

с большой скоростью и энергией и выбивают из него дополнительные электроны. Последние в свою очередь, проходя через разрядный промежуток к аноду, ускоряются настолько, что начинают ионизовать встречные нейтральные молекулы (эта ударная ионизация подробнее будет рассмотрена в следующем параграфе). В результате этих процессов в газе создаются дополнительные ионы, равновесная концентрация последних *и* возрастает, плотность тока *j* увеличивается по сравнению с током насыщения.

Однако если убрать внешний источник, то прекратятся и первичные ( $\alpha=0$ ) и вторичные процессы ионизации и спустя короткий промежуток времени (пока все имеющиеся и создающиеся ионы не дойдут до электродов) ток уменьшится до нуля. Поэтому такой разряд называется несамостоятельным.

## § 26. Типы газовых разрядов

Самостоятельный называется такой разряд, для поддержания которого нет необходимости в постороннем источнике, непрерывно ионизующем газ. В этом случае ток, проходящий через разрядный промежуток, сам создает новые ионы, компенсирующие непрерывную убыль ионов, разряжающихся на электродах. Процессы возникновения новых ионов как в самом газе, так и на электродах весьма многообразны и недостаточно полно изучены даже к настоящему времени. Наиболее важным из них является процесс ударной ионизации нейтральных молекул газа ионами, уско-  
ряемыми внешним электрическим полем в разрядном промежутке.

Обозначим напряжение, поданное на разрядный промежуток, через *U*, а расстояние между электродами — через *L*. Тогда напряженность электрического поля в газе равна

$$E = \frac{U}{L}. \quad (26.1)$$

На расстоянии, равном длине свободного пробега *l*, падение напряжения

$$U_l = El = U \frac{l}{L} \quad (26.2)$$

составляет лишь некоторую долю полного падения напряжения *U*. Кинетическая энергия, приобретенная ионом с зарядом *e*, на длине свободного пробега равна

$$\epsilon_{\text{кин}} = eU_l = \frac{eUl}{L}. \quad (26.3)$$

Абсолютные концентрации ионов в разрядном промежутке, как правило, невелики и во много раз меньше концентрации нейтральных молекул. Поэтому в конце свободного пробега ион практически всегда сталкивается с нейтральной молекулой и передает

ей часть накопленной им кинетической энергии  $\varepsilon_{\text{кин}}$ . Пока величина  $U_t$  не превышает примерно 1 вольта, соударения ионов с молекулами являются упругими. Поскольку массы ионов в газе близки к массам нейтральных молекул, то по законам соударения упругих шаров (см. том I, глава II) почти вся кинетическая энергия (26.3) иона передается им той молекуле, с которой он сталкивается. На каждой следующей длине свободного пробега ион вновь ускоряется, накапливает кинетическую энергию  $\varepsilon_{\text{кин}}$  и отдает ее при столкновении следующей молекуле газа. Нейтральные молекулы, получившие эту энергию, отдают ее при последующих столкновениях другим молекулам, и газ при прохождении через него электрического тока нагревается.

С возрастанием величины  $U_t$  кинетическая энергия иона в конце его свободного пробега становится достаточной для «деформации» нейтральных молекул и перевода их в «возбужденное состояние». Механизм возбуждения атомов и молекул состоит в том, что какой-либо из внутренних электронов, получив добавочную энергию, переходит на новую орбиту, более удаленную от ядра. Обратный переход возбужденной молекулы в исходное состояние происходит по большей части почти мгновенно, с уносом излишка энергии, испускаемой световой частицей — фотоном. Следовательно, часть кинетической энергии ионов будет превращаться в энергию излучения, испускаемого газом. Таков механизм возникновения свечения в газе, сквозь который проходит электрический ток (газосветные трубы, полярные сияния и т. д.). Возбужденные молекулы могут также разрываться на атомы и радикалы, что дает начало различным химическим реакциям, сопровождающим газовый разряд (образование озона, окислов азота и т. д.).

При  $U_t$  порядка 10—30 вольт (в зависимости от рода газа) энергия иона в конце свободного пробега становится достаточной для вырываания электронов из молекул, с которыми сталкивается ион. При этом нейтральная молекула превращается в положительный ион, а оторванный электрон может присоединиться к другой нейтральной молекуле, образуя отрицательный ион. Эти новые ионы и электроны в свою очередь также разгоняются электрическим полем и могут производить дальнейшую ударную ионизацию нейтральных молекул.

В соударениях, сопровождающихся ионизацией или возбуждением молекул, часть кинетической энергии ударяющего иона переходит в энергию «деформации» молекул, и удар будет «неупругим». Применяя законы сохранения количества движения и энергии (том I, глава II) к такому удару, можно показать, что необходимая кинетическая энергия ударяющего иона  $\varepsilon_{\text{кин}}$  должна в несколько раз превышать минимальную энергию  $\Delta\varepsilon_{\text{мин}}$  ионизации или (соответственно) возбуждения нейтральной молекулы.

Возвращаясь к соотношению (26.2), мы видим, что падение потенциала на длине свободного пробега  $U_t$  зависит не только от приложенного градиента потенциала  $U/L$ , но и от длины свободного пробега  $l$ . Последняя в свою очередь зависит от давления газа  $p$  и, как показано в томе I, глава VII (за исключением области, в которой  $l \approx L$ ), обратно пропорциональна давлению:

$$l \sim \frac{1}{p}. \quad (26.4)$$

Следовательно,

$$\varepsilon_{\text{кин}} \sim U_t \sim \frac{U}{Lp}, \quad (26.5)$$

и условия возникновения ударной ионизации в газе облегчаются при понижении давления, т. е. при разрежении газа.

Процессы возникновения новых ионов при разряде могут происходить не только в объеме газа, но и на электродах. Электроны, а в некоторых случаях и ионы могут вырываться из металлических электродов в результате фотоэффекта, т. е. поглощения световых частиц — фотонов, возникающих в газе при разряде, как это описывалось выше. Вырывание электронов может происходить и при ударе об электроды подходящих к ним достаточно быстрых ионов или электронов (вторичная электронная эмиссия), вследствие разогрева и т. п.

Для пояснения влияния перечисленных выше факторов на прохождение электрического тока в газе рассмотрим результаты, полученные А. Г. Столетовым при изучении фотоэлектрического эффекта — вырывания светом электронов из металла. Мы будем толковать результаты опытов Столетова на основе современного представления о механизме фотоэффекта.

Схема опыта Столетова изображена на рис. 2.56. Одно из оснований цилиндрической камеры было закрыто прозрачной кварцевой пластинкой. Через это окошко пучок ультрафиолетовых лучей освещал металлическую пластинку, служившую вторым основанием, и вырывал из нее электроны. Пластинка  $K$  была присоединена к отрицательному полюсу батареи и являлась катодом. Анодом  $A$  служила помещенная внутри камеры металлическая сетка с широ-

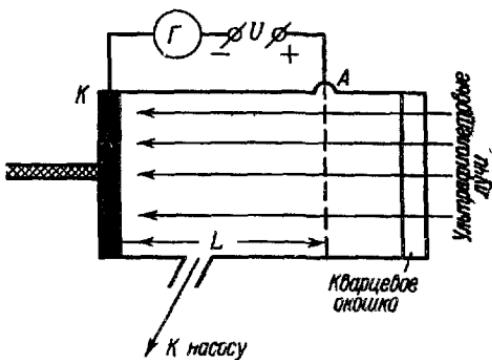


Рис. 2.56.

кими ячейками, пропускавшими свет. Под действием приложенной разности потенциалов  $U$  электроны двигались от катода к аноду через газ, заполнивший камеру. Гальванометр  $\Gamma$  измерял ток  $i$ , идущий в цепи. Через специальный отвод из камеры можно было откачивать воздух и менять его давление  $p$ . Расстояние между электродами  $L$  можно было варьировать с помощью микрометрического винта.

При постоянном значительном напряжении  $U$  Столетов наблюдал, что с уменьшением давления в камере ток в цепи сначала возрастал, достигал некоторого максимального значения  $i_{\max}$ , а затем снова падал до некоторой величины  $i_0$ , постоянной при низких давлениях. На рис. 2.57 приведены некоторые из кривых зависимости  $i$  от  $p$  при различных приложенных напряжениях  $U_1 > U_2 > U_3$ . Все эти кривые при низких давлениях сходились к тому же значению  $i_0$ . Величина давления  $p_{\max}$ , при которой наступал максимум тока, однако, была при этом различной. Меняя  $U$  и  $L$ , Столетов установил, что

$$\frac{U}{Lp_{\max}} = \text{const.} \quad (26.6)$$

Постоянство  $i_0$  связано с тем, что напряжения  $U_1$ ,  $U_2$  и  $U_3$  достаточно велики, чтобы в области вакуума все вырванные из пластиинки  $K$  электроны достигали анода и устанавливался ток насыщения. При впуске в камеру небольшого количества газа ток возрастил. Это показывает, что, кроме вырванных из катода электронов, при прохождении их через газ возникают новые ионы за счет ударной ионизации. При малых значениях напряжения  $U = U_3$ , ударной ионизации не происходит, так как даже при прохождении полной разности потенциалов энергия  $eU_3$ , приобретаемая электроном, недостаточна для такой ионизации молекул газа.

При больших напряжениях ударная ионизация возможна, и с ростом давления число образующихся вторичных ионов возрастает (левый участок кривых рис. 2.57 до максимума).

Однако с увеличением давления уменьшается длина свободного пробега электронов, падают накапливаемая на этом пути их кинетическая энергия и способность ионизовать газовые молекулы. При некотором давлении кинетическая энергия электрона станет меньше

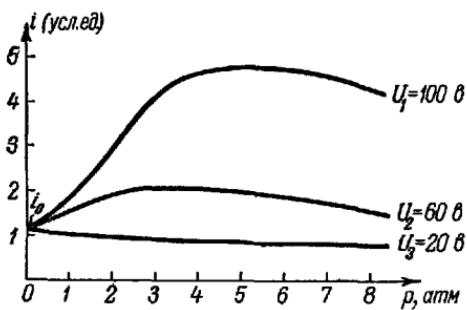


Рис. 2.57.

пределного значения, при котором еще возможна ионизация молекул данного газа, и с дальнейшим ростом давления ток начнет падать вследствие уменьшения подвижности первичных электронов и возвращения части их обратно на катод.

Сопоставляя (26.6) с (26.5), мы видим, что максимум тока в опытах Столетова соответствует некоторому вполне определенному значению средней кинетической энергии, приобретаемой электроном на длине свободного пробега в газе. Поскольку  $l$  есть средняя длина свободного пробега, а отдельные электроны проходят без столкновения в газе несколько различные  $l_i$ , как меньшие, так и большие  $l$ , то после достижения  $p_{\max}$  при дальнейшем росте давления явление ударной ионизации в газе не прекратится сразу, и разрядный ток  $i$  будет уменьшаться постепенно. Таким образом, в описанном опыте Столетова выявились все основные процессы, наблюдающиеся в газовом разряде: вырывание заряженных частиц из электродов, размножение ионов при ударной ионизации и зависимость этих процессов от напряженности поля и от давления.

Рассмотрим теперь, как протекают эти явления в основных типах газовых разрядов.

#### - а) Тлеющий разряд.

Приложим между электродами, впаянными в противоположные концы длинной стеклянной трубки (рис. 2.58), разность потенциалов в несколько тысяч вольт и будем откачивать воздух из этой трубки. При снижении давления до величины порядка 1 мм рт. ст. падение потенциала на длине свободного пробега возрастает настолько, что имеющиеся в небольшом количестве в воздухе свободные ионы, двигаясь к электродам и ударяясь о них, начнут выбивать новые электроны. Газовый промежуток начнет слабо проводить электрический ток; энергия ионов в конце свободного пробега будет еще недостаточной для ударной ионизации в газе. Столкнувшись с газовыми молекулами, электроны и ионы будут лишь возбуждать их электроны на более высокие уровни. Последние, возвращаясь затем в свои нормальные состояния, излучат избыток энергии в виде света. В результате газ начнет светиться, причем цвет свечения будет зависеть от химической природы газа.

Общее количество энергии, выделяющейся в газовом промежутке, невелико, и светящийся газ остается холодным. Газосветные трубы, наполненные разреженным гелием или неоном и светящиеся при прохождении через них слабого тока при высоком напряжении, широко применяются для различных уличных надписей и реклам.

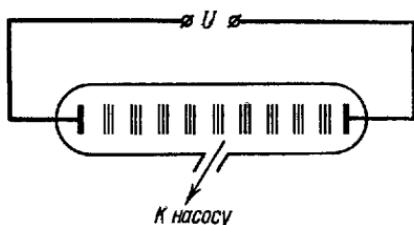


Рис. 2.58.

При дальнейшем понижении давления до величины порядка 0,01 мм рт. ст. тлеющий разряд разбивается на отдельные светящиеся столбики — страты (рис. 2.58). В газе возникает ударная ионизация, ток через газовый промежуток усиливается, но общее число ионов все же недостаточно для пробоя.

При еще больших разрежениях, порядка  $10^{-5}$  —  $10^{-6}$  мм рт. ст., ионы и электроны проходят через всю трубку, практически не сталкиваясь с молекулами, ток падает и свечение газа прекращается. Наблюдается лишь слабое зеленое свечение стенок стеклянной трубы в тех местах, где на нее попадает поток электронов.

б) Искровой разряд. При давлениях порядка атмосферного и выше длина свободного пробега электронов и ионов слишком мала и газы практически не проводят электрический ток. В них возможен лишь несамостоятельный разряд, описанный в предыдущем параграфе.

Однако при очень больших полях разность потенциалов  $U$ , на длине свободного пробега становится достаточной для начала ударной ионизации, которая осуществляется в основном электронами. По причинам, которые будут выяснены в III томе, электроны в газе имеют значительно большую длину свободного пробега, чем ионы. Следовательно, проходя при этом большую разность потенциалов, электроны приобретают большую энергию, чем ионы, что и объясняет особую роль первых в механизме ударной ионизации.

Электрон с достаточно большой кинетической энергией при встрече с нейтральной молекулой ионизует ее. В сильных электрических полях оба электрона (первичный и вторичный) вновь разгоняются, практически не прилипая к нейтральным молекулам и не образуя тяжелых отрицательных ионов. Эти два электрона, приобретая энергию в электрическом поле, ионизуют еще две встречные молекулы и т. д. Таким образом, через газовый промежуток к аноду будет двигаться со скоростью порядка  $10^8$  м/сек все нарастающая в числе «лавина» электронов. Остающиеся на ее пути положительные ионы вследствие своей большой массы и относительно низкой подвижности практически не успевают заметно изменить своих положений и лишь образуют положительный объемный заряд, искажающий поле между электродами.

Наличие электронной лавины само по себе еще не приводит к пробою газа. Оно лишь является причиной возрастания тока с увеличением напряженности поля и расстояния между электродами  $L$  (рис. 2.57). Для наступления пробоя каждая лавина должна стать источником появления в газе новых электронов, являющихся родоначальниками новых лавин. Эти новые электроны могут возникать за счет различных вторичных процессов в объеме газа или должны вырываться из катода.

Оставшиеся после прохождения электронной лавины положительные ионы движутся к катоду, сталкиваясь с нейтральными молекулами и ускоряясь электрическим полем. Подходя к катоду, эти ионы разряжаются и тем самым замыкают ток во внешней цепи. При достаточно большой напряженности поля положительные ионы, ударяясь о катод, начинают вырывать из него свободные электроны, становящиеся родоначальниками новых лавин. Исходя из этих представлений, Таунсенд и Роговский развили теорию электрического разряда, позволившую довольно удовлетворительно оценить критическую напряженность электрического поля  $E_{kp}$ , необходимую для наступления пробоя в газе.

По достижении критической напряженности  $E_{kp}$  картина происходящих в газе процессов усложняется и уже не поддается точному расчету.

Объемные ионные заряды сильно искажают электрическое поле и создают местные флуктуации его напряженности. При ионизации атомов может происходить вырывание электронов из глубоко лежащих внутренних оболочек. При перескоке внешних электронов атома на эти освободившиеся места испускаются ультрафиолетовые и рентгеновы лучи, которые могут производить дополнительную ионизацию в объеме газа и создавать новые электронные лавины.

В результате электронные лавины концентрируются в узком канале сильно ионизованного газа, и этот канал, называемый стриммером, начинает очень быстро, со скоростью порядка  $10^6 \text{ м/сек}$ , продвигаться от анода, где концентрация электронных лавин наибольшая, к катоду. Доходя до катода, стриммер замыкает цепь, и между электродами проскаивает искра.

Искра представляет собой тонкий ветвистый шнур сильно ионизованного газа. Благодаря высокой электропроводности канала искры через него проходит очень сильный ток, обычно полностью разряжающий источник приложенного высокого напряжения. В этом канале происходит интенсивное выделение энергии, получаемой электронами и ионами от электрического поля, газ разогревается до очень высоких температур и ярко светится. Резкое повышение давления, сопровождающее разогрев газа, создает ударные и звуковые волны. Таков, в частности, механизм образования атмосферных разрядов — молнии и сопровождающего ее грома.

Для осуществления искрового разряда в воздухе при атмосферном давлении и нормальной влажности необходимы электрические поля напряженностью порядка  $3000 \text{ кв/м}$ . Попадая в область более низких напряжений, электронная лавина перестает размножаться, ионы разных знаков рекомбинируют друг с другом, и разряд затухает. Такие условия осуществляются, например, у поверхности острия, поддерживаемого при высоком потенциале. В непосредственной близости от острия, как это показано на рис. 2.59,

напряженность электрического поля весьма велика и возникает область ударной ионизации. По мере удаления от острия напряженность поля падает, и разряд не доходит до второго электрода. В результате возбуждения молекул газа электронным ударом вокруг острия возникает светящаяся «корона» (коронный разряд).

Высокая температура и давление обусловливают мощное механическое воздействие искрового разряда. С помощью искры можно, например, проплавлять отверстия. На этом принципе основан электроискровой метод обработки металлов. С помощью электрической искры можно в закаленной стали «сверлить» строго калибранные отверстия диаметром до 0,05 мм, обрабатывать сверхтвёрдые сплавы, проделывать в металле винтовые каналы и т. д.

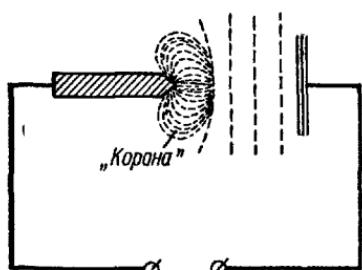


Рис. 259.

Мощный искровой разряд в воде позволяет дробить на мельчайшие частички самые твердые материалы.

При очень сильных токах в газе или при весьма высокой температуре значительная доля молекул газа (вплоть до 100%) ионизуется и газ превращается в систему быстро движущихся положительных ионов и электронов. Такое состояние газа называется плазмой. Электропроводность плазмы чрезвычайно велика, так

как все частицы, входящие в плазму, заряжены (многие ионы — многократно) и обладают подвижностью.

Недра звезд и в том числе Солнца, обладающие температурой в десятки миллионов градусов, представляют собой плазму.

В настоящее время ученым удалось получить при мощном электрическом разряде плазму с температурой порядка нескольких миллионов градусов. Это исключительно высокая температура, в сотни раз превышающая ту, которую удавалось до сих пор получить в лабораторных условиях. Целью этих исследований является создание управляемой термоядерной реакции, достичь которой еще не удалось. К этому мы вернемся еще в III томе.

в) Дуговой разряд. Создав огромную для своего времени гальваническую батарею, В. В. Петров в 1802 г. обнаружил, что при разведении друг от друга угольных электродов, через которые шел ток, цепь не разрывалась и между электродами возникало ослепительное пламя электрической дуги. В этом пламени можно плавить металлы и использовать его для освещения.

Высокая температура в электрической дуге создает сильно ионизованный воздушный промежуток, проводящий электрический ток. Благодаря низкому сопротивлению этого промежутка величина напряжения на дуге не превышает 50—80 в.

Механизм процессов, протекающих в электрической дуге, очень сложен. Лишь спустя сто лет, в 1902 г., В. Ф. Миткевич показал, что образование и поддержание дугового разряда обусловлено термоэлектронной эмиссией из раскаленного ударами ионов катода.

При прохождении дугового разряда угольные электроды сгорают и на аноде образуется выгорев-

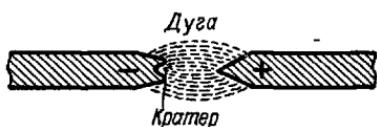


Рис. 2.60.

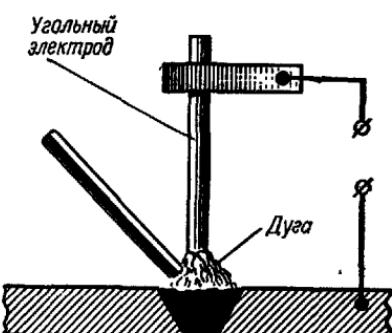


Рис. 2.61.

шая впадина — кратер (рис. 2.60). При атмосферном давлении температура кратера электрической дуги в воздухе имеет порядок  $4000^{\circ}$ , а с повышением давления может быть доведена до  $10\,000^{\circ}$ .

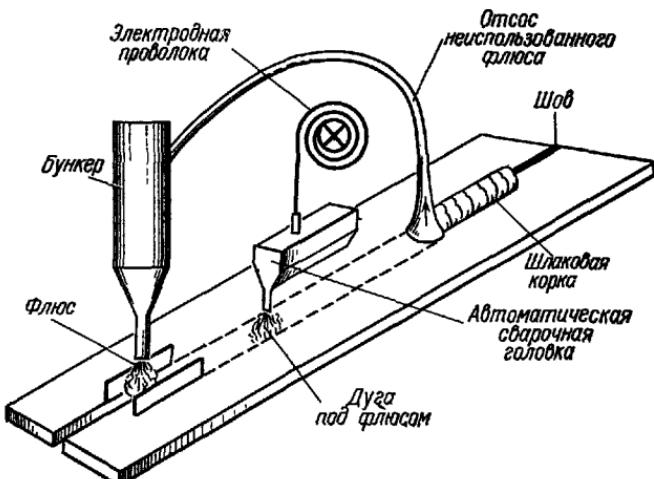


Рис. 2.62.

Идея Петрова об использовании электрической дуги для плавления металлов была разработана в 1881 г. Н. Н. Бенардосом, создавшим электросварку (рис. 2.61). В 1890 г. Н. Г. Славянов заменил угольный электрод металлическим, который создавал дугу и сам плавился, сваривая металлические швы. Советский ученый Е. О. Патон создал специальные электросварочные головки (рис. 2.62)

и машины, автоматизировавшие процесс электросварки. Недавно украинский ученый К. К. Хренов разработал методы электросварки под водой. При высокой температуре дуги вода испаряется, и дуга проходит в своеобразном газовом пузыре над свариваемой деталью (рис. 2.63).

При пониженных давлениях ионизованный газ в дуге остается холодным, как в случае тлеющего разряда. Такая холодная дуга горит в парах ртути над поверхностью жидкой ртути в ртутных выпрямителях и кварцевых лампах.

Идея Петрова о применении дуги для освещения была практически осуществлена

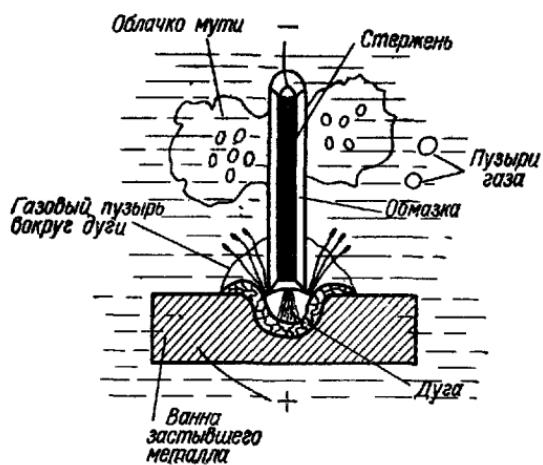


Рис. 2.63.

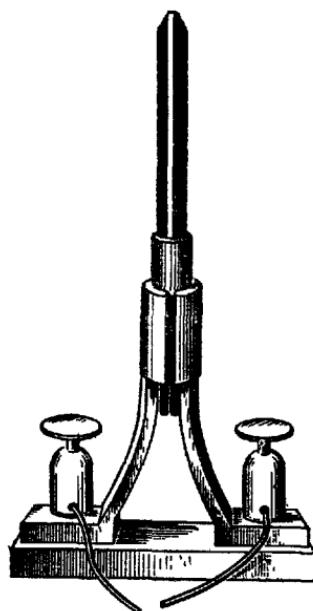


Рис. 2.64.

в 1876 г. П. Н. Яблочковым. Непрерывное сгорание угольных электродов требовало создания специальных часовых механизмов для безостановочного сближения углей. В свече Яблочкова, изображенной на рис. 2.64, это затруднение преодолено исключительно простым и остроумным способом. Угольные электроды расположены параллельно друг другу и отделены легко плавящейся каолиновой прокладкой. Дуга, образующаяся между концами угольных стержней, по мере сгорания их выплавляет каолиновую прокладку и обнажает следующий слой угля. Свеча Яблочкова явилась первым электрическим источником света. В дальнейшем ее вытеснила лампа накаливания. Однако в наиболее мощных прожекторах в качестве источника света по-прежнему служит электрическая дуга.