$, определяющая в первом приближении скорость поступления энергии в искровой промежуток, зависит только от напряжения и индуктивности разрядного контура

$$\left(\frac{di}{dt} \right)_{t=0} = \frac{U_0}{L}.$$

Максимальная величина тока i_{\max} в контуре с малым затуханием определяется выражением

$$i_{\max} = U_0 \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Скорость расширения канала также оказывает влияние на величину мгновенной плотности энергии в канале. Как было показано в работе Н. М. Гегечкори⁶ на примере разряда в воздухе при давлениях $p=200$ м.м рт. ст. и $p=3$ атм., повышение давления приводит к замедлению роста радиуса канала. Было также установлено⁷, что при прочих равных условиях скорость расширения канала в различных инертных газах различна и уменьшается при увеличении атомного веса газа. Диаметр канала d , измеренный через 5—8 мксек после начала разряда, когда его дальнейшее изменение становится незначительным, зависит от напряжения на конденсаторе U_0 , молекулярного веса газа M и его давления p следующим образом:

$$d = B \sqrt{\frac{U_0}{pM}},$$

где численный коэффициент $B=28$ для случая контура, емкость которого $C=1,09$ мкФ, индуктивность $L=0,6$ мкГн (напряжение U_0 измеряется в киловольтах, давление p —в атмосферах).

На основании приведенных выше соображений можно было бы ожидать, что канал разряда в тяжелых инертных газах, при прочих равных условиях, должен обладать более высокой мгновенной яркостью, чем в легких. В действительности наблюдается обратная зависимость, обусловленная, по-видимому, тем, что температура плазмы в большей степени определяется теплоемкостью, теплопроводностью и электропроводностью газа, которые при высоких температурах зависят от потенциала ионизации, нежели различием в диаметрах токопроводящих каналов, обусловленных неодинаковой скоростью их расширения.

При изготовлении импульсных ламп в отпаянных стеклянных или кварцевых колбах давление в них обычно не поднимают выше 5—8 атм ввиду опасности разрыва колб. Для осуществления разряда при больших давлениях могут быть применены разборные импульсные лампы^{4, 8, 9, 11, 14}. В работе⁸ описывается конструкция лампы, позволяющая работать при давлениях газа 10 атм. Опубликованы также данные об излучении искрового разряда в водороде при давлениях до 95 атм⁹.

При создании высокояркостных искровых источников света возникает необходимость в разработке специальных малоиндукционных высоковольтных конденсаторов и способов наиболее целесообразного их соединения с разрядным промежутком. В таких источниках света конденсатор и собственно импульсная лампа представляют собой обычно единое

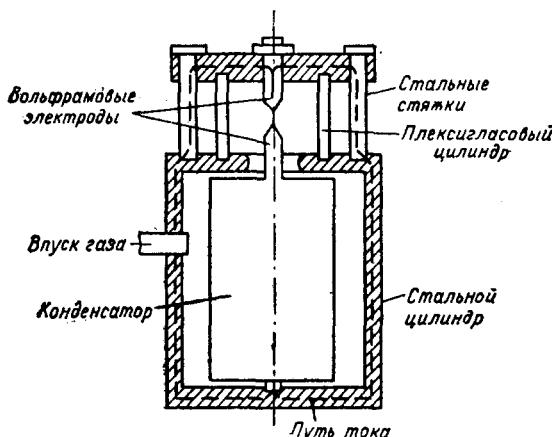


Рис. 1. Схема разборной импульсной лампы с конденсатором, помещенным внутрь корпуса лампы ($C = 0,1 \text{ мкф}$, $U_0 = 12 \text{ кв}$, $L = 0,03 \text{ мкн}$).

денсаторов был собран контур с емкостью $C = 0,004 \text{ мкФ}$ и индуктивностью $L = 0,006 \text{ мкн}$. Характеристикой другого типа малоиндукционных конденсаторов емкостью $c = 0,01 \text{ мкФ}$ служит то, что при энергии разряда в 2 дж возникает апериодический разряд, который заканчивается практически за промежуток времени порядка 10^{-7} сек .¹³

целое. Для уменьшения индуктивности разрядного контура необходимо стремиться к такому расположению элементов контура, при котором магнитное поле тока заключалось бы по возможности в наименьшем объеме.

Данные о малоиндукционных конденсаторах и разрядных контурах сообщаются в работах⁸⁻¹⁶. В качестве примера приведем некоторые характеристики малоиндукционных конденсаторов, применяемых при высокоскоростной съемке. В работе¹³ имеется указание на то, что с помощью специально разработанных керамических кон-

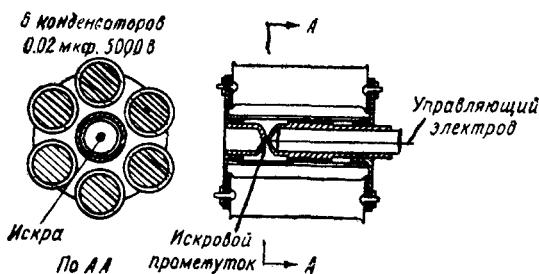


Рис. 2. Схема разрядного контура с параллельно включенными конденсаторами.

в течение длительного промежутка времени со средней мощностью до 4 квт.

Интенсивные и короткие вспышки можно получить, если разряжать через искровой промежуток заряженную до высокого напряжения длинную линию, обладающую распределенной емкостью и индук-

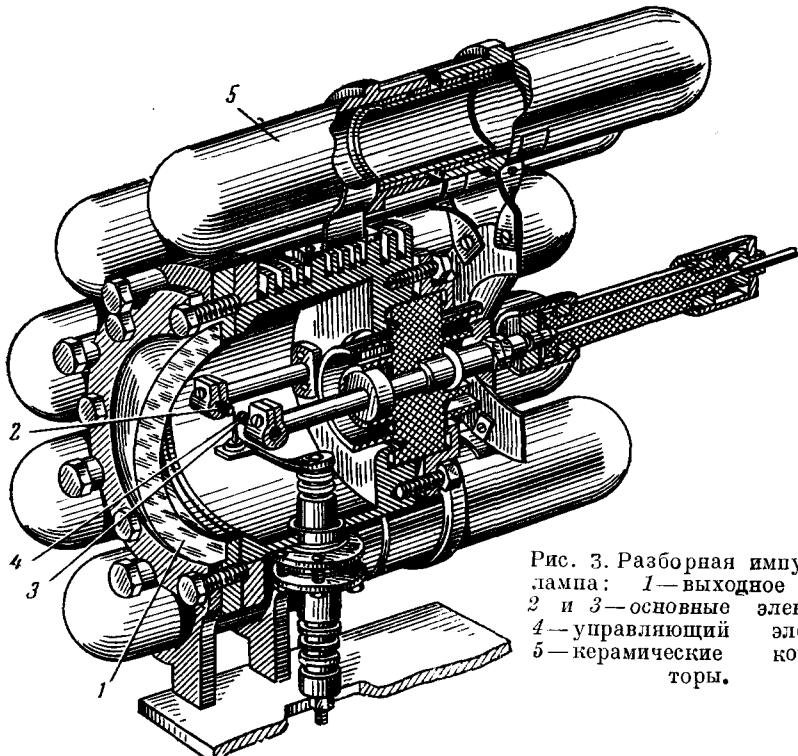


Рис. 3. Разборная импульсная лампа: 1—выходное окно, 2 и 3—основные электроды, 4—управляющий электрод, 5—керамические конденсаторы.

тивностью¹⁷⁻¹⁹. Как известно, при разряде такой линии на согласованную нагрузку на последней выделяется прямоугольный импульс тока, длительность которого соответствует удвоенному времени прохождения волны по линии. Ввиду непостоянства сопротивления искрового промежутка в течение разряда, полного согласования между его сопротивлением и волновым сопротивлением линии получить не удается. Однако целесообразно применять линию с малым волновым сопротивлением, так как известно, что сопротивление разрядного промежутка после его пробоя составляет доли ома. В работе¹⁹ в качестве такой линии был использован отрезок коаксиального кабеля с титанатом бария в качестве диэлектрика. Благодаря большой величине диэлектрической проницаемости титаната бария ($\epsilon \approx 1000$) волновое сопротивление кабеля составляет всего 1,2—1,5 ом. Кабель выполняется в виде отрезка полого цилиндра с внутренним диаметром 2,5 см и внешним—5 см. Внешние и внутренние поверхности цилиндра серебрятся (рис. 4) и соединяются с разрядным промежутком.

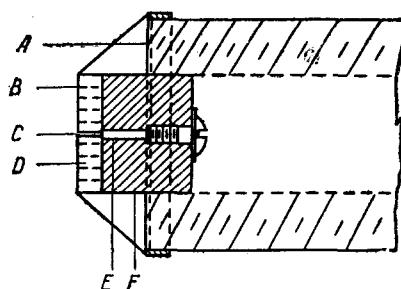


Рис. 4. Разрядный контур с коаксиальным кабелем: А—цилиндр из BaTiO₃, В—стальной и Е—вольфрамовый электроды, С—разрядный промежуток диаметром 0,3 м.м., D и F—изоляторы.

Для получения световых вспышек длительностью 10^{-7} сек применяется кабель длиной 16,5 см.

Описанное выше осветительное устройство не позволяет, однако, получать световые вспышки с большой энергией, так как для увеличения емкости разрядного контура приходится увеличивать длину кабеля, что приводит к повышению длительности разряда. Эту трудность можно преодолеть, если применять в качестве рабочей емкости короткий, но многослойный коаксиальный кабель, в котором соответствующие обкладки соединяются параллельно между собой. Схематичное изображение предложенного Фишером¹⁵ разрядного контура с таким конденсатором пред-

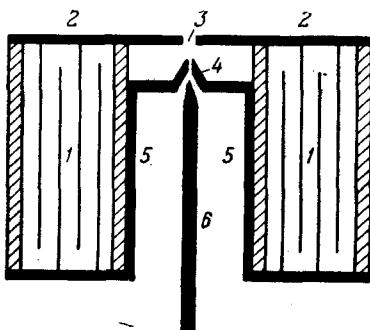


Рис. 5. Разрядный контур с коаксиальным конденсатором: 1—коаксиальный конденсатор, 2—металлическая пластина с отверстием 3, 4—электрод, 5—металлическая труба, 6—управляющий электрод.

тивности нагрузки) всего в $0,025 \text{ мкгн}$. Максимальный ток в таком контуре достигает $2,1 \cdot 10^6 \text{ а}$ при максимальной крутизне нарастания тока $\left(\frac{di}{dt}\right)_{\max} = 2 \cdot 10^{12} \frac{\text{а}}{\text{сек}}$.

Выше мы рассмотрели основные методы получения искрового разряда, в котором высокая скорость поступления энергии достигалась за счет сокращения до предела индуктивности разрядного контура. Другой путь достижения указанной выше цели состоит в том, что разряд осуществляется при предельно высоких напряжениях. Такой путь использовали авторы работы²¹, осуществив разряд через искровой промежуток конденсатора емкостью 300 пф , заряженного до напряжения 450 кв . В качестве разрядной емкости была использована емкость самих электродов. Высоковольтный разряд имеет хороший световой коэффициент полезного действия за счет большой длины разрядного промежутка. Излучение такого разряда исследовалось в специальной камере, наполняемой аргоном и азотом при давлениях до 20 атм . В зависимости от величины давления длительность световых вспышек изменялась в пределах от $0,3$ до $1,0 \text{ мксек}$.

I. 2. Методы измерения яркости и температуры импульсных источников света

Измерение мгновенных световых характеристик импульсных источников света связано со значительными экспериментальными трудностями. Это обусловлено в первую очередь кратковременностью процесса излучения. Так, в работах^{15, 22} исследовались световые вспышки, длительность

представлено на рис. 5. При емкости $C=0,1 \text{ мкф}$, напряжении $U_0=3 \text{ кв}$, индуктивность описываемого контура составляет всего $0,004 \text{ мкгн}$. Тем же автором сообщается¹⁶ о разработке конструкции большого высоковольтного торoidalного конденсатора ($C=0,6 \text{ мкф}$, $U_0=60 \text{ кв}$, $L=0,14 \text{ мкгн}$), который устроен таким образом, что он концентрически охватывает разрядный промежуток.

Малоиндукционный разрядный контур для получения больших импульсных токов разработан В. С. Комельковым и Г. Н. Аревским²⁰. Применяя плоскую сплошную ошиновку конденсаторов и максимально сокращая расстояние между шинами, удалось построить разрядный контур из 48 конденсаторов, общей емкостью около 134 мкф на рабочее напряжение 50 кв и с общей индуктивностью (без индуктивности нагрузки) всего в $0,025 \text{ мкгн}$. Максимальный ток в таком контуре достигает $2,1 \cdot 10^6 \text{ а}$ при максимальной крутизне нарастания тока

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{\max} = 2 \cdot 10^{12} \frac{\text{а}}{\text{сек}}.$$

Выше мы рассмотрели основные методы получения искрового разряда, в котором высокая скорость поступления энергии достигалась за счет сокращения до предела индуктивности разрядного контура. Другой путь достижения указанной выше цели состоит в том, что разряд осуществляется при предельно высоких напряжениях. Такой путь использовали авторы работы²¹, осуществив разряд через искровой промежуток конденсатора емкостью 300 пф , заряженного до напряжения 450 кв . В качестве разрядной емкости была использована емкость самих электродов. Высоковольтный разряд имеет хороший световой коэффициент полезного действия за счет большой длины разрядного промежутка. Излучение такого разряда исследовалось в специальной камере, наполняемой аргоном и азотом при давлениях до 20 атм . В зависимости от величины давления длительность световых вспышек изменялась в пределах от $0,3$ до $1,0 \text{ мксек}$.

I. 2. Методы измерения яркости и температуры импульсных источников света

Измерение мгновенных световых характеристик импульсных источников света связано со значительными экспериментальными трудностями. Это обусловлено в первую очередь кратковременностью процесса излучения. Так, в работах^{15, 22} исследовались световые вспышки, длительность

фрона которых составляет примерно 10^{-7} сек. В связи с этим аппаратура, предназначенная для регистрации временного хода излучения коротких световых вспышек, должна обладать достаточной безынерционностью; в некоторых случаях применяется аппаратура, временное разрешение которой составляет 10^{-7} — $5 \cdot 10^{-8}$ сек.^{22, 23, 24}

При измерении абсолютных значений яркости импульсных источников градуировка измерительной аппаратуры производится обычно с помощью эталонных источников света с известным значением яркости или яркостной температуры. В качестве таких источников используются лампы накаливания^{22, 23, 25, 26}, циркониевые лампы¹⁵, а также Солнце^{24, 27}. Яркостная температура наиболее высокотемпературного из этих источников—Солнца—составляет около 6000° К, в то время как у импульсных источников света она нередко превышает $20\,000$ — $30\,000^{\circ}$ К.

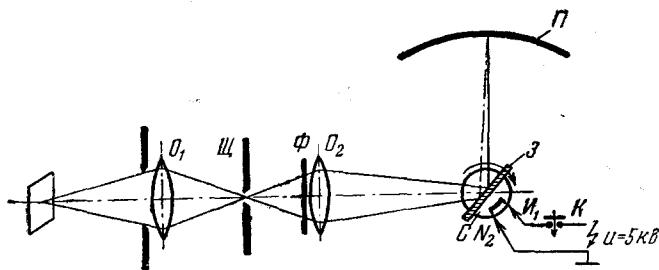


Рис. 6. Оптическая схема фотохронографа для регистрации свечения взрывов.

Это обстоятельство приводит к снижению точности измерений, поскольку последняя зависит от отношения яркостных температур эталонного и исследуемого источников²⁴.

Впервые измерения яркостной температуры импульсных источников света были проведены Андерсоном и Смитом^{25, 28}. Измерительная установка, описанная в работе²⁵, состоит из монохроматора, термоэлемента и гальванометра. Градуировка установки производилась с помощью ленточной лампы сравнения. При регистрации импульсного сигнала гальванометр работал в баллистическом режиме. По отсчету гальванометра и эффективной длительности светового сигнала, которую автор находил по фотографиям зеркальной развертки вспышки, определялась средняя за время вспышки величина яркости источника. Учитывая, что оценка эффективной длительности сигнала производилась весьма грубо, можно полагать, что точность измерения яркости по этому методу была невысокой.

В последующем для измерения яркости и яркостной температуры применялась либо фотографическая^{24, 27}, либо фотоэлектрическая методика^{4, 11, 15, 22, 23, 26, 29, 30, 31, 32}.

В качестве примера применения фотографической методики для измерения мгновенных значений температуры можно указать на работу И. Ш. Моделя²⁴ по определению температуры, возникающей при ударном сжатии газов. Оптическая схема установки, включающей в себя скоростной фотохронограф с врачающимся зеркалом, представлена на рис. 6. Вырезаемый щелью Π участок изображения исследуемого явления, сфокусированного в плоскости щели объективом O_1 , проектируется объективом O_2 после отражения от врачающегося зеркала Z на фотопластинку P . Светофильтр Φ образует совместно с фотопленкой простую монохроматизирующую систему ($\Delta\lambda \approx 900^{\circ}$ Å). Время экспозиции могло регулироваться в пределах от 10^{-5} до 10^{-7} сек. Фотографирование марок почтеннения от эталона, которым являлось Солнце, производилось на этой же установке.

Для того чтобы можно было пользоваться законом взаимозаместимости, время экспозиции пленки при градуировке эталоном не превышало 10^{-5} сек., что достигалось использованием шторного затвора. Погрешность измерений яркостной температуры на данной установке составляла 6—20% в зависимости от абсолютных значений измеряемой температуры.

Следует заметить, что фотографическая методика измерения яркости обладает рядом недостатков, главными среди которых являются относительно низкая чувствительность, а также сложность и трудоемкость обработки результатов.

Значительно более высокой чувствительностью обладает фотоэлектрический метод измерения яркости. Приемники излучения, применяемые обычно в этом методе, обладают весьма высоким временным разрешением (до 10^{-8} — 10^{-9} сек.), обработка результатов измерений весьма проста и не требует большой затраты времени. В первых работах фотоэлектрическая

методика применялась для регистрации временного хода силы света вспышек. Яркость канала определялась из этих данных с учетом эффективной площади тела свечения^{11, 30}. Недостатком метода является то, что он позволяет определить лишь среднее по каналу значение яркости и, кроме того, обладает малой точностью из-за ошибок в определении площади тела свечения.

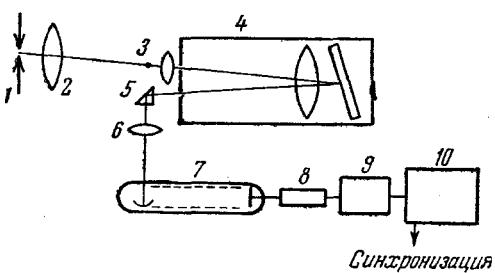
Впервые непосредственные измерения яркости канала разряда

Рис. 7. Схема фотоэлектрической установки для измерения яркости канала искрового разряда.

да импульсных ламп с помощью фотоэлектрического метода были проведены М. П. Ванюковым, А. А. Маком и Н. В. Паразинской²². Схема измерительной установки представлена на рис. 7. Небольшой участок тела свечения лампы 1 проектируется линзой 2 в плоскость входной щели монохроматора 4. Спектральный участок, выделяемый монохроматором, составляет 26 Å. На катод фотоэлектронного умножителя 7 с помощью линзы 6 проектируется изображение равномерно освещенного объектива монохроматора. Сигнал, снимаемый с фотоумножителя, проходит линию задержки 8 и поступает на вход усилителя 9, а затем—на пластины осциллографа 10. Временное разрешение фотоэлектрической установки составляло $7 \cdot 10^{-8}$ сек. Чувствительность установки регулировалась путем введения нейтральных фильтров (сеток). Вследствие пространственной нестабильности канала разряда метод не давал возможности зарегистрировать от одного разряда временный ход яркости наиболее яркого участка тела свечения. Поэтому производилось фотографирование 100—150 осциллограмм вспышек и из них отбирались осциллограммы с максимальной амплитудой сигнала.

Градуировка чувствительности установки производилась с помощью ленточной лампы накаливания ($T_{я}=2073^{\circ}$ К). Устройство с вращающимся зеркалом позволяло осуществлять градуировку модулированным светом. Описываемая методика позволяет получать кривые, выражающие зависимость спектральной плотности энергетической яркости наиболее яркой части тела свечения от длины волны для различных моментов времени. Эти данные являются наиболее полной характеристикой яркости и из них может быть определена визуальная яркость и эффективные яркости для других селективных приемников излучения (фотопленка, фотоэлемент и т. д.).

Аналогичная методика измерения яркости импульсных источников света используется в работах^{23, 26, 29, 31, 32}.



Представляет также интерес методика непосредственного определения мгновенного значения визуальной яркости импульсных источников света. Такая методика недавно была описана Фишером¹⁵. Приемником излучения является фотоэлектронный умножитель, сигнал с которого регистрируется на осциллографе. С помощью светофильтров осуществляется выделение достаточно узкого спектрального интервала (максимум пропускания фильтра лежит при $\lambda=5450 \text{ \AA}$). В качестве эталона используется циркониевая лампа с визуальной яркостью, равной 4050 сб. С помощью вращающегося диска постоянный световой сигнал эталонного источника преобразуется в импульсный, длительность которого сравнима с длительностью вспышки импульсного источника света. Для уменьшения амплитуды сигнала от импульсного источника служат нейтральные фильтры. Визуальная яркость B изучаемого источника света находится из выражения

$$B = B^* \cdot \frac{S}{S^*} \cdot \frac{f}{D} \text{ сб},$$

где B^* —яркость эталонной лампы, S —амплитуда сигнала импульсной лампы, S^* —амплитуда сигнала эталонной лампы, D —прозрачность ослабляющих фильтров, f —цветовой фактор, учитывающий различие спектрального состава излучений исследуемой и эталонной ламп.

Для определения цветового фактора f автор пользуется следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} f &= \frac{U^*}{U} \cdot \frac{b}{b^*}; \\ U &= \int E_\lambda T_\lambda Z_\lambda d\lambda; \\ U^* &= \int E_\lambda^* T_\lambda Z_\lambda d\lambda; \\ b &= \int E_\lambda V_\lambda d\lambda; \\ b^* &= \int E_\lambda^* V_\lambda d\lambda, \end{aligned}$$

где E_λ —относительная спектральная плотность излучения импульсной лампы, E_λ^* —относительная спектральная плотность излучения эталонной лампы, T_λ —прозрачность фильтров, Z_λ —относительная спектральная чувствительность ФЭУ и V_λ —относительная спектральная чувствительность глаза.

По мнению автора, ошибка в определении f не превосходила 5%, погрешность измерения визуальной яркости B —10% (о результатах, полученных автором, см. § 3, раздел 1).

Для понимания физических процессов, протекающих в канале искрового разряда, и, в частности, для выяснения возможности повышения его яркости существенное значение имеет вопрос о температуре канала разряда. Ввиду существенной нестационарности процессов, связанных с искровым разрядом, возможность применения таких понятий, как температура, равновесное состояние и т. д., к излучающей свет плазме не очевидна³³. Изучению возникающих при этом вопросов посвящены работы³³⁻³⁷.

С. Л. Мандельштам и Н. К. Суходрев показали³⁶, что в канале искрового разряда распределение атомов по возбужденным состояниям описывается формулой Больцмана, а ионизация — формулой Саха, причем роль температуры в обоих случаях играет электронная температура. Время установления стационарного распределения для возбуждения

составляет $\sim 10^{-10}$ сек., для ионизации— $\sim 10^{-7}$ сек., время выравнивания электронной и газовой температуры также составляет $\sim 10^{-7}$ сек. В работе³⁷ показано, что в плазме канала искрового разряда выполняется закон Кирхгофа, устанавливающий связь между излучательной и поглощательной способностями излучателя, если принять температуру последнего равной электронной температуре. Было также показано^{38, 39}, что большинство распределение для возбужденных атомов в плазме канала искрового разряда выполняется, если давление наполняющего газа не меньше 100 мм рт. ст. Работами^{22, 23, 29, 31, 32} было установлено, что при определенных режимах разряда спектральное распределение излучения канала искрового разряда хорошо описывается формулой Планка для излучения абсолютно черного тела.

Таким образом в настоящее время установлено, что плазме канала искрового разряда можно приписать вполне определенную температуру, если рассматриваются времена, большие 10^{-7} сек. Для времен, меньших 10^{-7} сек., излучение искрового разряда определяется электронной температурой плазмы. Последнее обстоятельство надо иметь в виду в случаях, когда температура плазмы определяется по излучению канала искрового разряда.

После этих замечаний можно перейти к краткому изложению существующих методов определения температуры тела свечения импульсных источников света. Яркостный метод определения температуры использован в работах^{23, 24, 29, 32}. В этом методе сравниваются яркости исследуемого тела и эталона с известной яркостной температурой. Для нахождения температуры используется выражение²⁴.

$$\frac{\frac{e_2}{e^{\lambda T} - 1}}{\frac{e_2}{e^{\lambda T_0} - 1}} = \tau a,$$

где T_0 —яркостная температура эталона, T —температура исследуемого источника света, λ —эффективная длина волны использованного спектрального интервала, τ —отношение яркости эталона к яркости исследуемого тела, a —поглощательная способность исследуемого тела, $c_2 = 1,438 \text{ см.град.}$

Чаще всего данный метод используется в тех случаях, когда каким-либо способом установлено, что поглощательная способность тела свечения равна единице^{23, 29, 32}. При определенных условиях («насыщение» яркости) для измерения температуры по яркостному методу может быть использовано не только сплошное, но и линейчатое излучение²³.

В работах^{40, 41} используется цветовой метод определения температуры, при котором сравниваются спектральные распределения излучения исследуемого и абсолютно черного тел. Однако следует иметь в виду, что при высоких температурах ($>10\,000^\circ \text{K}$) этот метод дает меньшую точность, чем яркостный²⁴.

В случаях, когда плазма канала разряда прозрачна, находит применение метод определения температуры по отношению интенсивностей двух спектральных линий^{37, 39, 42, 43}. Температура находится из соотношения

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \nu_1}{A_2 g_2 \nu_2} e^{\frac{E_2 - E}{kT}},$$

где I_1 и I_2 —интенсивности линий, A_1 и A_2 —вероятности переходов, g_1 и g_2 —статистические веса верхних термов, ν_1 и ν_2 —частоты линий, E_1 и E_2 —энергии возбуждения верхних уровней, k —постоянная Больцмана, T —искомая температура.

Следует иметь в виду, что для определения максимальной температуры в канале разряда необходимо использовать линии высокоионизованных атомов, а также осуществлять временную развертку спектра^{42, 43}

Используются также различные неоптические методы измерения температуры. Так, в работах^{28, 40} температура определяется по скорости звука из следующего соотношения:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{m}},$$

где v —скорость звука в среде с температурой T , R —газовая постоянная, γ —отношение удельных теплоемкостей, m —молекулярный вес.

Поскольку при больших температурах молекулярный вес также является переменной величиной, приведенное уравнение решается совместно с уравнением Саха.

В. С. Комельковым и Д. С. Парфеновым⁴⁴ для определения температуры плазмы канала искрового разряда используется известное из теории пинч-эффекта⁴⁵ выражение

$$2NkT = I^2,$$

где I —ток в разряде, N —общее число частиц на 1 см длины канала, k —постоянная Больцмана, T —средняя температура газа в канале.

Совместное решение этого уравнения с уравнением Саха позволяет найти температуру T .

Некоторые другие методы измерения температуры канала искрового разряда рассмотрены в работе⁴¹.

1. 3. Максимальные яркости, получаемые с помощью искрового разряда в газах

Первые систематические исследования оптических характеристик искрового разряда в атмосфере различных газов были проведены Глазером в 1950—1951 гг.^{4, 41}. В частности, с помощью зеркальной развертки им исследовалась яркость канала искрового разряда в атмосфере аргона. Фотометрируя полученные снимки, Глазер установил, что максимальная мгновенная яркость на оси канала разряда при увеличении мощности, вводимой в канал, увеличивается лишь до определенного предела^{4, 41}. При дальнейшем увеличении мощности величина яркости оставалась неизменной и соответствовала яркости абсолютно черного тела при температуре порядка 40 000° К⁴¹.

К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин и Ф. А. Чарная⁴⁶ с помощью аналогичной методики провели систематическое исследование яркости канала искрового разряда в атмосфере аргона, криптона и ксенона при различных давлениях газа и различной энергии разряда. Авторы также пришли к заключению, что яркость канала разряда в обследованных газах при увеличении напряжения достигала предельного значения. Было установлено, что напряжение, при котором достигается предельная яркость, зависит от рода газа и его давления. Так, например, при давлении газа 2 атм предельная яркость в ксеноне достигается при напряжении на разрядном контуре, равном 5 кв, в криптоне—при 6,5 кв и в аргоне—лишь при 10 кв. При повышении давления предельная яркость достигается при более низких напряжениях.

Исследованию эффекта насыщения яркости посвящены работы, М. П. Ванюкова, А. А. Мака и Н. В. Паразинской²², а также М. П. Ванюкова и А. А. Мака²³, в которых была применена фотоэлектрическая методика, позволяющая регистрировать временной ход спектральной

плотности яркости средней части канала в энергетических единицах.

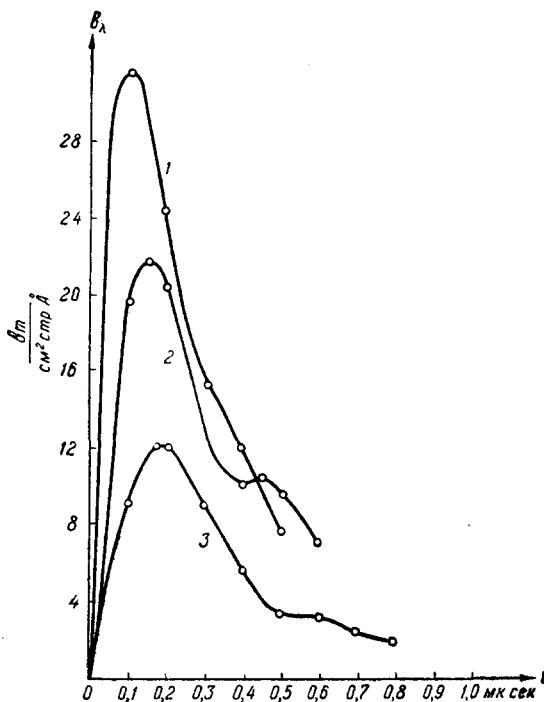


Рис. 8. Зависимость b_λ канала разряда в аргоне от времени для различных значений индуктивности контура: 1—0,12 мкгн; 2—0,6 мкгн; 3—1,1 мкгн; $\lambda=4680\text{ \AA}$, $U_0=12$ кв, $C=0,011$ мкф.

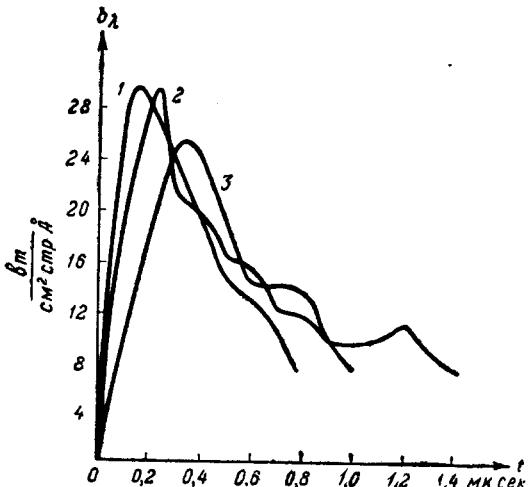


Рис. 9. Зависимость b_λ канала разряда в ксеноне от времени для различных значений индуктивности контура: 1—0,12 мкгн; 2—0,6 мкгн; 3—1,1 мкгн; $\lambda=4490\text{ \AA}$, $U_0=12$ кв, $C=0,011$ мкф.

ние искрового разряда хорошо соответствует излучению абсолютно чер-

ного тела. С помощью этой методики в работе ²² было обследовано сплошное излучение искрового разряда в аргоне и ксеноне при давлении 4—5 атм в области спектра от 4000 до 9000 Å с разрешением во времени 0,07 мксек и по спектру ~ 26 Å. В работе изучалось влияние индуктивности разрядного контура на яркость канала. Изменение индуктивности разрядного контура оказывает сильное влияние на скорость поступления энергии в канал искрового разряда ⁴⁷, поэтому изучение влияния индуктивности на яркость искрового канала представляет существенный интерес. На рис. 8 и 9 приведены типичные кривые, выражающие зависимость спектральной плотности яркости b_λ в средней части канала от времени t для различных значений индуктивности разрядного контура в случае разряда в аргоне (рис. 8) и в ксеноне (рис. 9). Было установлено, что насыщение яркости легче всего достигается в длинноволновой части спектра. По мере уменьшения длины волны излучения предельное значение яркости достигалось при меньших значениях индуктивности. В качестве примера на рис. 10 представлена зависимость максимальной мгновенной спектральной плотности яркости канала искрового разряда в атмосфере аргона от индуктивности разрядного контура для различных длин волн. При разряде в ксеноне во всей обследованной спектральной области яркость канала являлась предельной уже при максимальной использованной индуктивности контура.

Было также установлено, что при достижении предельного значения яркости излучение

ного тела с температурой, определенной по величине спектральной плотности яркости канала разряда. На рис. 11 представлен спектральный ход b_λ при разряде в ксеноне для различных моментов времени от начала разряда. Как видно из рисунка, в момент времени $t=0,1 \text{ мксек}$ излучение разряда соответствует излучению абсолютно черного тела при температуре $T \approx 27000^\circ \text{ К}$.

Предельная яркость канала искрового разряда в аргоне превышает предельную яркость канала в ксеноне, хотя при малых скоростях поступления энергии в канал разряда яркость ксеноновых ламп выше, чем аргоновых (рис. 12).

В работе ²³ изучение сплошного фона спектра яркости было распространено на ультрафиолетовую область спектра (до 2300 \AA), а также было исследовано линейчатое излучение ионизованных атомов газов, в которых производился разряд. Это исследование показало, что вследствие большого значения коэффициента поглощения плазмы в линиях при уменьшении индуктивности разрядного контура интенсивность линейчатого излучения достигает предельного значения быстрее, чем интенсивность сплошного фона. При этом температуры, определяемые по предельному значению спектральной плотности яркости сплошного и линейчатого излучения, хорошо совпадают между собой, что подтверждает вывод, сделанный в работе ²², о том, что при достижении насыщения яркости канал разряда излучает, как абсолютно черное тело. Степень соответствия излучения канала искрового разряда излучению абсолютно черного тела характеризуется рис. 13, где приведена зависимость температуры от длины волны, при которой температура определялась для случая разряда в атмосфере аргона, ксенона и азота. По приведенным на рисунке значениям температуры, с помощью таблицы IV (см. ниже § VI) может быть найдена величина предельной визуальной яркости. Для ксенона, в соответствии с результатами работы ²², она составляет $11 \cdot 10^6 \text{ сб}$, для аргона— $15 \cdot 10^6 \text{ сб}$, для азота— $21 \cdot 10^6 \text{ сб}$.

В работах Ф. А. Чарной исследовалась зависимость яркости канала искрового разряда в воздухе⁴⁸, в атмосфере ксенона, криптона, аргона, кислорода, азота, неона и гелия²⁶ от напряжения пробоя, а также от давления газа и расстояния между электродами (в работе ²⁶ измерялись абсолютные значения яркости). Во всех обследованных газах, за исключением гелия, автором установлено наличие предельной яркости канала

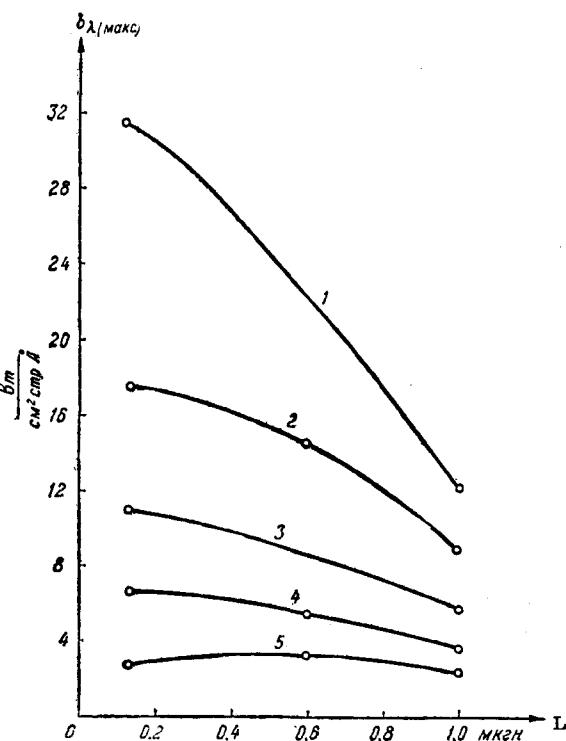


Рис. 10. Зависимость b_λ канала разряда в аргоне от индуктивности контура для различных длин волн (\AA): 1—4680 \AA ; 2—5540 \AA ; 3—6520 \AA ; 4—7230 \AA ; 5—8870 \AA .

искрового разряда. При осуществлении разряда в воздухе⁴⁸ в обследованной области изменения давления до 7 атм с ростом давления наблюдалось повышение предельной яркости. При изменении расстояния между элек-

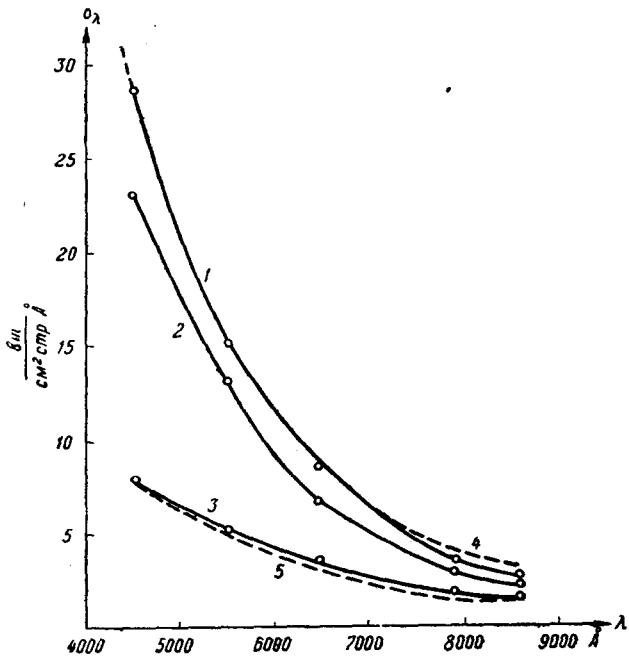


Рис. 11. Зависимость b_λ канала разряда в ксеноне от длины волны для различных моментов времени: 1—0,1 мксек; 2—0,3 мксек; 3—0,8 мксек; 4 и 5— b_λ черного тела при температурах 27 500° К и 14 500° К соответственно.

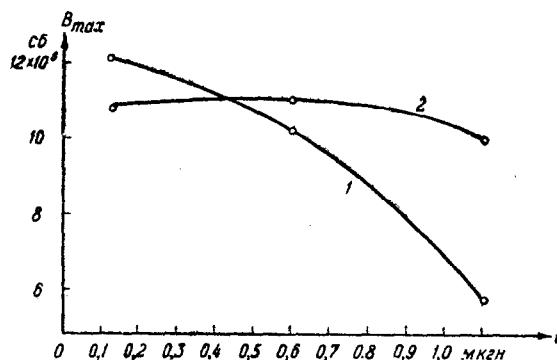
тродами от 1,5 мм до 6 мм величина предельной яркости не менялась. Установлено также, что предельная яркость канала разряда в воздухе

больше предельной яркости в аргоне при том же давлении. В работе²⁶ также установлено, что по мере уменьшения атомного веса газа, в атмосфере которого производится разряд, величина предельной яркости возрастает, что подтверждает результаты, полученные в работе²² для случая аргона и ксенона.

Изучение зависимости величины предельной яркости от давления наполняющего газа²⁶ показало, что при достаточно большом давлении величина предельной яркости от него не зависит.

Рис. 12. Зависимость максимальной мгновенной световой яркости канала от индуктивности разрядного контура: 1 — аргон, 2 — ксенон.

Фишер^{15, 16, 49} исследовал визуальную яркость канала искрового разряда в воздухе и гелии, осуществляя разряд в контуре с весьма малой



индуктивностью ($L=0,004 \text{ мкГн}$, $C=0,1 \text{ мкФ}$). При разряде в воздухе автором найдено предельное значение яркости канала, равное $(45 \div 50) \cdot 10^6 \text{ сб}$. При разряде в атмосфере гелия при давлении $p=35 \text{ атм}$, напряжении $U=7 \text{ кв}$ (максимальный ток разряда $I=63 \text{ ка}$, энергия разряда $W=68,5 \text{ дж}$) была измерена яркость порядка $150 \cdot 10^6 \text{ сб}$, соответствующая температуре $T=250\,000^\circ \text{ К}$. По-видимому, это наиболее высокая яркостная температура, которая была зарегистрирована в канале искрового разряда. Следует, однако, заметить, что значение предельной яркости для воздуха,

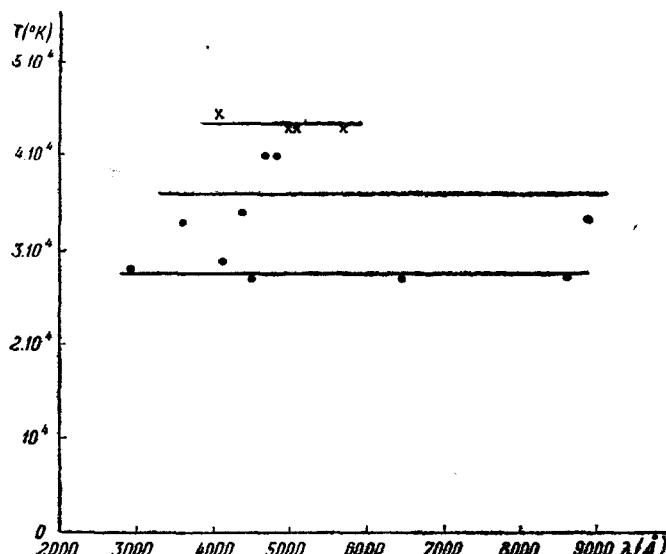


Рис. 13. Температура канала искрового разряда в ксеноне (\bullet), аргоне (\circ) и азоте (\times). $C=0,05 \text{ мкФ}$, $L=0,086 \text{ мкГн}$, $U_0=12 \text{ кв}$ (для Ar и Xe) и $U_0=15 \text{ кв}$ (для N₂).

измеренное этим автором, расходится с результатами работы ²³, где установлено, что температура канала искрового разряда в азоте составляет $43\,000^\circ \text{ К}$, что соответствует предельной визуальной яркости, равной $21 \cdot 10^6 \text{ сб}^*$). Поэтому можно предполагать, что значения яркости и температуры канала искрового разряда в атмосфере гелия, приведенные в работах Фишера, являются завышенными. Однако не вызывает сомнения тот факт, что при искровом разряде в гелии могут быть получены яркости, значительно превосходящие яркость канала разряда в воздухе.

Из рассмотрения наиболее достоверных с нашей точки зрения измерений можно сделать вывод о том, что для каждого газа существует предельная яркость, которая может быть получена при осуществлении в нем достаточно мощного искрового разряда.

Наиболее легко предельная яркость достигается в газах с малым потенциалом ионизации.

В таблице I приводится сводка значений температур и визуальных яркостей, которые были получены при искровом разряде в атмосфере различных газов.

*) Температура канала искрового разряда в азоте, найденная по приведенному в работе ²⁶ значению предельной яркости при $\lambda=9000 \text{\AA}$, составляет $\sim 44\,500^\circ \text{ К}$, что хорошо соответствует результатам работы ²³.

Таблица I

Род газа	Температура в °К	Визуальная яркость в сб	Авторы, работа
Ксенон		$1,7 \cdot 10^8$	Фрюнгель ^{11*)}
	27 000	$1,4 \cdot 10^7$	М. П. Ванюков, А. А. Мак, Н. В. Пазинская ²² , М. П. Ванюков и А. А. Мак ²³
Аргон	140 000	$2 \cdot 10^8$	Фрюнгель ^{11*)}
	40 000		Глазер ⁴¹
	35 000	$1,5 \cdot 10^7$	М. П. Ванюков и А. А. Мак ²³
	37 000		И. Ш. Модель ²⁴
Воздух (азот)		$5 \cdot 10^7$	Фишер ^{15*)}
	43 000	$2,1 \cdot 10^7$	М. П. Ванюков и А. А. Мак ²³
	44 500		Ф. А. Чарная ^{26**)}
		$4 \cdot 10^8$	Эджертон и Катон ^{50*)}
Гелий	250 000	$1,5 \cdot 10^8$	Фишер ^{15*)}

*) По мнению авторов, эти результаты являются завышенными.

**) Рассчитано по приведенному в работе значению предельной яркости при длине волны $\lambda=9000 \text{ \AA}$.

I. 4. Физические процессы, ограничивающие яркость канала искрового разряда

Исследование излучения канала искрового разряда и распределения яркости по телу свечения, а также измерение пропускания плазмы канала разряда показало, что в режиме насыщения яркости канал разряда непрозрачен и излучает, как абсолютно черное тело (в тех участках спектра, где насыщение достигнуто)^{4, 15, 22, 23}. В связи с этим в работах^{15, 26} высказано предположение, что существование предельной яркости связано с непрозрачностью канала искрового разряда при высоких температурах.

Применительно к излучению сильных ударных волн аналогичная точка зрения была высказана Я. Б. Зельдовичем^{51, 53} и развита Ю. П. Райзером⁵². Учитывая сильную зависимость коэффициента поглощения излучения от температуры (для оценки коэффициентов поглощения воздуха при высоких температурах использовалась формула Крамерса), авторы пришли к заключению, что при высоких температурах перед фронтом ударной волны создается прогретая зона, которая начинает экранировать излучение, идущее с фронта волны. Согласно расчетам⁵² уже при температуре за фронтом ударной волны порядка $9 \cdot 10^4 \text{ K}$ прогретый слой воздуха полностью экранирует идущее изнутри излучение и яркость фронта ударной волны, пройдя через максимум, падающий до значений, соответствующих яркостной температуре порядка $1,8 \cdot 10^4 \text{ K}$.

Следует, однако, заметить, что предсказываемый теорией⁵ максимум яркости экспериментально пока что не был обнаружен.

Для проверки возможности применения к каналу искрового разряда представлений, развитых в работах Я. Б. Зельдовича и Ю. П. Райзера, весьма существенным является изучение распределения температуры по сечению канала. С этой целью М. П. Ванюков и А. А. Мак²³ исследовали яркость канала разряда для тех случаев, при которых плазма канала частично прозрачна в некоторых участках спектра. При этом изучалась спектральная плотность яркости b_λ сплошного и линейчатого излучения при изменении скорости поступления энергии в канал разряда. Вследствие большого коэффициента поглощения излучения плазмой в линиях ионизованных атомов газа предельное значение яркости достигается для линейчатого излучения легче, чем для сплошного. На рис. 14 представлены схематически спектры яркости канала искрового разряда для случая полного насыщения яркости по всему спектру (кривая 1) и для случая, когда b_λ достигает предельного значения только в линиях и длинноволновой части спектра (кривая 2)²³.

Температура, определяемая по предельному значению b_λ линейчатого излучения, хорошо совпадала с температурой, найденной по предельному значению b_λ сплошного излучения. Эти результаты дают основание предполагать, что распределение температуры по сечению канала искрового разряда не должно существенно отличаться от равномерного. Действительно, учитывая сильную зависимость коэффициента поглощения излучения плазмой от температуры⁵², можно ожидать, что при наличии внутри канала области с более высокой температурой, чем у «экранирующего» слоя, линии ионизованных атомов были бы самообращены, либо же наблюдались бы в поглощении*). Следует отметить, что Г. Г. Долгов и С. Л. Мандельштам⁵⁵, на основании рассмотрения распределения плотности газа в канале искрового разряда, также пришли к выводу о постоянстве температуры по сечению канала.

Отсутствие значительных градиентов температуры в токопроводящем канале разряда связано, по-видимому, со значительной теплопроводностью (лучистой и электронной) плазмы разряда при температурах порядка $(3 \div 4) \cdot 10^4$ °К.

Из результатов работы²³ следует также, что температура канала искрового разряда не зависит от скорости поступления энергии в канал и составляет для случая разряда в ксеноне $\sim 27\ 000$ °К,

*.) В спектре излучения искрового разряда могут наблюдаться в поглощении линии нейтральных атомов⁵⁴. Поглощающим слоем в этом случае является оболочка токоведущего канала, нагретая прошедшей ударной волной до температуры порядка 10^4 °К. Поглощение этой зоны сплошного излучения в видимой части спектра весьма незначительно, особенно в моменты времени, соответствующие максимуму яркости.

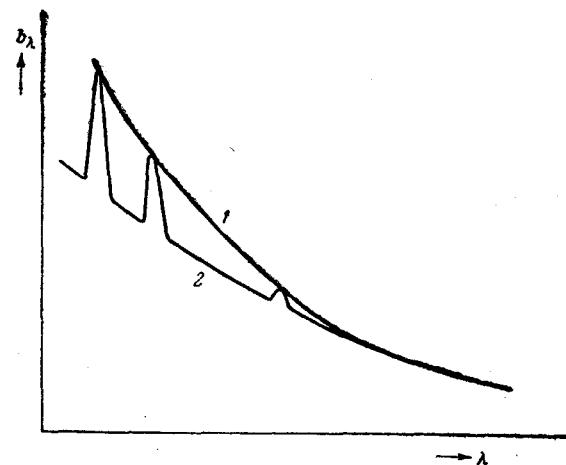


Рис. 14. Зависимость b_λ канала искрового разряда от длины волны для случая полного (1) и частичного (2) насыщения яркости.

в аргоне $\sim 35\ 000^\circ$ К и в азоте $\sim 43\ 000^\circ$ К. Полученное для азота значение температуры хорошо согласуется с температурой разряда, определенной спектроскопическим методом по отношению интенсивностей двух линий 36 , применение которого возможно лишь при отсутствии заметной реабсорбции в канале, т. е. в случаях, далеких от насыщения яркости*). Можно предполагать поэтому, что постоянство температуры канала искрового разряда наблюдается в весьма широких пределах изменения скорости поступления энергии в канал разряда.

Приведенные экспериментальные результаты дают основание предполагать, что насыщение яркости канала искрового разряда связано не с экранировкой высокотемпературных зон разряда более низкотемпературными, а с наличием предельной температуры канала. Качественное объяснение наличия для данного газа предельной температуры может быть дано на основании энергетических соображений. При увеличении температуры канала, с одной стороны, растут потери на ионизацию газа и излучение, с другой стороны, вследствие увеличения степени ионизации плазмы канала его сопротивление уменьшается, что приводит к снижению количества энергии, поступающей в канал разряда⁵⁶. В этом же направлении действует и увеличение диаметра канала разряда при увеличении скорости поступления энергии в него⁶, а также увеличение теплопроводности плазмы при высоких температурах. Все это приводит к тому, что мощность, выделяемая в единице объема канала разряда, не может бесконечно расти, что и приводит к ограничению температуры канала открытого искрового разряда**). Следует, однако, заметить, что вопрос о механизме насыщения яркости в искровом разряде нельзя в настоящее время считать окончательно решенным.

II. ИСКРОВОЙ РАЗРЯД В КАПИЛЛЯРАХ

С точки зрения получения высоких мгновенных яркостей особый интерес представляет искровой разряд, канал которого ограничен стенками капилляра. Благодаря такому ограничению плотность энергии в канале разряда может достигать весьма больших значений, в связи с чем в канале могут быть получены высокие температуры и яркости. Преимуществом капиллярного разряда является также то обстоятельство, что тело свечения при таком разряде стablyно в пространстве, что является весьма существенным в ряде применений. Капиллярный разряд находит себе применение в оптических установках теневого и интерферометрического типа^{13, 19, 59} и др.

В числе первых работ, посвященных исследованию капиллярного искрового разряда высокой яркости, следует упомянуть работу Андерсона²⁵. Автор осуществлял разряд конденсатора емкостью 1—2 мкФ при напряжении 35 кв в трубчатой лампе длиной до 30 см и диаметром 0,1—2 см. Трубка откачивалась до давлений порядка 1 см. рт. ст., поэтому разряд протекал в основном в атмосфере паров материала стенок (Si). Максимальная яркостная температура, измеренная автором, составляла $52\ 000^\circ$ К.

Эджертон и Катон⁵⁰ сообщают о разработанной ими ксеноновой капиллярной импульсной лампе, яркость канала которой достигает 10^7 сб

*.) В работе⁴³ по отношению интенсивностей линий Si IV была найдена температура в канале низковольтной искры в воздухе ($U=200$ в, $C=1000$ мкФ, $L=10^{-6} \div 10^{-3}$ эн). Она оказалась равной $\sim 30\ 000^\circ$ К. Учитывая, что в работе определялась средняя за время высовчивания линий Si IV температура, можно считать и в этом случае совпадение с результатами работы⁴³ удовлетворительным.

**) С этой точки зрения представляет интерес содержащееся в ряде работ^{55, 57, 58} утверждение о том, что в открытом искровом разряде плотность тока в канале достигает предельного значения.

при длительности вспышки от 0,3 до 3 мксек в зависимости от параметров контура. Диаметр капилляра составляет 1,2 мм, длина—6 мм. Лампа изготовлена из кварца и может выдерживать до тысячи разрядов без существенного уменьшения светового выхода.

В работе М. П. Ванюкова, А. А. Мака и М. Я. Уреса³¹ сообщается, что при разряде через капилляр диаметром 0,4 мм, емкости разрядного контура 0,011 мф, при напряжении 29 кв яркостная температура достигает 94 000° К.

Н. Н. Огурцовой и И. В. Подмощенским²⁹ разработан импульсный источник света с постоянной в течение импульса (~ 100 мксек) яркостью. Для этой цели был использован разряд искусственной линии через отверстие в пластине текстолита. Схема установки представлена на рис. 15. Диаметр капилляра составлял 2 мм, длина—10 мм. Искусственная линия состояла из четырех секций со следующими параметрами: $C=100$ мф, $L=1,5$ мкгн. Напряжение заряда составляло 3 кв; волновое сопротивление линии ($R=0,12$ ома) было согласовано с сопротивлением

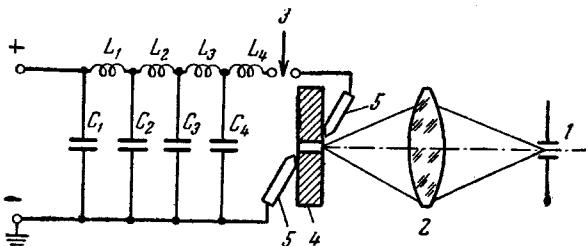


Рис. 15. Схема включения капиллярного искрового разряда. $C_1=C_2=C_3=C_4=100$ мф; $L_1=L_2=L_3=L_4=1,5$ мкгн. 1—щель спектрографа, 2—конденсатор, 3—управляющий искровой разрядник, 4—пластина текстолита с отверстием, 5—электроды.

искрового промежутка. Форма светового импульса при таком разряде близка к прямоугольной, яркостная температура, измеренная авторами, составляет 32 000° К.

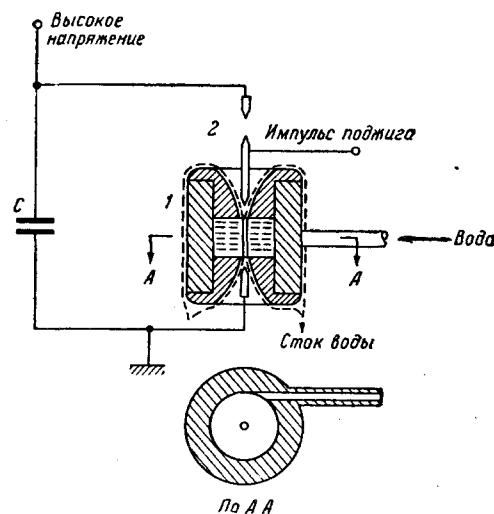
А. А. Мак³² описывает импульсный источник света, в котором искровой разряд осуществляется в полости, ограниченной водяной стенкой. Достоинством такого источника света является то,

что он может выдерживать без разрушения весьма мощные разряды в течение неограниченного промежутка времени. Схема установки представлена на рис. 16. В турбину 1 по касательной к стенке поступает вода под давлением 1,5—2 атм, и за счет центробежных сил на оси турбины образуется цилиндрическая полость, диаметр которой определяется главным образом диаметром отверстий в

Рис. 16. Установка для осуществления капиллярного искрового разряда в водяной турбине.

торцовых стенах турбины. Воздушный искровой промежуток 2 служил для предотвращения дугового разряда в капилляре. Емкость конденсатора C составляла 0,05 мф, индуктивность контура—0,1 мкгн. При напряжении разряда, равном 18 кв, температура канала достигает 60 000° К, что соответствует визуальной яркости $33 \cdot 10^6$ сб.

Оптические свойства плазмы канала разряда в капилляре исследовались в работах^{25, 29, 31, 32, 40, 50, 60, 61}. Сравнение яркости канала с торца



и в направлении, перпендикулярном к оси разряда, показало, что поглощательная способность плазмы канала при температурах, больших $40\ 000^{\circ}\text{K}$, близка к 1 уже при толщинах порядка $0,5\ \text{мкм}^{32}$. Непрозрачность столба разряда установлена также в работах^{25, 29, 60}. Изучение спектрального распределения сплошного излучения капиллярного разряда показало^{29, 31, 32}, что при достаточно больших плотностях энергии канал излучает как абсолютно черное тело, температура которого может быть определена по спектральной плотности яркости канала.

Большой физический и практический интерес представляет вопрос о максимально достижимых температурах и яркостях в канале капиллярного искрового разряда. В работах^{31, 32} изучалось влияние параметров разрядного контура, а также диаметра капилляра, на температуру и яркость канала разряда. В таблице II приведены полученные в работе³¹ результаты измерений.

Таблица II

Вид разряда	Род газа	Давление газа (атм)	Напряжение разряда (кв)	Емкость конденсатора (мкф)	Диаметр капилляра (мм)	Яркостная температура ($10^3\ ^{\circ}\text{K}$)	Визуальная яркость ($10^6\ \text{сб}$)
Капиллярный	воздух	1	12	0,011	1,3	29	8
	»	1	12	0,5	1,3	64	39
	»	1	12	0,011	0,4	48	18
	»	1	12	0,011	0,25	36	16
	»	1	29	0,011	0,4	94	50
Открытый	»	1	12	0,011	—	23	7
Капиллярный	ксенон	4	12	0,011	2,5	23	7
Открытый	»	4	12	0,011	—	27	11

Установлено, что при ограниченном канале искрового разряда могут быть получены более высокие температуры и яркости, чем в случае открытого разряда. Однако для каждого режима разряда существует некоторый оптимальный диаметр капилляра, при котором яркость канала достигает максимального значения. При слишком сильном или слишком слабом ограничении канала яркость его уменьшается. Увеличение энергии, вводимой в канал разряда, приводит к росту яркости и температуры, однако по мере увеличения энергии этот рост замедляется (рис. 17)³².

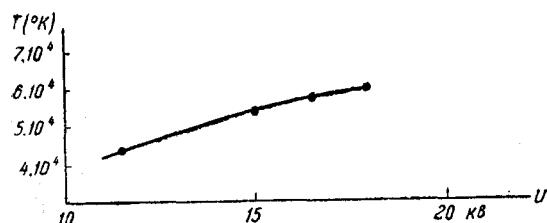


Рис. 17. Зависимость температуры канала искрового разряда в капилляре от напряжения разряда.
 $C = 0,05\ \text{мкф}$, $L \approx 0,1\ \text{мкн}$, $d = 0,5\ \text{мм}$.

Последнее обстоятельство может быть связано, помимо значительного возрастания теплопроводности газа при высоких температурах, с интенсивным испарением стенок капилляра при мощных разрядах. Влияние материала стенок на излучение искрового разряда в капилляре изучалось в работах^{52, 60, 62-64}. Вельтнер⁶⁴ исследовал, в частности, влияние материала стенок капилляра на интенсивность сплошного излучения при давлении газа в капилляре порядка 1 м.м. рт. ст. и плотностях тока порядка $4 \cdot 10^4\ \text{а/см}^2$ и установил, что интенсивность излучения не зависит от давления наполняющего газа в том случае, если количество испарен-

ногого вещества стенок капилляра превосходит количество газа, наполняющего капилляр.

В работе ²⁹ показано, что при плотностях тока порядка $4 \cdot 10^5 \text{ а/см}^2$ при понижении давления газа от 1 атм до 1 мм. рт. ст. спектр излучения не меняется. На этом основании авторы работы также приходят к выводу о том, что разряд происходит в основном в парах материала стенок, причем давление этих паров может достигать 500 атм. Таким образом, можно полагать, что по мере увеличения плотности тока в капилляре возрастает количество испаренного вещества стенок капилляра. Это, с одной стороны, требует больших затрат энергии на испарение, диссоциацию и ионизацию паров, а с другой стороны, затрудняет поступление энергии в канал разряда вследствие сильного увеличения давления в капилляре. Эти соображения дают основание предполагать, что основным фактором, ограничивающим температуру и яркость канала искрового разряда в капилляре, является испарение стенок капилляра. Следует считать однако, что этот вопрос требует еще дальнейшего изучения.

III. СКОЛЬЗЯЩИЙ ИСКРОВОЙ РАЗРЯД

Искровой разряд в воздухе, являющийся наиболее простым импульсным источником света, применяющимся в скоростной фотографии уже в течение более сотни лет, позволяет получать очень короткие световые вспышки длительностью 10^{-6} — 10^{-7} сек, но обладает малой светоотдачей. Появившиеся за последние два десятилетия новые источники света, основанные на использовании свечения импульсного электрического разряда в тяжелых инертных газах (argon, криптон, ксенон), обладают значительно большей светоотдачей, но не позволяют получать вспышки короче нескольких микросекунд. В связи с этим большой интерес представляет применение в качестве источника света скользящего искрового разряда. В этом типе разряда искровой пробой происходит между электродами, расположенными на поверхности диэлектрика, благодаря чему имеется возможность увеличить длину разрядного промежутка в 10—20 раз по сравнению с соответствующим расстоянием при обычном искровом разряде, что и приводит к существенному увеличению светоотдачи.

Скользящий искровой разряд исследуется уже в течение длительного времени (см. ⁶⁵⁻⁶⁹), но применение его в качестве источника коротких и интенсивных световых вспышек началось сравнительно, недавно ^{13, 70-74}.

С целью облегчения пробоя длинных искровых промежутков, необходимых для достижения высокой светоотдачи, применяется так называемая управляемая искра, которая используется, в частности, в источнике света, известном под названием «Дефатрон» и позволяющем получать световую вспышку длительностью $\sim 10^{-6}$ сек при энергии разряда ~ 200 дж и напряжении на рабочем конденсаторе 22 кв ¹³. Принцип действия такой искры можно проследить по схеме, изображенной на рис. 18. Искровой промежуток состоит из двух кольцеобразных электродов *A* и *B*, удаленных друг от друга на расстояние 10 см и надеваемых на трубку из диэлектрика, внутрь которой вводится контрольный электрод *C*, имеющий форму стержня. Между электродами *A* и *B* накладывается разность потенциалов в 22 кв. Разряд инициируется при заземлении электрода *C*, который соединяется через большое сопротивление с электродом *A*. Возникающий между *A* и *C* большой градиент поля вызывает интенсивную ионизацию воздуха на поверхности трубы вблизи электрода *A*, что и приводит к пробою промежутка. Заземление контрольного электрода производится с помощью трехэлектродного искрового разрядника, включаемого в свою очередь через тиатрон при подаче на его сетку инициирующего импульса.

напряжения. Осветительное устройство типа «Дефатрон» выдерживает от 100 до 300 разрядов.

Некоторым недостатком описываемых источников света, в которых скользящий разряд осуществляется по поверхности стеклянной трубки, является то, что искра не всегда идет по прямой линии между анодом и катодом, а может обвиваться вокруг трубы, что приводит к частичной экранировке света. Кроме того, источник света с прямолинейным телом свечения требует цилиндро-параболического рефлектора для концентрации светового потока, применение которого не всегда удобно. Представляется целесообразным создание источника света с более компактным телом

свечения, пригодным для сочетания его с обычной сферической оптикой. Для этого необходимо иметь возможность изменять траекторию разряда в желаемом направлении, что также может быть достигнуто с помощью управляемого скользящего искрового разряда. Пробой скользящего разряда происходит по траектории, на которой имеется более высокая по сравнению с окружающим

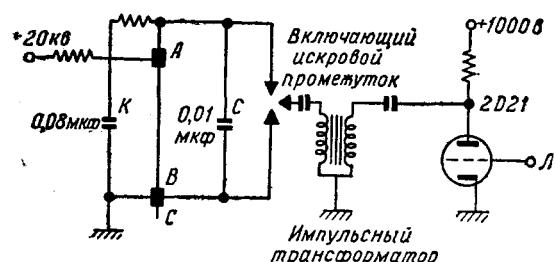


Рис. 18. Схема включения управляемого искрового разряда в осветительном устройстве «Дефатрон».

объемом степень ионизации, которая при этом зависит от толщины диэлектрика, разделяющего контрольный и главные электроды, и увеличивается с уменьшением этой толщины. Поэтому искру можно направлять, делая в слое диэлектрика бороздку в направлении желательного распространения разряда. В работе⁷⁴ в качестве диэлектрика применялась синтетическая резина и были получены траектории разряда S-образной и круговой формы. Такие источники света выдерживали до 1200 вспышек.

Предложено также осветительное устройство^{72, 73}, в котором скользящий разряд осуществляется по поверхности трубы из пористой керамики, пропитываемой электролитом, в который погружается один конец трубы. Изменяя концентрацию электролита, можно получить различную величину сопротивления промежутка и, кроме того, благодаря диффузии электролита свойства промежутка самовосстанавливаются, в результате чего увеличивается срок его службы. В таком разрядном промежутке выделяется до 90% энергии, запасенной в контуре. При емкости конденсатора 0,25 мкФ, заряженного до напряжения 12 кВ, длина искрового промежутка может достигать 5–8 см. Полуширина излучаемого при этом светового импульса составляет 0,9 мксек. Сила света вспышки, оцениваемая по фотографическому действию, составляет $5 \cdot 10^6$ свечей. В случае осуществления скользящего разряда в атмосфере аргона его светоотдача увеличивается по сравнению со светоотдачей скользящего разряда в воздухе при атмосферном давлении в 1,5 раза для давления аргона $p=1$ атм и в 4 раза при давлении $p=11$ атм. При этом, однако, увеличивается и длительность световых вспышек.

Спектроскопическое исследование скользящего искрового разряда показало⁷⁵, что в слабых разрядах наблюдается незначительное сплошное излучение и линейчатое излучение. При мощных разрядах спектры характеризуются наличием сильно уширенных линий и интенсивного сплошного фона, который возрастает с увеличением давления газа, окружающего диэлектрик.

В заключение необходимо отметить, что световые характеристики скользящего искрового разряда, несмотря на его преимущества как источника коротких и интенсивных световых вспышек, в настоящее время изучены еще совершенно недостаточно.

IV. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ПРОВОЛОЧЕК

Интенсивные световые вспышки можно получить также при пропускании больших импульсных токов через тонкие металлические проволочки. При этом материал проволочки превращается взрывообразно в пары металла, электрический разряд в которых приводит к образованию высокотемпературной плазмы.

Явление электрического взрыва проволочек, впервые наблюденное в 1815 году⁷⁶, и до настоящего времени служит объектом исследований и довольно оживленной дискуссии⁷⁷⁻⁸⁷ в связи с весьма сложным механизмом превращения металла из твердого состояния в парообразное за весьма малые промежутки времени (10^{-6} — 10^{-7} сек).

Свещение, связанное с электрическим взрывом проволочки, может быть использовано в ряде случаев для интенсивного импульсного освещения. Такой источник света имеет известные преимущества перед импульсными лампами, так как он свободен от поглощения излучения в стеклах колбы лампы, в результате чего имеется возможность более эффективного использования ультрафиолетового излучения. Кроме того, при взрыве проволочки в разряд можно ввести практически неограниченную энергию и получить очень высокие мгновенные значения светового потока. Так, например, при фотографировании несветящихся явлений через ячейку Керра для подсветки применялся электрический взрыв проволочки, дающий световую вспышку с мгновенным значением силы света $5 \cdot 10^8$ свечей⁸⁸. Аналогичный источник света с успехом применялся в работах, связанных с импульсным фотолизом⁸⁹.

Температура, развивающаяся при взрыве проволочек, определялась в работах^{28, 90}. Эти измерения показали²⁸, что средняя по облаку паров металла температура, относящаяся к тому моменту времени, когда расширение светящегося облака паров практически прекращается, составляет 20 000—30 000° К. Примененный в работе²⁸ метод измерения температуры паров взорвавшейся проволочки по скорости распространения в них звуковых волн не позволяет оценить температуру в раннюю стадию взрыва вследствие непрозрачности плазмы в эти моменты времени.

Имеется работа, специально посвященная фотометрированию световой энергии, излучаемой при взрыве проволочки⁹¹. Это фотометрирование производилось путем сравнения почернения фотопластинки под действием свечения взрыва и эталонного источника света. Недостатком работы является то, что в ней не оценивается временной ход излучения, а определяется лишь средняя мощность излучения за некоторое эффективное время вспышки, величина которого заимствуется автором из другой работы. Кроме того, в работе не оцениваются действительные размеры тела свечения, в результате чего не имеется возможности использовать полученные данные для определения температуры и яркости тела свечения.

Представляет большой интерес проследить детально за времененным ходом яркости канала разряда при взрыве проволочек, так как имеются основания ожидать, что пары металла нагреваются до очень высокой температуры. Действительно, в работе⁸¹ на основании результатов непосредственного осциллографического определения энергии, выделяющейся при взрыве, расчетным путем показано, что в случае взрыва вмонтированной в органическое стекло серебряной проволочки диаметром 0,15 мм и

длиной 3 см при разряде через нее конденсатора емкостью 10 мкФ, заряженного до напряжения 7 кВ, выделяется энергия, достаточная для нагревания паров до температуры 150 000° К (без учета потерь на излучение и ионизацию).

V. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Распространение сильных ударных волн в газах сопровождается интенсивным свечением, механизм возникновения которого описан, например, в обстоятельном обзоре Я. Б. Зельдовича и Ю. П. Райзера⁵³.

В настоящее время явление свечения ударных волн используется в качестве импульсного источника света в специальных взрывных импульсных лампах, имеющих обычно аргоновое наполнение⁹²⁻⁹⁷.

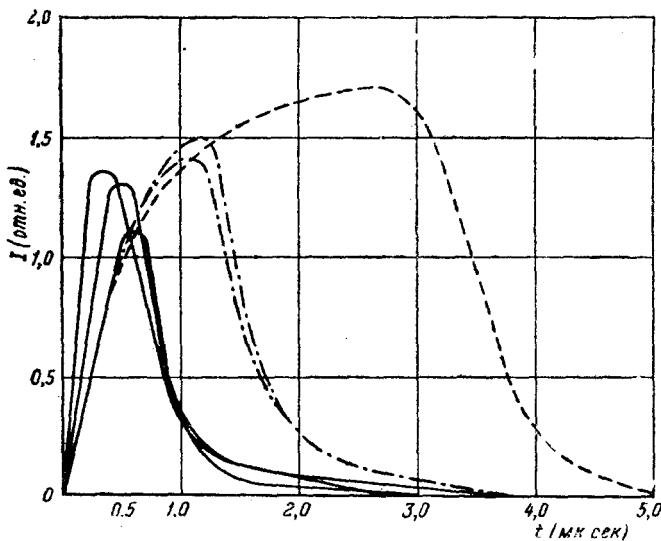


Рис. 19. Зависимость интенсивности излучения от времени для вспышек аргоновых взрывных ламп.
— толщина слоя аргона 0,5 см; - - - толщина слоя аргона 1,0 см; - - - толщина слоя аргона 2,0 см.

Устройство одного из типов такой лампы описано в работе⁹⁶. Лампа представляет собой стеклянный баллон диаметром 6,25 см, наполненный аргоном. Внутри лампы помещается заряд взрывчатого вещества конусообразной формы, диаметр основания которого немного меньше диаметра баллона лампы. Расстояние между основанием заряда и торцевым стеклом колбы лампы изменяется в пределах 0,5—2 см и определяет длительность световой вспышки. Лампа действует следующим образом. С помощью электродетонатора, установленного в вершине конусообразного заряда, инициируется детонация взрывчатого вещества, и в момент прихода детонационной волны к основанию заряда в аргоне возбуждается ударная волна, дающая интенсивное свечение. Длительность возникающей световой вспышки определяется временем прохождения ударной волной расстояния от поверхности заряда до поверхности торцевого стекла колбы.

На рис. 19 представлены временные характеристики световых вспышек, возникающих во взрывных импульсных лампах с аргоновым наполнением при различных расстояниях между зарядом и стеклом. Световая вспышка такой лампы имеет мгновенную силу света 225 миллионов свечей при площади тела свечения 33 см², что соответствует средней по телу све-

чения яркости $6,8 \cdot 10^6$ сб. Приведенные данные показывают, что взрывные лампы позволяют получать очень короткие и интенсивные световые вспышки.

Непосредственное измерение яркости фронта сильных ударных волн, распространяющихся в атмосфере воздуха и тяжелых инертных газов, было проведено И. Ш. Моделем²⁴. Примененный им метод фотографического фотометрирования снимков временной развертки свечения ударных волн позволил определить по яркости фронта его температуру и одновременно дал возможность измерить скорость распространения фронта. Знание этой скорости позволяет рассчитать теоретическое значение температуры, которая может быть достигнута при ударном сжатии. Из теоретических соображений следует, что наивысшие температуры, а, следовательно, и яркости можно ожидать на фронте сильных ударных волн, распространяющихся в тяжелых инертных газах.

Сопоставление значений температур ударных волн, вычисленных по гидродинамической теории и определенных по яркости фронта, позволяет сделать интересные выводы. Расчетные данные, показывающие зависимость температуры фронта ударной волны от скорости ее распространения, вычисленные с учетом потерь энергии на ионизацию и термическое излучение, а также экспериментальные данные для аргона, криптона и ксенона, представлены на рис. 20. Большое расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями температуры не может быть отнесено за счет погрешности измерений, которая не превышает $\pm 20\%$, тогда как, например, для случая ксенона экспериментальное значение температуры в 3,5 раза меньше теоретического. Необходимо также отметить, что в противоположность теоретическим представлениям наивысшая температура на опыте наблюдается в аргоне и убывание температуры идет в последовательности аргон—криpton—ксенон. В трактовке этого интересного явления И. Ш. Модель придерживается точки зрения, развитой Я. Б. Зельдовичем и Ю. П. Райзером⁵¹⁻⁵³.

Интересные выводы можно сделать из сопоставления данных о предельных температурах, достижимых в тяжелых инертных газах при распространении в них ударных волн и осуществлении искрового разряда. Значения этих температур, полученных в работах^{23, 24}, приводятся в таблице III.

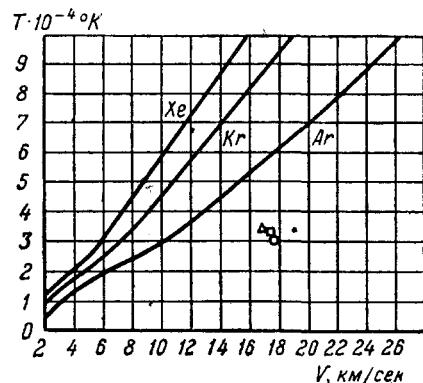


Рис. 20. Температура фронта сильной ударной волны в инертных газах. Экспериментальные значения: Δ — аргон, \square — криптон, \circ — ксенон.

Таблица III

Род газа	Температура °К		
	Искровой разряд		Ударная волна
	экспериментальное значение ²³	экспериментальное значение ²⁴	
Аргон	35 000 *	34 000	60 000
Криптон	—	33 000	90 000
Ксенон	27 000	30 000	106 000

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что численные значения температур, измеренных экспериментально в канале искрового разряда и в ударных волнах, близко совпадают между собой. Кроме того, в обоих случаях наивысшая температура имеет место в аргоне и наименьшая в ксеноне. Все это наводит на мысль о том, что в плазме, создаваемой электрическим током и ударным сжатием, имеется много общих свойств, и, по-видимому, в обоих случаях имеется одна и та же предельная температура.

VI. ВОЗМОЖНОСТИ ДАЛЬНЕЙШЕГО УВЕЛИЧЕНИЯ ЯРКОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

Полученные в последние годы данные о световых характеристиках импульсных источников света позволяют высказать некоторые соображения о возможностях дальнейшего увеличения яркости этих источников света.

Предварительно необходимо заметить, что задача увеличения яркости — это прежде всего задача повышения температуры. В таблице IV приведена зависимость визуальной яркости B абсолютно черного тела от его температуры.

Таблица IV

T в $^{\circ}\text{K}$	$2 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	10^4	$2 \cdot 10^4$
B в $\text{e}^{-\delta}$	44,3	$2,83 \cdot 10^3$	$2,34 \cdot 10^4$	$8,41 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6$	$6,2 \cdot 10^6$

T в $^{\circ}\text{K}$	$3 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$
B в $\text{e}^{-\delta}$	$1,21 \cdot 10^7$	$1,82 \cdot 10^7$	$2,45 \cdot 10^7$	$3,1 \cdot 10^7$	$5,63 \cdot 10^7$	$1,23 \cdot 10^8$

Как видно из таблицы, по мере роста температуры яркость вначале возрастает очень сильно, затем этот рост замедляется и при температурах $> 60\,000^{\circ}\text{K}$ имеет место почти линейная зависимость между визуальной яркостью и температурой абсолютно черного тела. Естественно, что, помимо высокой температуры, для получения больших яркостей требуется достаточно большая оптическая глубина источника излучения.

Результаты, полученные в работах ^{15, 22, 23, 26}, показали, что предельная яркость, которая может быть получена в канале искрового разряда, возрастает по мере уменьшения атомного веса газа, в котором происходит разряд*).

Поэтому с точки зрения увеличения яркости импульсных источников света значительный интерес представляет дальнейшее изучение искрового разряда в таких газах, как неон и гелий ^{15, 26}. Представляет также интерес исследование температуры и яркости канала искрового разряда в атмосфере других газов, в частности, в водороде при высоком давлении ⁹.

Следует при этом иметь в виду, что чем выше предельная яркость, которая может быть получена в каком-либо газе, тем труднее обеспечить

*). Есть основания предполагать, что это связано с возрастанием потенциала ионизации в обследованных газах, а не с их атомным весом. В многоатомных газах (N_2 , O_2), по-видимому, играет роль также энергия диссоциации.

такой режим разряда, при котором эта предельная яркость может быть достигнута. Следовательно, требуется дальнейшее совершенствование разрядных контуров в направлении уменьшения их индуктивности и повышения рабочего напряжения. Определенные трудности необходимо также преодолеть и в разработке импульсных ламп, наполненных неоном и гелием при высоком давлении.

Высокие температуры и яркости в канале искрового разряда могут быть получены при создании в канале разряда больших плотностей выделяющейся энергии. В этом направлении представляет интерес капиллярный искровой разряд^{31, 32, 50}, а также использование для ограничения канала собственного магнитного поля разрядного тока.

В отношении капиллярного искрового разряда необходимо дальнейшее исследование предельных возможностей этого типа разряда с точки зрения получения высоких яркостей, изучение влияния материала стенок капилляра на температуру канала разряда, а также усовершенствование эксплуатационных характеристик капиллярных источников света.

Ограничение канала искрового разряда собственным магнитным полем тока (пинч-эффект) в газах при высоком давлении наблюдалось в работах^{44, 98}. Следует ожидать, что в этих условиях в канале искрового разряда могут быть осуществлены весьма большие температуры и яркости. Однако до настоящего времени этот вопрос почти не изучался*). Не все возможности для повышения температуры и яркости изучены и в случае использования ударных волн. В частности, представляет интерес изучение яркостей, возникающих при отражении ударной волны от преграды, при столкновении ударных волн^{41, 53, 98, 99}. Согласно теоретическим оценкам в этих случаях можно получить температуры порядка 10^9°K ¹⁰⁰.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Post, Rev. Mod. Phys. **28**, 338 (1956); русский перевод УФН **61**, 491 (1957).
2. W. Finkelnburg, Kontinuierliche Spektren, Berlin, 1938.
3. A. Unsöld, Ann. Phys. **33**, 607 (1938).
4. G. Glaser, Optik **7**, 33 (1950).
5. H. F. Talbot, Phil. Mag. **3**, 73 (1852).
6. Н. М. Гегечкори, ЖЭТФ **21**, 493 (1951).
7. Р. С. Вульфсон и И. Ш. Либин, ЖЭТФ **21**, 510 (1951).
8. М. П. Ванюков, А. Ф. Добрецов, В. И. Исаенко и А. А. Мак, Светотехника, № 4, стр. 9 (1958).
9. H. Fischer, J. Opt. Soc. Amer. **43**, 394 (1953).
10. C. V. Boys, Nature **47**, 415 (1893).
11. F. Früngel, Optik **3**, 128 (1948).
12. L. S. G. Kovasznay, Rev. Sci. Instr. **20**, 696 (1949).
13. P. Fayolle and P. Naslin, J. Soc. Mot. Pièt. Engrs. **60**, 603 (1953).
14. F. Früngel, Zeits. angew. Phys. **6**, 183 (1954).
15. H. Fischer, J. Opt. Soc. Amer. **47**, 981 (1957).
16. H. Fischer, Physik. Verhandlung. **6**, 177 (1955).
17. J. D. Craggs and J. M. Meek, Proc. Roy. Soc. **186**, A, 241 (1946).
18. J. W. Beams, A. R. Bulthaup, A. C. Lepesley, J. H. Mc Queen, L. B. Shedd and W. D. Whitehead, J. Opt. Soc. Amer. **37**, 868 (1947).
19. J. A. Fitzpatrick, J. C. Hubbard and W. J. Thaler, J. Appl. Phys. **21**, 1268 (1950).
20. Б. С. Комельков и Г. Н. Аревов, ДАН СССР **110**, 559 (1956).
21. S. Magun and S. Woerner, Zeits. angew. Phys. **10**, 41 (1958).
22. М. П. Ванюков, А. А. Мак, Н. В. Паразинская, Опт. и спектр. **1**, 642 (1956).
23. М. П. Ванюков и А. А. Мак, ДАН СССР (1958), в печати.
24. И. Ш. Модель, ЖЭТФ **32**, 714 (1957).

*). В. С. Комельков и Д. С. Парфенов⁴⁴ для случая разряда в воздухе при атмосферном давлении приводят для температуры канала значение, равное 33 эв. ($T \approx 250\ 000^{\circ}\text{K}$).

25. J. A. Anderson, *Astrophys. J.* **75**, 394 (1932).
26. Ф. А. Чарная, *Опт. и спектр.* **4**, 725 (1958).
27. H. E. Petschek, R. H. Rose, H. S. Glick, A. Kane and A. Kantrowitz, *J. Appl. Phys.* **26**, 83 (1955); русский перевод «Вопросы ракетной техники», № 1 (31), 37 (1956).
28. J. A. Anderson and S. Smith, *Astrophys. J.* **64**, 295 (1926).
29. Н. Н. Огурцова и И. В. Подмошенский, *Опт. и спектр.* **4**, 539 (1958).
30. М. П. Ваников, В. И. Исаенко и Л. Д. Хазов, *ЖЭТФ* **25**, 1248 (1955).
31. М. П. Ваников, А. А. Маки М. Я. Урес, *Опт. и спектр.* **4**, 90 (1958).
32. А. А. Мак, *ДАН СССР* (1958), в печати.
33. W. Weizel und R. Rompe, *Theorie elektrischer Lichtbögen und Funken*, Leipzig, 1949.
34. W. Weizel und R. Rompe, *Ann. Phys.* **1**, 285 (1947).
35. Н. Н. Соболев, *ЖЭТФ* **13**, 137 (1943).
36. С. Л. Мандельштам и Н. К. Суходрев, *ЖЭТФ* **24**, 701 (1953).
37. С. Л. Мандельштам и Н. К. Суходрев, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **19**, 11 (1955).
38. Л. А. Вайнштейн, М. А. Леонович, Л. П. Маявкин и С. Л. Мандельштам, *ЖЭТФ* **24**, 326 (1953).
39. С. Л. Мандельштам и И. П. Тиндо, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **19**, 60 (1955).
40. А. А. Бабушкин, *ЖЭТФ* **14**, 279 (1944).
41. G. Glaser, *Z. Naturforsch.* **6a**, 706 (1951).
42. L. Huldt, *Spectrochim. Acta* **7**, 264 (1955).
43. J. van Calker und H. Vlaunisch, *Zeits. Naturforsch.* **11a**, 612 (1956).
44. В. С. Комельков и Д. С. Парфенов, *ДАН СССР* **111**, 1215 (1956).
45. Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, ИЛ, М., 1957.
46. К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин и Ф. А. Чарная, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **19**, 61 (1955).
47. И. С. Абрамсон и Н. М. Гегечкори, *ЖЭТФ* **21**, 484 (1951).
48. Ф. А. Чарная, *Опт. и спектр.* **1**, 857 (1956).
49. H. Fischer, *Tele-Tech and Electronic Industries*, № 5, 15 (1956).
50. H. Edgerton and P. Sathorn, *Rev. Sci. Instrum.* **27**, 821 (1956).
51. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **32**, 1126 (1957).
52. Ю. П. Райзэр, *ЖЭТФ* **33**, 101 (1957).
53. Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзэр, *УФН* **63** (1957).
54. М. П. Ваников и Л. Д. Хазов, *ДАН СССР* **42**, 523 (1953).
55. Г. Долгов и С. Л. Мандельштам, *ЖЭТФ* **24**, 691 (1953).
56. G. Glaser und D. Sautter, *Zeits. f. Phys.* **143**, 44 (1955).
57. И. С. Абрамсон и И. С. Маршак, *ЖТФ* **12**, 632 (1942).
58. И. С. Маршак, *ЖЭТФ* **16**, 703 (1946).
59. М. П. Ваников, *ЖТФ* **16**, 889 (1946).
60. А. А. Бабушкин, *ЖЭТФ* **14**, 156 (1944).
61. А. А. Бабушкин, *ЖЭТФ* **14**, 184 (1944).
62. O. Hahn und W. Finkelnburg, *Zeits. f. Phys.* **122**, 36 (1944).
63. H. Greiner, *Naturwiss* **40**, 238 (1953).
64. K. Weltner, *Zeits. f. Phys.* **136**, 631 (1954).
65. G. Mierdel, *Handbuch der Experimentalphysik* **13**, т. 3, 282, 1929, Leipzig.
66. F. Merrill and A. Hippel, *J. Appl. Phys.* **10**, 873 (1939).
67. F. Merrill and A. Hippel, *J. Appl. Phys.* **21**, 1269 (1950).
68. E. Hueter und H. Parren, *Elektrotechn. Zeits.* **74**, 15 (1953).
69. C. Meyer, *Umschan* **55**, 175 (1955).
70. E. Fünfer, *Zeits. angew. Phys.* **1**, 295 (1949).
71. H. Schardin und E. Fünfer, *Zeits. angew. Phys.* **4**, 185 (1952); H. Schardin und E. Fünfer, *Zeits. angew. Phys.* **4**, 224 (1952); русский перевод «Вопросы ракетной техники» № 3 (15), 89 (1953).
72. H. Lucy und R. Schade, *Zeits. angew. Phys.* **6**, 253 (1954).
73. H. Lucy und R. Schade, *Actes 2-ème Congrès intern. photogr. et cinematogr. ultra-rapides*, Paris. Dunod., 1956.
74. E. P. Tawil, *Proc. Third. Intern. Congress on High-Speed Photography*, London 1957.
75. R. Aumont et B. Vodar, *Actes du 2-ème Congrès intern. photogr. et cinematogr. ultra-rapides*, Paris. Dunod., 1956.
76. G. Singer and A. Crosse, *Phil. Mag.* **46**, 161 (1845).
77. Н. Н. Соболев, *ЖЭТФ* **17**, 986 (1947).
78. С. В. Лебедев и С. Э. Хайкин, *ЖЭТФ* **26**, 629 (1954).
79. С. В. Лебедев и С. Э. Хайкин, *ЖЭТФ* **26**, 721 (1954).
80. W. H. Conn, *Zeits. angew. Phys.* **7**, 539 (1955).

81. И. Р. Кварцхава, А. А. Плютто, А. А. Чернов и В. В. Бондаренко, ЖЭТФ **30**, 42 (1956).
82. И. Ф. Кварцхава, ЖЭТФ **30**, 621 (1956).
83. И. Ф. Кварцхава, В. В. Бондаренко, Р. Д. Меладзе и К. В. Сулидзе, ЖЭТФ **31**, 737 (1956).
84. С. В. Лебедев, ЖЭТФ **32**, 199 (1957).
85. W. Müller, Zeits. f. Phys. **149**, 397 (1957).
86. W. M. Conn, Naturwiss. **45**, 6 (1958).
87. E. Fünfer, M. Keilhacker und G. Lehner, Zeits. angew. Phys. **10**, 157 (1958).
88. R. Heine-Geldern, E. M. Pugh and S. Foner, Phys. Rev. **79**, 230 (1950).
89. G. K. Oster and R. H. Marcus, J. Chem. Phys. **27**, 189 (1957).
90. M. Vaudet, Ann. de Phys. **9**, 645 (1938).
91. W. M. Conn, J. Opt. Soc. Amer. **41**, 445 (1951).
92. A. Michel-Levy A. and H. Muraour, C. r. Acad. sci. **204**, 576 (1937).
93. H. Muraour, Chimie et industrie **47**, 3 (1942).
94. H. Muraour, A. Michel-Levy and E. Vassy, Rev. optique **20**, 161 (1942).
95. P. M. Fye, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **55**, 414 (1950).
96. C. H. Winning and H. E. Edgerton, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **59**, 178 (1952).
97. R. G. S. Sewell, L. N. Cosner, H. W. Wedaa and R. Gallup, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **66**, 21 (1957).
98. J. A. Allen and J. D. Craggs, Brit. J. Appl. Phys. **5**, 446 (1954).
99. О. Прайнинг, УФН **55**, 595 (1955).
100. E. Sänger, Zeits. Naturforsch. **6a**, 302 (1951).