

УДК 537.523

МОДЕЛЬ РАСШИРЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПЛОТНОМ ГАЗЕ С УЧЁТОМ ЭЛЕКТРОННОЙ И ЛУЧИСТОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЕЙ.

I. МЕХАНИЗМ РАСШИРЕНИЯ

У. Юсупалиев¹

С помощью ионизационного датчика установлено, что под воздействием УФ-излучения сильноточного импульсного электрического разряда в газе (воздухе, азоте, ксеноне и криптоне) при атмосферном давлении на расстоянии $\sim 1.2 - 2.5$ см от его границы образуется слабоионизованная плазма со степенью ионизации больше, чем 10^{-6} . Показано, что структура такого разряда состоит, помимо разрядного канала, плотной оболочки и ударной волны, также из области слабоионизованного и возбужденного газа перед фронтом ударной волны. Механизмом расширения разряда по плотному газу является ионизация и нагрев вовлекаемого в разряд газа в результате поглощения потока энергии УФ-излучения разрядного канала и потока тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности из разрядного канала в оболочку разряда.

Ключевые слова: разряд в плотном газе.

Введение. В работе [1] при помощи интерферометра Рождественского определено распределение плотности и температуры газа по сечению импульсного электрического

¹e-mail: nesu@msu.ru

разряда в воздухе при атмосферном давлении, т.е. исследована его структура. Показано, что такой разряд состоит из разрядного канала, плотной оболочки и ударной волны (УВ). Несмотря на давнюю историю исследования такого разряда [1–10], механизм его расширения по плотному газу исследован недостаточно подробно. Так, в [7, 8] предполагалось, что вероятным механизмом расширения является нагрев вовлекаемого в разряд газа излучением самого разрядного канала. На основе указанного механизма расширения разряда в [7] оценена средняя скорость расширения разрядного канала V_d , величина которой не согласуется с опытными данными.

Воздействие УФ-излучения разрядного канала на газ, находящийся перед фронтом УВ, изучалось в работе [10]. В ней проводилось измерение средней концентрации электронов N_e (по лучу зрения) перед фронтом УВ методом поглощения СВЧ излучения при электрическом взрыве проволочек в атмосферном воздухе. Было показано, что перед фронтом УВ измеренная величина N_e составила $\sim 10^{11}$ см⁻³. Высказано предположение, что ионизация газа перед фронтом УВ вызвана УФ-излучением взрывающейся проволочки.

Заметим, что фотоионизацию окружающего электрическую искру газа её УФ-излучением экспериментально показал еще Петер [11]. Исследуя электронные лавины в камере Вильсона, образующиеся вдоль пути УФ-лучей, испускаемых искровым разрядом в воздухе при атмосферном давлении, он обнаружил фотоионизацию во всех исследованных газах кроме водорода.

Вследствие недостаточной изученности механизма расширения мощного импульсного разряда в плотном газе до сих пор не удалось получить формулы для радиуса разрядного канала $R(t)$, скорости его расширения V_d и его температуры, которые согласовывались бы с экспериментальными данными [6–9]. Знание этих параметров крайне необходимо для решения ряда прикладных задач. В связи с этим целью данной работы является исследование механизма расширения указанного разряда и его структуры.

1. Экспериментальная установка. Для исследования ионизации газа, находящегося перед фронтом УВ импульсного электрического разряда, была изготовлена разрядная камера, представляющая собой цилиндр (диаметром 400 мм и длиной 480 мм), изготовленный из оргстекла, в боковую поверхность которого были вклеены четыре иллюминатора (диаметрами 80, 200, 180 и 60 мм). Камера имела систему откачки газа и напуска рабочего газа. В качестве рабочего газа разряда были выбраны воздух, азот, ксенон и криптон. Импульсный разряд в газе при давлении 10^5 Па инициировался с помощью электрического взрыва металлических проволочек. Эксперименты проводи-

лись на установке, представляющей собой разрядный контур с емкостным накопителем электрической энергии. Установка имела батарею конденсаторов емкостью $C = 30$ мкФ, которая заряжалась до напряжения $U_0 = 10 - 25$ кВ, после чего через вакуумные разрядники коммутировалась на разрядный промежуток. Проводились измерения радиусов разрядного канала $R_C(t)$ и фронта УВ $R_{SW}(t)$, методы измерения которых подробно изложены в [6].

Для измерения концентрации электронов N_e в газе перед фронтом УВ, возникающих под действием УФ-излучения импульсного разряда, использовался ионизационный датчик, представляющий собой плоский конденсатор ($3 \times 1 \times 1$ мм), имеющий с двух противоположных сторон входные окна из фтористого лития (LiF) толщиной 1 мм. Эти окна позволили исключить влияние УВ от разряда на показания датчика и таким образом выделить только ионизирующее действие УФ-излучения разряда. Для заполнения рабочим газом объема ионизационного датчика одна из обкладок имела отверстие диаметром 2 мм. Электрическая схема снятия напряжения с ионизационного датчика была аналогична схеме, приведенной в работе [12], в которой изучалась ионизация воздуха УФ-излучением лазерной искры. Методика определения величины N_e приведена в этой же работе. Выбор указанных газов в качестве рабочих связан с тем обстоятельством, что в полосу прозрачности LiF ($\lambda \geq 105$ нм) попадают резонансные спектральные линии атомов O (130.5 нм), N (120 нм; 113.4 нм), Xe (147 нм; 129.6 нм) и Kr (123.6 нм; 116.5 нм) [13, 14].

Для получения пространственного распределения концентрации электронов от одного электрического взрыва проволоочки было изготовлено четыре ионизационных датчика, сигналы с которых подавались на входы двух запоминающих осциллографов. При исследовании ионизации азота, ксенона и криптона указанные датчики помещались внутрь разрядной камеры и электрические выводы от них выводились через герметичные разъемы. Ионизационные датчики помещались на различные расстояния r от оси симметрии импульсного разряда.

2. Экспериментальные результаты.

Ионизация окружающего разряд газа УФ-излучением разряда. На рис. 1 приведена зависимость концентрации электронов N_e от расстояния r в момент времени $t \approx 5.8$ мкс для разряда в воздухе. На расстоянии 1.5–2.5 см от фронта УВ величина N_e составляет $\sim 10^{11}$ см $^{-3}$ и с увеличением расстояния она уменьшается. Для разряда в инертных газах при тех же условиях измерение величины N_e показало, что она изменяется в интервале $10^{11} - 10^{12}$ см $^{-3}$. Из приведенных опытных данных следует два вывода: истинная

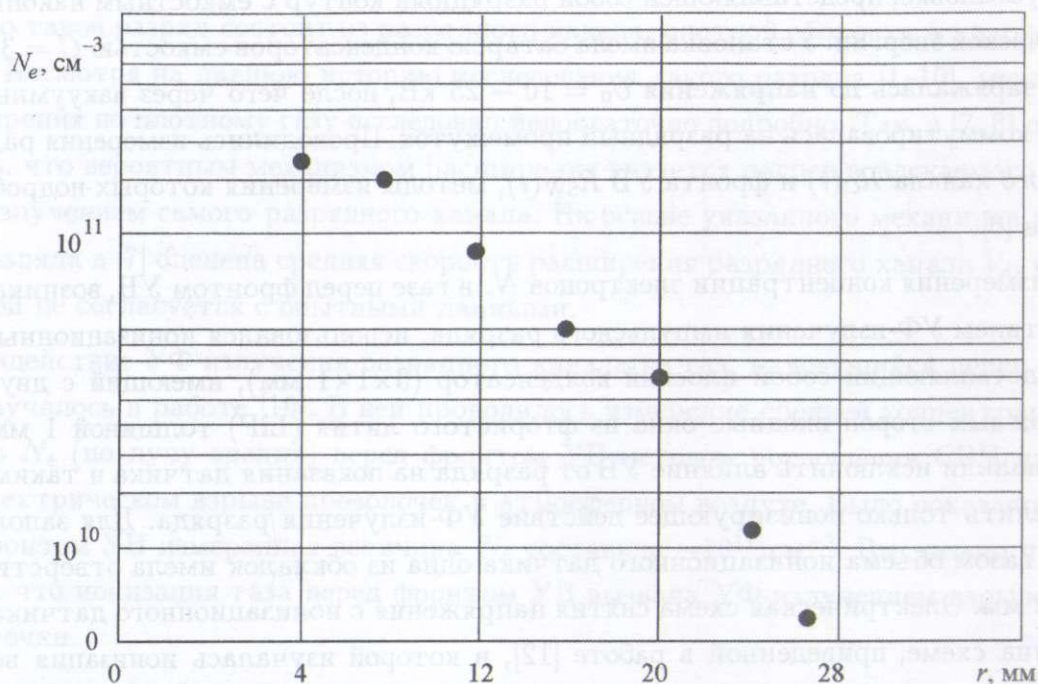


Рис. 1. Радиальное распределение концентрации электронов N_e в воздухе, находящемся перед фронтом ударной волны импульсного электрического разряда в момент времени $t \approx 5.8$ мкс после начала развития разряда для следующего режима: $U_0 = 20$ кВ; длина разрядного промежутка $l_0 = 0.2$ м. Разряд инициировался электрическим взрывом алюминиевых проволок диаметром 0.3 мм. Радиус фронта ударной волны при $t \approx 5.8$ мкс $R_{SW} \approx 6$ мм.

величина концентрации электронов N_e , возникающих в окружающем разряд газе под действием УФ-излучения разряда, больше чем 10^{11} см⁻³; наблюдаемая на опыте ионизация атомов осуществляется ступенчатыми процессами. Указанные выводы связаны с полосой прозрачности фтористого лития. Действительно, коротковолновая граница прозрачности исследованных одноатомных газов $\lambda_{гр}$ меньше, чем соответствующая величина для фтористого лития (105 нм), кроме воздуха ($\lambda_{гр} = 186$ нм [15]). Согласно [14], $\lambda_{гр} = 102.3$; 88.6 для ксенона, криптона, соответственно. Следовательно, фотоны излучения разрядного канала с длинами волн λ , попадающими в спектральный интервал $\lambda_{гр} \leq \lambda < 105$ нм, сильно поглощаются окном из LiF и не участвуют в ионизации газа внутри датчика: через такие окна проходят фотоны с энергиями $h\nu$ меньше первого потенциала ионизации атома I_1 выбранных газов (h – постоянная Планка, ν – частота излучения фотона). Тогда, согласно [14, 16], ионизация атомов осуществляется ступенчатыми процессами: сначала атом поглощает излучение (например, резонансное)

и возбуждается, затем возбужденный атом, поглощая фотон с энергией $h\nu = I_1 - E^*$, ионизуется или происходят несколько ступенчатых процессов с поглощением фотонов с энергиями $h\nu \ll I_1$ (где E^* – энергия возбужденного уровня атома).

Таким образом, ионизация газа УФ-излучением разрядного канала происходит не только в оболочке разряда и за фронтом УВ, но и в области газа, находящегося перед фронтом УВ, на расстоянии нескольких сантиметров от этого фронта.

3. *Процесс формирования структуры разряда в газе.* После электрического пробоя газа в разрядном промежутке начинает развиваться основной разряд. При этом, как показывает опыт [6, 8], вводимая в разряд мощность $P(t)$ практически прямо пропорциональна времени t . Это приводит к росту температуры разряда. Нагрев плазмы в разряде сопровождается её выдавливанием из центральной области разряда к периферии. Это приводит к появлению течения плазмы (в радиальном направлении) из центральной горячей зоны разряда к его периферийным зонам. Следствием этого является уменьшение плотности плазмы в центральной области разряда и её рост в его периферийной области, что приводит к образованию у разряда плотной оболочки. В результате джоулева нагрева плазмы в разряде устанавливаются радиальные распределения температуры, плотности и скорости плазмы: по мере удаления от оси разряда температура снижается; плотность повышается и скорость плазмы в радиальном направлении увеличивается. Так формируется структура импульсного разряда: центральная зона – разрядный канал с высокой температурой (низкой плотностью) и периферийная зона – оболочка с низкой температурой (высокой плотностью). При дальнейшем увеличении вводимой в разряд мощности происходит дальнейшее повышение температуры разрядного канала T_C . Поскольку по мере удаления от оси разряда температура T_C снижается, то последующие звуковые возмущения, генерируемые в центральной зоне разряда, догоняют предыдущие звуковые волны в оболочке разряда. В результате в оболочке звуковые волны усиливаются. Если температура T_C продолжает повышаться, то усиливающиеся звуковые волны, в конце концов, превращаются в ударную волну на наружной границе оболочки. Так образуется у наружной области разряда ударная волна.

Итак, при увеличении мощности $P(t)$ формируется следующая структура разряда в плотном газе: разрядный канал, плотная оболочка и ударная волна. В дальнейшем будем рассматривать импульсные разряды в плотном газе именно с такой структурой. Из факта существования УВ следует, что $V_d \geq c_0$, c_0 – скорость звука в окружающем газе.

Оболочка разряда с внутренней стороны граничит с его высокотемпературным каналом, а с внешней стороны – с относительно низкотемпературной УВ. Это означает, что в оболочке градиент температуры имеет большую величину. Действительно, согласно опытным данным [2, 9], температура плазмы T_C не превышает предельной температуры $T_{\text{ЛМ}}$ ($T_{\text{ЛМ}} \approx (2.9 - 7.0) \cdot 10^4$ К), а температура слабоионизованного газа T_{SW} за фронтом УВ – $7 \cdot 10^3$ К. При характерной толщине оболочки $\Delta r \sim 10^{-4}$ м величина градиента температуры в оболочке составляет $\Delta T / \Delta r \sim (2 - 5) \cdot 10^8$ К/м. Известно, что в явлениях, где имеются большие градиенты температуры, сильно проявляются процессы переноса. В оболочке таковыми процессами являются электронная и лучистая теплопроводности. Ниже будет рассмотрена роль этих процессов в механизме расширения импульсного разряда по плотному газу.

4. *Механизм расширения импульсного разряда в газе.* Процесс распространения разряда на граничные с ним холодные слои окружающего газа возможен при достижении высокой электропроводности, сравнимой с электропроводностью плазмы самого канала. Для повышения электропроводности газа, его, прежде всего, необходимо ионизовать, а затем ионизованный газ нагреть. Известно [15], что заметная ионизация газа при атмосферном давлении начинается при достижении им температуры $T_I \approx I_1 / (15k)$. Поэтому достаточно нагреть граничные с разрядным каналом слои газа до температуры T_I , чтобы на них распространилась зона разрядного тока с выделением в этих ионизованных слоях газа джоулева тепла. В [7] показано, что нагрев вовлекаемого в разряд газа до температуры T_I не может быть ударным нагревом, так как при максимальных наблюдаемых на опыте скоростях фронта УВ $D_{\text{SW}} \approx 2 - 5$ км/с [6, 8] температура газа за фронтом T_{SW} составляет $(2 - 7) \cdot 10^3$ К, что существенно ниже температуры T_I газов.

Лучистая теплопроводность. Ионизация и нагрев вовлекаемого в разряд газа до температуры T_I происходит в результате поглощения излучения разрядного канала газом оболочки. Действительно, как показывает опыт [2, 5, 9], на начальной стадии развития разряда плазма канала излучает приблизительно как абсолютно черное тело с температурой T_C . Причем величина температуры заключена в интервале $T_I < T_C \leq T_{\text{ЛМ}}$ ($T_{\text{ЛМ}}$ – предельная температура такого разряда). Согласно [9], $\theta_{\text{ЛМ}} = kT_{\text{ЛМ}} \approx 2.40$; 2.84 и 3.88 эВ для Хе, Кг и воздуха соответственно. Известно [15], что основную долю равновесного излучения ($\sim 67\%$) составляют фотоны с энергиями в интервале $2.82kT_C \leq h\nu \leq 10kT_C$. Тогда при T_C основная доля излучения канала состоит из фотонов с энергиями

$$2.82kT_I < 2.82kT_C \leq h\nu \leq 10kT_C \leq 10kT_{\text{ЛМ}}. \quad (1)$$

Для оценки ширины зоны ионизации и прогрева вовлекаемого в разряд газа излучением из канала необходимо сравнить энергии фотонов с первым потенциалом ионизации атома I_1 . Для этого используем установленную связь между величинами $T_{\text{ЛИМ}}$ и I_1 [17]:

$$\frac{kT_{\text{ЛИМ}}}{I_1} \approx 0.22. \quad (2)$$

С учетом соотношения (2) из (1) получим следующий интервал энергии фотонов излучения разрядного канала, в котором заключена основная доля его излучения ($\sim 67\%$) при достижении предельной температуры:

$$0.62I_1 \leq h\nu \leq 2.2I_1. \quad (3)$$

При этом число фотонов с энергиями в интервале $I_1 \leq h\nu \leq 2.2I_1$ составляет $\sim 40\%$ от количества фотонов с энергиями в интервале $0.62I_1 \leq h\nu \leq 2.2I_1$. Даже при температуре разряда $T_C = T_{\text{ЛИМ}}/2$ основная доля его излучения состоит из фотонов, энергии которых попадают в интервал $0.31I_1 \leq h\nu \leq 1.1I_1$.

Итак, в составе излучения разрядного канала имеются фотоны с энергиями порядка первого потенциала ионизации атома I_1 и больше, а при достижении разряда предельной температуры $T_{\text{ЛИМ}}$ в составе его излучения появляются фотоны с энергиями порядка второго потенциала ионизации атома $I_2 \approx 2I_1$ и больше. Понятно, что такие фотоны излучения канала эффективно ионизуют и нагревают вовлекаемый в разряд газ.

Таким образом, излучение канала в своей большей части поглощается слоями газа в оболочке разряда, что ведет к их ионизации и нагреву. По мере ионизации и нагрева газа после полной диссоциации молекул основным остается механизм поглощения фотонов атомами, находящимися в основных и возбужденных состояниях. Ширину зоны ионизации и прогрева вовлекаемого в разряд газа в его оболочке Δr можно оценить по спектральному коэффициенту поглощения излучения κ_ν : $\Delta r \approx l_\nu = 1/\kappa_\nu$. При этом следует различать три случая: поглощение атомами газа фотонов с энергиями $h\nu \geq I_1$, $h\nu < I_1$ и $h\nu \ll I_1$.

Случай $h\nu \geq I_1$. Атомы и молекулы сильно поглощают фотоны, энергия которых превышает потенциал ионизации. Согласно [15], коэффициент поглощения атомами фотонов с энергиями $h\nu \geq I_1$ определяется следующей формулой

$$\kappa_\nu = 0.96 \cdot 10^{-7} \frac{N_0 Z_{\text{эф}}^2}{T^2} \frac{2x_1}{x^3} \text{ см}^{-1}, \quad (4)$$

где N_0 – концентрация атомов, $x_1 = I_1/kT$, $x = h\nu/kT$, $Z_{\text{эф}}$ – эффективный заряд “атомного остатка” по Унзольду. Для условий оболочки разряда ($T \approx 1.16 \cdot 10^4$ К,

$N_0 \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $Z_{\text{eff}}^2 \approx 4$) при $x_1 = x = 10$ из (4) получим следующую длину пробега фотонов: $l_\nu \approx 3.7 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Как показывает опыт, эта длина пробега l_ν примерно на два порядка меньше радиуса R ($l_\nu \ll R$). Это обстоятельство позволяет рассматривать оболочку как тонкий слой, где происходят ионизация и нагрев газа.

Случай $h\nu < I_1$. Радиационный перенос возбуждения в неоднородной среде. Энергии этих фотонов в основном совпадают с энергиями возбужденных уровней атомов. Возбужденные атомы, согласно [14–16], должны играть важную роль в радиационном переносе возбуждения и процессе ионизации газа. Среди этих возбужденных уровней в радиационном переносе возбуждения основную роль играют резонансно-возбужденные уровни. Характерная длина пробега резонансного излучения составляет $\sim 10^{-6} - 10^{-5} \text{ см}$ [14–16], так как его коэффициент поглощения в центре спектральной линии $\kappa_\nu \sim 8\pi/\lambda_{\text{рез}}$ ($\lambda_{\text{рез}}$ – длина волны резонансного излучения). Это значит, что резонансное излучение играет важную роль в переносе возбуждения в оболочке разряда, за и перед фронтом УВ, ускоряя процесс ионизации вовлекаемого в разряд газа. Действительно, у возбужденных атомов газа энергия связи электрона ($I_1 - E_n$) уменьшается и, следовательно, скорость ионизации таких атомов газа $N_n w_n$ быстро растет по мере уменьшения величины ($I_1 - E_n$) (увеличения главного квантового числа n), где N_n и w_n – концентрация и частота ионизации атомов, находящихся в n -возбужденном состоянии, E_n – энергия n -возбужденного уровня атома. При локальном термодинамическом равновесии в плазме величина $N_n w_n$, согласно [16], оценивается следующей приближенной формулой:

$$N_n w_n \sim n^6 N_1 w_1, \quad (5)$$

где N_1 и w_1 – концентрация атомов и частота ионизации атомов, находящихся в основном состоянии. Из соотношения (5) следует, что ступенчатая ионизация (как термическая, так и излучением) значительно превосходит по скорости прямую ионизацию. Так, для резонансных уровней атомов $n = 2$ и 3 , согласно (5), величина $N_n w_n$ почти на два и три порядка больше, чем скорости ионизации с основного состояния атомов. Это значит, что существенно легче ионизируются возбужденные атомы вовлекаемого в разряд газа.

В нашем случае область газа за и перед фронтом УВ разряда состоит из двух зон, резко отличающихся по температуре и плотности. Эту область можно рассматривать как неоднородную область: излучение из канала поглощается более холодными слоями газа, находящимися за и перед фронтом УВ. Такое поглощение может привести к тому, что населенность возбужденных состояний атомов газа превысит локально-равновесное

значение. Это происходит в результате радиационного переноса возбуждения в неоднородной среде. Такой перенос возбуждения достаточно подробно исследован в [16]. В этой работе получено стационарное решение уравнения радиационного переноса возбуждения и показано, что концентрация резонансно-возбужденных атомов достигает значительных величин перед фронтом УВ и медленно спадает по мере удаления от него. Наличие перед фронтом УВ возбужденных атомов приводит к заметной их ионизации в холодном газе на значительном расстоянии (4–8 см) от фронта.

Исходя из приведенных данных, можно утверждать, что выходящее из разряда излучение, энергия фотонов которого $h\nu < I_1$, создает протяженную волну возбуждения атомов в газе перед фронтом УВ.

Случай $h\nu \ll I_1$. Характерную спектральную длину пробега l_ν таких фотонов в оболочке можно оценить по формуле Крамерса–Унзольда [15]:

$$\kappa_\nu = 0.96 \cdot 10^{-7} \frac{N_0 Z_{\text{eff}}^2}{T^2} \frac{e^{-(x_1-x)}}{x^3} \text{ см}^{-1}.$$

Из неё для оболочки следует, что длина пробега фотонов превышает 8–10 см, т.е. величина l_ν намного больше радиуса канала ($l_\nu \gg R$). Поэтому такие фотоны выходят за пределы разряда и могут участвовать только в ступенчатых процессах, например, когда атомы газа возбуждены резонансным излучением разряда. В результате ступенчатых процессов такие возбужденные атомы должны ионизоваться, что и наблюдается на опыте (см. п.2 и [10, 16]).

Таким образом, импульсный электрический разряд в газе при атмосферном давлении и выше для своего распространения по газу своим излучением ионизует и нагревает газ в оболочке, а также возбуждает, ионизует газ за и перед фронтом УВ.

Электронная теплопроводность в оболочке. В оболочке разряда нагрев вовлекаемого в разряд газа может происходить, помимо коротковолнового излучения канала, также потоком тепловой энергии, переносимым в процессе электронной теплопроводности, вследствие большого градиента температуры. При этом толщина прогрева ионизованного излучением газа (релаксационного слоя электронов) определяется средним пробегом электронов $l_e = \tau v_e$, где v_e – тепловая скорость электронов, τ – характерное время электронно-ионной релаксации. Согласно [18],

$$\tau = \frac{250 A T_e^{3/2}}{N_i \ln \Lambda} \text{ с},$$

где $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, T_e – температура электронов в К, N_i – концентрация ионов в см^{-3} , A – относительная атомная масса иона. Для разряда в воздухе ($A = 16$)

толщина релаксационного слоя электронов в оболочке при $v_e \approx 6.7 \cdot 10^7$ см/с и $\ln \Lambda \approx 8.47$ составляет $l_e \approx 7 \cdot 10^{-3}$ см. Следовательно, поток тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности, поглощается в слое оболочки толщиной $l_e \approx 7 \cdot 10^{-3}$ см. Эта толщина практически совпадает с шириной лучистого прогрева оболочки фотонами с $h\nu \geq I_1$: $\Delta r \sim l_e \sim l_\nu$. Это позволяет рассматривать оболочку как тонкий слой прогрева.

Итак, газ в оболочке разряда одновременно ионизуется и нагревается потоком лучистой энергии из разрядного канала и потоком тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности. При этом зона ионизации и нагрева перемещается на новые слои более холодного газа, что можно интерпретировать как волновое движение некоторого тонкого фронта ионизации и нагрева (ионизационная и тепловая волна). Так происходит расширение импульсного электрического разряда по плотному газу.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г.Г. Долгов, С.Л. Мандельштам, ЖЭТФ **24**, 691 (1953).
- [2] М.П. Ванюков, А.А. Мак, А.И. Садыкова, ДАН СССР **135**, 557 (1960).
- [3] *Электрический взрыв проводников*, Т.1-2, под ред. А.А. Рухадзе и И.С. Шпигеля (Мир, М., 1965).
- [4] Н. Fisher, W. Schwanzer, Applied Optics **8**, 697 (1969).
- [5] К. Фольрат, В сб.: *Физика быстропотекающих процессов*, Т. 1 (Мир, М., 1971), с. 98.
- [6] А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (Атомиздат, М., 1976).
- [7] Ю.К. Бобров, ЖТФ **44**, 2340 (1974).
- [8] Б.Л. Борович, В.Б. Розанов, В.С. Зуев и др., *Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой*, В сб.: *Итоги науки и техники*, Сер. Радиотехника (ВИНИТИ, М., 1978), с.79.
- [9] И.С. Маршак, А.С. Двойников, В.П. Кирсанов и др., *Импульсные источники света*, под ред. И.С. Маршака (Энергия, М., 1978).
- [10] Д. Джонсон, Р. Галет, *Измерения фронта ионизации цилиндрических ударных волн, возникающих при взрыве проволочек, методом микроволнового доплеровского смещения*. В сб.: *Электрический взрыв проводников*, Т.1-2, под ред. А.А Рухадзе и И.С. Шпигеля (Мир, М., 1965), с. 98.
- [11] Г. Ретер, *Электронные лавины и пробой в газах* (Мир, М., 1968).

- [12] Л.Л. Лосев, Е.А. Мешалкин, ЖТФ **57**, 446 (1987).
- [13] А.Н. Зайдель, Е.Я. Шрейдер, *Вакуумная спектроскопия и ее применение* (Наука, М., 1976), с.78.
- [14] Б.М. Смирнов, *Возбужденные атомы* (Энергоатомиздат, М., 1982).
- [15] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1966).
- [16] Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Наука, М., 1982).
- [17] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН, **34**(9), 28 (2007).
- [18] Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Наука, М., 1987).

Учреждение Российской академии наук

Институт общей физики

им. А.М. Прохорова

Поступила в редакцию 1 июля 2009 г.