

ПРЕПРИНТ А.В. ШЕЛОБОЛИН

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ

Москва 2013

А.В. Шелоболин

Фундаментальные проблемы электрического пробоя газов

1. Введение

Среди всех разделов физики трудно представить раздел, имеющий большее прикладное значение, чем электрический пробой газов (ЭПГ) давления порядка атмосферного. Однако понимание элементарных процессов ЭПГ еще очень далеко от совершенства. Основная часть задач решается на полуэмпирическом уровне, а фундаментальные данные используются при этом лишь для качественного согласования полученных результатов с теорией. Сама же теория ЭПГ, базируется на неполной базе экспериментальных результатов, и не лишена внутренних противоречий. При этом если классификация волн пробоя достаточно полна, то формулировка теоретических задач остается расплывчатой.

Зародившись в начале XX века и оформившись идейно к его середине, современные модели ЭПГ не претерпели на сегодня качественных идеологических изменений, хотя математический аппарат описания и техника эксперимента получили с тех пор существенное развитие.

В связи с этим ниже попытаемся изложить следующие вопросы:

- 1. Дать общее представление о процессе ЭПГ в его различных фазах.
- 2. Привести базовые теоретические приемы описания явлений ЭПГ.
- Установить фундаментальные противоречия между теориями и экспериментом.
- Проанализировать новые возможности эксперимента и теории для преодоления этих противоречий.

2. Общее представление о процессах ЭПГ в его различных фазах

Рассмотрим стандартный лабораторный эксперимент [1], то есть предположим, что на два плоских электрода, отстоящих друг от друга на расстояние d, подается прямоугольный импульс напряжения амплитуды U, длительность которого подбирается в зависимости от условия эксперимента. Эксперимент проводится при давлении газа p. Ниже напряженность поля будет определяться как E=U/d, а под удельной напряженностью будем понимать величину E/p.

Как показал опыт [2], если не прилагать дополнительные усилия, то от катода стартуют несколько эквидистантных волн пробоя, каждая из которых имеет форму конуса с вершиной, направленной к катоду, и скругленным основанием. Эти волны принято называть лавинами. Для удобства исследования получают однолавинный процесс, как правило, облучая точку на катоде ультрафиолетовым световым импульсом, синхронизованным с импульсом напряжения.

Основными экспериментальными методиками при регистрации лавин являются фотографирование их изображений в камере Вильсона и наблюдение излучения межэлектродного промежутка с помощью высокочувствительных ФЭУ. Прямые токовые измерения затруднены в связи с тем, что токи лавин не превышают 1 мА, что сравнимо с наводками от импульсного напряжения порядка 10 кВ. Использование электронно-оптических преобразователей (ЭОП) затруднено в связи с их недостаточной чувствительностью и ограничением по параметру сигнал-шум. Кроме того, чисто исторически ЭОПы получили развитие после того, как исследования лавин были прекращены.

Можно подобрать условия эксперимента так, что лавина в середине промежутка разорвется на два стримера, каждый из которых будет двигаться к своему электроду [1]. Переход лавины в стримеры сопровождается уменьшением диаметра волны ЭПГ в 2–3 раза [3, 4] и изменением ее продольной динамики. Если лавина в лабораторной системе отсчета двигалась почти равномерно, то анодонаправленный стример, имевший начальную скорость большую, чем скорость лавины, начинает резко ускоряться. Катодонаправленный стример имеет начальную скорость меньше скорости лавины, а некоторые исследователи даже предполагают существование временной задержки при его возникновении [5].



Рис. 1. Временная эволюция волн ЭПГ в однородном поле [1].

Как бы то ни было, но катодонаправленный стример в лабораторной системе отсчета начинает ускоряться при начальной скорости заведомо меньшей, чем скорость лавины, что и видно из рис. 1 по наклонам соответствующих линий. Таким образом, утверждение, будто стример имеет скорость на порядок большую, чем лавина, является предрассудком.

Яркость стримеров уже достаточна для регистрации с помощью ЭОПов. Временная развертка процесса ЭПГ, полученная в [1] с помощью ЭОПа, показана на рис. 1. При этом d=2 см, p=300 Тор, газ – азот. В первые 90 нс развивается лавина, которая с помощью ЭОПа не регистрируется, а потому показана пунктиром. На 90-й наносекунде происходит распад лавины на два стримера. На 135-й наносекунде катодонаправленный стример достигает катода и начинают развиваться последующие волны ионизации, биения, которые имеют скорости большие, чем скорости предшествующих им стримеров, а потому регистрируются лишь качественно и на рис. 1 не показаны. На 170-й наносекунде канал переходит в дуговую фазу. Этот процесс начинается в точке, где лавина распалась на два стримера. В этой точке в момент разрыва лавины скорость катодонаправленного стримера, равная тангенсу угла наклона линии, направленной к катоду, меньше средней скорости лавины, которая в свою очередь меньше скорости анодонаправленного стримера.

Описанный выше процесс и соответствующий ему рис.1 являются на сегодня стандартными и хорошо управляемыми с помощью параметра E/p. Более того, в [1] были предприняты дополнительные усилия по стабилизации этого параметра, а потому координаты всей картины воспроизводились с высокой точностью, что позволяло проводить измерения температуры электронов и плотности ионизации в отдельных точках, используя режим накопления данных.

Приблизительно в 1965 году проблема ЭПГ получила дополнительное экспериментальное развитие в связи с необходимостью создания для ядерных и космических исследований стримерных камер. В стандартных условиях, описанных выше, в межэлектродный промежуток запускается элементарная частица, которая стимулирует возникновение стримеров. В зависимости от угла между скоростью частицы и направлением силовой линии электрического поля в камере можно получить либо одну пару стримеров, либо серию пар эквидистантных стримеров.

5



Рис. 2. Зависимость длины анодного и катодного стримеров в неоне (p = 750 Top, d = 3,8 см) от времени t и напряженности электрического поля в камере [6]

В этих экспериментах стартовые скорости анодонаправленного и катодонаправленного стримеров почти равны, хотя их соотношение незначительно изменяется в зависимости от величины внешнего напряжения [6].

На рис. 2 показаны зависимости от времени длин стримеров, возникающих при этом в неоне: (+) – анодонаправленный стример; (•) – катодонаправленный стример; (•) – суммарная длина обоих стримеров. Цифры у кривых – амплитуда импульса напряженности в кВ/см, p=750 Тор. Стартовые скорости стримеров по данным [6] равны $2 \cdot 10^7$ см/с. Согласно [6] на фотографиях, выполненных с экспозицией 1 нс, всегда выделялось место возникновения разряда, которое на более поздних стадиях имело вид перетяжки, что и показано на рис. 3. В связи с этим данная точка могла быть использована как начало отсчета координаты каждого из стримеров. Обобщая результаты регистрации динамики стримеров с помощью ЭОПа, Вагнер [4] предложил схему, изображенную на рис. 4, где показал, что разлет стримеров к катоду и аноду происходит симметрично относительно продолжения линии, отражающей динамику предшествующей им лавины.



Рис. 3. Последовательные стадии развития разряда в промежутке. *E*=6,6 кВ/см [6].



Рис. 4. Схема разлета стримеров, предложенная Вагнером [4].

Кроме того, при разработке стримерных камер удалось количественно измерить эффект распространения стримера после среза внешнего напряжения [7]. Оказалось, что такой «инерциальный» пробег стримера составляет величину порядка 1 см, при этом яркость свечения стримера имеет максимум в момент его остановки и продолжается еще несколько десятков наносекунд.

Волны ЭПГ в больших промежутках с сильно неоднородными полями именуются лидерами. Если на границе между лавиной и стримером волна ЭПГ

претерпевает качественный скачок по ряду параметров, то граница между стримером и лидером проявляется в другом [8, 9]. Главное экспериментальное различие между ними связано не с величиной диаметра волны ЭПГ в обоих случаях и не с различиями в скоростях этих волн, а в том, что стример переходит в дуговой разряд не сразу, а через несколько проходов-биений. Лидер же переходит в дуговой разряд за один проход, если в качестве второго прохода не рассматривать обратную волну снятия потенциала и исчезновения погонного заряда канала [8].

Обычно под большим промежутком понимают промежуток порядка 1 м и более, а неоднородность поля обеспечивается в лабораторных экспериментах одной из стандартных конфигураций электродов, например: стержень-плоскость, шар-плоскость, стержень-стержень и др.

Экспериментально на временных развертках лидера и стримера, полученных с помощью ЭОПа, наблюдаются как качественно совпадающие, так и различающиеся участки. В обоих случаях передние фронты волн ЭПГ имеют повышенную яркость по сравнению с остальной частью канала. Однако в лидерах почти всегда просматривается стационарный участок траектории, где скорость головки может быть постоянна. Такой участок обеспечивается подъемом напряжения в процессе движения лидера. В стримерах такой участок просматривается у электрода, обладающего максимальной кривизной и соответственно обеспечивающего максимальную напряженность внешнего электрического поля у его поверхности. Обычно считается, что на начальном участке лидер двигается с ускорением, выходит на стационарный участок, а на заключительном этапе при приближении ко второму электроду опять начинает двигаться с ускорением. Однако начальный участок можно трактовать как возникновение лидера вне электрода.

На рис. 5. показана временная развертка лидера, полученная в [10]. Конфигурация поля: стержень(+)–плоскость(–). Воздух при нормальных условиях, d=2,8 м. а) временная развертка процесса распространения головки лидера, канал лидера не просматривается, b) временная структура импульса напряжения, соответствующая данному лидеру; c) интегральная по времени фотография канала. t_1 – момент времени, соответствующий напряжению, равному половине от максимального (U=920 кВ, $U_{50}=460$ кВ, t_2 – момент начала регистрации свечения лидера).

В аналогичном режиме, но при заметных количественных изменениях порога пробоя по напряжению и скорости волны ЭПГ, на стационарном участке



Рис. 5. Динамика распространения лидера [10].

развивается эта волна при стимулировании процесса коротким лазерным импульсом малой энергии. Дополнительно в этом случае наблюдается эффект сопровождения, то есть пространственная траектория волны ЭПГ близка к прямой линии.

На рис. 6 показана временная развертка лидера при стимулировании процесса излучением лазера на титан-сапфире (λ =0,8 мкм) при длительности импульса 600 фс и его энергии 200 мДж. Аналогично рис.5: а) временная развертка процесса распространения головки лидера; b) временная структура импульса напряжения; c) интегральная по времени фотография канала.

Современная аппаратура обладает достаточной чувствительностью для того, чтобы на фотографиях лидера регистрировать светящуюся область перед его фронтом. Более того, яркость этой области в синей части спектра выше яркости канала, а потому систему регистрации можно настроить так, что будет прописываться лишь головка волны и область впереди нее, что и сделано на рис. 5 и рис. 6. Отсюда следует основная гипотеза современных моделей ЭПГ. При построении лидерных моделей



Рис. 6. Динамика распространения лидера при лазерном стимулировании [10].

необходимо учитывать наличие предыонизации, то есть некий механизм ионизации среды перед фронтом лидера. У стримера такое свечение не регистрируется, и при построении стримерных моделей наличие предыонизации вводится по аналогии с лидером. В обоих случаях как при анализе лидерного эксперимента, так и при анализе стримерного экспернимента существует необходимость доказательства наличия предыонизации и установления ее количественных характеристик, поскольку альтернативная гипотеза о формировании канала ЭПГ бегущей волной поля не рассматривается.

Что же касается ширины переднего фронта волны ЭПГ и использования этой характеристики для сравнения теории и эксперимента, то приведенные выше скоростные фотографии лидера вполне позволяют выделить ее. Для стримера ситуация более сложная. С одной стороны из рис. 3, отражающего развитие стримера в однородном поле при временном разрешении порядка 1 нс, трудно выделить какой-либо передний фронт волны ЭПГ. С другой стороны, в неоднородных полях при сокращении выдержки кадра от 300 нс до 1 нс такой фронт выделяется, что и видно из рис.7, заимствованного из [11]. С чем связано это различие - с различием в конфигурациях электрических полей или с различием в системах регистрации стримера, еще предстоит выяснять. Предлагаемая ниже модель ЭПГ даст свою гипотезу и по этому вопросу.



Рис. 7. ICCD (intensified charge coupled device) фотографии стримеров в воздухе при нормальных условиях между положительным острием, расположенным в верхнем левом углу и плоскостью. U=28кB, d=4см. Отсчет времени ведется от момента старта импульса импульсной короны [11].

Подводя итог данному параграфу, отметим:

1) Волны ЭПГ имеют три модификации, различающиеся динамикой развития: лавинную, стримерную и лидерную. Эти различия объективны и потому данная классификация персмотру не подлежит.

2) Основными экспериментальными механизмами управления этими волнами являются величина удельного внешнего электрического поля *E/p* и переход от однородного поля к неоднородному.

3) Дополнительным фактором, влияющим на динамику волны ЭПГ, может быть лазерное излучение.

3. Базовые теоретические приемы описания волн ЭПГ

Бог создал людей разными, Но полковник Компьютер уравнял их в правах... (Из американского фольклора)

При теоретическом рассмотрении процесса ЭПГ применяется тройственная постановка задачи: инженерно-эмпирическая, полуэмпирическая и фундаментальная.

Инженерно-эмпирическая постановка задачи не предполагает рассмотрение механизма развития волны ЭПГ. В инженерной своей части она рассматривает лишь пороговые характеристики ЭПГ и закон подобия Пашена. В научной части основной характеристикой является понятие «катастрофы» как резкого изменения выходных параметров некой системы при малом изменении входных параметров. Теория такой задачи сводится к разработке вероятностных схем расчета наступления катастрофы для сложных технических устройств. Область эксперимента в данном случае сводится к предстартовой диагностике таких устройств. Ниже такая постановка задачи рассматриваться не будет.

Полуэмпирическая постановка задачи предполагает установление механизма продвижения волны ЭПГ. Технология ее описания сводится к математическому моделированию процессов продвижения стримера и лидера, стартующих от электрода. При этом в качестве математической базы обычно используется уравнение Пуассона, уравнения плазменной гидродинамики и две гипотезы относительно процессов ионизации, происходящих на переднем фронте волны. Тактика решения задач этого типа предполагает, что:

1) Конкретная постановка задачи формулируется как необходимость описания в ограниченном диапазоне параметров некого процесса при условии неполноты базы фундаментальных законов, относящихся к нему. При этом плата за указанную неполноту проявляется не только в ограничении диапазона параметров, рассматриваемых теоретической моделью, но и в ограничении количества пар параметров, для которых теория устанавливает взаимосвязь.

2) Процесс решения предполагает выделение имеющейся базы фундаментальных законов, упрощения их для конкретных условий, анализ имеющихся вычислительных схем и программ, их усовершенствование и непосредственное получение ответа в виде, приемлемом для потребителя. Дополнительный эксперимент возможен, но его назначение, как правило, ограничивается задачами уточнения математических параметров, использованных теорией. 3) Задача считается решенной, если для математически ограниченного количества пар параметров в математически ограниченном диапазоне их изменения достигнуто совпадение с имеющимися экспериментальными результатами при условии, что погрешность вычислений не превышает погрешности этих экспериментов. Несовпадение теории и эксперимента вне намеченного диапазона параметров или вне намеченных пар параметров относится к отложенным задачам теории и браковочным признаком не считается.

Хотя полуэмпирическая постановка задачи ЭПГ является на сегодня господствующей [12, 13], имеется ряд противоречий между теорией и экспериментом, не нашедших решения в ее рамках, что приводит к существованию различных стримерных и лидерных моделей. В [13] дается обзор моделей продвижения стримеров и лидеров. В качестве критерия их различия принимаются теоретические гипотезы о механизме продвижения волны ЭПГ. При этом перечисляются четыре стримерные и пять лидерных моделей. С учетом лидерной модели, дополнительно введенной в [13], и еще одной модели, предложенной позднее [14], всего на сегодня лидерных моделей будет семь. При этом авторы [13] в заключение вводной части своей работы так комментируют ЭТО обстоятельство. «...Сущетствует несколько моделей, нацеленных на решение одной и той же задачи о распространении пробоя в его лидерной стадии. Это является отражением не только многообразия мнений исследователей о том или ином определяющем механизме, но и, главным образом, отражением отсутствия достаточных оснований для предпочтительного выбора какой-либо из моделей, так как необходимых для этого экспериментальных данных о физических параметрах плазмы недостаточно.»

Согласиться с этим можно лишь частично. Да, обилие моделей отражает неблагополучие в описании явления ЭПГ, однако причиной этого неблагополучия является пренебрежение противоречиями между теорией и экспериментом, которые нельзя разрешить в рамках полуэмпирической постановки задачи. Такие эксперименты и соответствующие им модели будем называть фундаментальными. Необходимость фундаментальной постановки задачи диктуется еще и тем, что после построения внешне удовлетворительных моделей каждого из полуэмпирических подразделов объединить их в единую модель, базирующуюся на едином принципе или едином уравнении, не удается.

Рассмотрим общую технологию решения фундаментальных задач.

1) Постановка конкретной задачи формулируется как необходимость разрешения противоречия между теорией и экспериментом с целью расширения фундаментальной базы законов, описывающих данный объект или явление, вплоть до получения полной базы таких законов. Под полной базой физических законов будем понимать систему математически определенных выражений, позволяющих установить однозначную взаимосвязь между двумя любыми параметрами, влияющими на поведение данного объекта, во всем физически определенном диапазоне их изменения.

2) Процесс решения допускает применение аналитических и вычислителных методов, а также предполагает эксперименты, уточняющие главное противоречие задачи.

3) Задача считается решенной, если сформулированное при ее постановке противоречие разрешено, то есть, если созданы предпосылки для математического описания результатов соответствующих экспериментов и расширена база фундаментальных законов, относящихся к данному разделу.

Полагая, что квалификация исполнителя достаточна для реализации технологии решения в обоих случаях (пункт 2), рассмотрим типичные погрешности, возникающие при формулировке задачи (пункт 1) и ответа на нее (пункт 3).

Для фундаментальных задач:

1) При постановке задачи существующее противоречие между теорией и экспериментом не обостряется, а сглаживается. Это означает, что такие задачи уже на стадии постановки смешиваются с задачами математического моделирования или с чисто прикладными задачами.

3) При формулировке ответа делается неоправданный акцент на прикладную ценность полученного результата, а о расширении фундаментальной базы раздела не упоминается.

Для задач математического моделирования:

1) При постановке задачи неоправданно считается, что имеющаяся фундаментальная база полна, то есть отрицается принципиальное существование в данном разделе противоречий между теорией и экспериментом, неустранимых вычислительными методами.

3) При формулировке ответа к отложенным задачам относят и фундаментальные, претендуя на их последующее решение вычислительными методами с помощью уточнения начальных и краевых условий, а также уточнения «разумных» допущений, возникающих в процессе решения. Кроме того, частичное совпадение решения с другими решениями, выполненными по другой схеме или с большей точностью, рассматривается не как необходимое условие математической достоверности типа проверки по размерности или по предельному переходу, а как достаточное условие истинности решения.

Противоречия между фундаментальным подходом и методом математического моделирования могут возникнуть на самых ранних этапах рассмотрения задачи. При этом следует учитывать, что такое противоречие, как и все другие научные противоречия, является благом, которое, как правило, при достаточной квалификации исследователя можно переформулировать в виде постановки конкретной научной задачи. Для раздела ЭПГ такая проблема возникает уже при попытке обозначить границы раздела.

Для задач ЭПГ, как и для других задач физики плазмы, на начальном этапе необходимо оценить и обозначить физический диапазон плотности ионизации и температуры среды или ее отдельных составляющих. Газовая среда, в которой происходят явления ЭПГ, на начальном этапе рассматривается как абсолютно нейтральная, которая затем переходит в слабоионизованную плазму, состоящую из электронов, ионов и нейтральных атомов. Момент перехода газа в плазму будет уточнен ниже. В подавляющем большинстве задач, хотя и не во всех, температура ионов считается равной температуре атомов, которая практически не изменяется в процессе эволюции волн ЭПГ и составляет сотые доли электронвольта. Температура электронов на два-три порядка выше и составляет единицы, а иногда и десятки электроновольт.

В теоретических задачах ЭПГ начальные условия могут связываться с появлением одного «затравочного» электрона, то есть с нулевой плотностью ионизации, что не вполне корректно. Более правильно связывать начальную плотность ионизации с фоновой ионизацией газа, которая по экспериментальным измерениям [15] может составлять $10^2 - 10^3$ см⁻³. Тем не менее, данное обстоятельство не вызывает серьезные дискуссии между представителями различных школ, поскольку размножение электронов предполагается экспоненциальным, то есть достаточно быстрым, чтобы пренебречь неопределенностью начальных условий.

Верхняя граница плотности ионизации для явлений ЭПГ устанавливается как граница, отделяющая данный раздел от раздела сильноточных разрядов в газах, описанных достаточно подробно (см. например [16, 17]). При этом фундаментальный подход и подход математического моделирования по-разному формулируют эту границу и соответственно по-разному обозначают весь раздел. Сторонники фундаментального подхода устанавливают эту границу на уровне относительной степени ионизации порядка 10⁻³ или абсолютной порядка 10¹⁶ см⁻³ [13]. Как показывают оценки и опыт, по достижении этого порога газо-

вая среда переходит в состояние локального термодинамического равновесия, а макроскопически разряд переходит в дуговую фазу за времена существенно меньшие, чем характерные временные параметры рассматриваемого процесса ЭПГ.

Сторонники метода математического моделирования идут к этой границе другим путем, связывая ее положение с падением вольт-амперной характеристики цепи [8]. При этом вместо термина «ЭПГ» используется термин «Искровой разряд». Можно показать, что количественное различие при этих обозначениях границы отсутствует, проявляется лишь отличие в общем подходе к задаче.

Автору представляется неразумным развивать дискуссию на тему, кто из них прав, также как и расширять эту дискуссию на всю проблему, отыскивая объективные аргументы в пользу безоговорочного предпочтения фундаментального метода исследования или метода математического моделирования. Наоборот, на начальном этапе исследования более предпочтительным представляется выбор, кто полезнее, то есть, чья позиция позволит быстрее сформулировать конкретную научную задачу, только решив которую и можно будет говорить о достижении конкретной относительной истины. В этом смысле выбор автора в пользу термина «Электрический пробой газов» следует рассматривать как субъективную направленность его научных интересов, а не как попытку дискриминации метода математического моделирования.

Объективная же сторона вопроса просматривается в выводах данного параграфа:

1) Современная технология научного исследования предполагает два метода, фундаментальный и метод математического моделирования.

2) Фундаментальный метод предполагает исследование широкого спектра параметров в диапазоне их изменения, ограниченного лишь физическими причинами. Метод математического моделирования предполагает более глубокую проработанность отдельных вопросов, но при математическом ограничении диапазона параметров входящих величин и математическом ограничении количества рассматриваемых параметров.

3) Оба метода способны дать адекватное решение поставленных задач при условии, что фундаментальная база, заложенная в их основу, достаточна, то есть оставляет пространство лишь для разработки гипотез, согласующихся с экспериментом.

Последний пункт является наиболее важным, так как предполагает предварительное качественное исследование задачи на противоречие между теорией и экспериментом. Этот анализ будет сделан ниже, но сначала рассмотрим другой вопрос, который приведет к такому же выводу.

4. Вопросы, вытекающие из сравнения уровней развития теории и эксперимента

В соответствии со сложившейся традицией общая задача ЭПГ разбивается на три основных задачи: эволюция продольной координаты головки волны x(t), эволюция радиальной координаты R(t) и временная зависимость тока волны I(t). При этом первая задача считается главной, так как она связана с механизмом продвижения волны. Разумеется, эти задачи не ограничивают весь круг задач, рассматриваемых в данном разделе. Их привилегированное положение обусловлено уровнем развития современной экспериментальной техники, что в свою очередь определяет параметры сравнения эксперимента с теорией и выделяет соответствующие теоретические задачи.

Кроме того, необходимость сравнения теории с экспериментом, вопервых, вызывает необходимость анализа их относительного развития, а, вовторых, приводит к необходимости установления адекватных критериев сравнения. В вопросе сравнения теории с экспериментом возможны три ситуации, которые все встречаются при постановке фундаментальных задач ЭПГ:

1) Эксперимент обеспечивает результаты с погрешностью на уровне единиц процентов, а теория либо не существует, либо находится на уровне качественных гипотез. Постановка задачи очевидна – создать количественную теорию, допускающую количественное сравнение с экспериментом.

2) Второй случай предполагает одновременное существование эксперимента и теории, обеспечивающих погрешности, допускающие однозначное сравнение, но оставлены противоречия между теорией и экспериментом, не решаемые даже на качественном уровне. Постановка задачи предполагает преодоление этих противоречий.

3) Третий случай отражает количественную недостоверность и неуправляемость данными эксперимента. Задача теории при этом сводится к выдвижению гипотезы явления и разработке ее до уровня, позволяющего постановку управляемого лабораторного эксперимента.

Первый случай встречается наиболее часто в фундаментальных работах, рассматривающих механизм распространения стримера и лидера. Формально новая гипотеза может выдвигаться и в рамках метода математического моделирования не только для оптимизации описания рассматриваемого процесса, но и для преодоления одного из противоречий между теорией и экспериментом. Однако остальные противоречия остаются нерешенными и, как правило, не решаемыми на этой базе. Следует отметить, что в задачах ЭПГ большинство противоречий обладает правом «вето», налагаемым на всю модель. Это связано с тем, что такие противоречия относятся либо к основному вопросу продвижения волны, либо к соблюдению основных законов физики типа закона сохранения энергии или закона сохранения импульса.

Третий случай отражает современное состояние исследования шаровой молнии. Хотя большинство исследователей не отрицает факт ее существования, но выдвигаемые теоретические гипотезы не привели к постановке достоверного управляемого эксперимента, а механическая трактовка некоторых наблюдаемых явлений в качестве указанного объекта не выдерживает серьезной критики.

Большинство традиционных задач ЭПГ относится ко второму случаю, являющемуся развитием задач первого типа и предполагающему однозначное сравнение теории и эксперимента. Для таких задач желательно, чтобы еще до подробной разработки исходная гипотеза на качественном уровне и на уровне оценок допускала бы преодоление большей части существующих противоречий между теорией и экспериментом, в противном случае можно попасть на тупиковую ветвь исследования. Основная сложность подобной позиции состоит в формулировании этих противоречий, что предполагает одновременное владение как теоретической, так и экспериментальной информацией. Данная сложность является основной для всей проблемы ЭПГ, так как едва ли найдется другая область физики, способная сравниться с ЭПГ по объему научной информации. Очевидно, что в подобной ситуации указанная сложность сведется к выделению противоречий между теорией и экспериментом, которые можно отнести к фундаментальным.

Главный вывод, вытекающий из этого параграфа, сводится к тому, что на начальном этапе исследования необходимо качественно проанализировать имеющиеся и предлагаемые гипотезы на возможность преодоления существующих противоречий между теорией и экспериментом.

5. Фундаментальные противоречия ЭПГ

Сомневаюсь – значит существую... (Из древне-греческого фольклора)

Если временно отложить рассмотрение нелинейной плазменноволноводной модели ЭПГ, отстаиваемой автором, то на сегодня теория ЭПГ включает в себя одну лавинную модель, четыре стримерные и семь лидерных моделей.

Единственность лавинной модели определяется тем, что ее основные идеи заимствованы из теории ЭПГ низкого давления, а в рассматриваемом разделе ЭПГ давления порядка атмосферного они якобы экспериментально подтверждаются как при регистрации x(t), так и R(t). Постоянство скорости лавины при постоянной напряженности внешнего электрического поля предполагает при построении x(t) использование модели движения электрона в вязкой среде, описываемое упрощенным уравнением плазменной гидродинамики:

$$m\frac{dv}{dt} = eE - \beta v,$$

где *е* и m – заряд и масса электрона, E – напряженность внешнего электрического поля, v – скорость электрона, β – коэффициент вязкого трения, t – время.

При dv/dt=0 получается $v=eE/\beta=$ const, что вовсе не подтверждается экспериментами различных типов и, прежде всего, экспериментами в камере Вильсона. Эксперимент, учитывая закон подобия Пашена, регистрирует зависимость v=f(E/p), которая имеет линейный вид, то есть $v = v_0 + \gamma E/p$, что совпадает с точностью до v_0 с зависимостью, предсказанной моделью вязкого трения. Поскольку v_0 мало, то можно было бы считать, что модель описывает эксперимент удовлетворительно. Однако v_0 может быть как положительно, так и отрицательно [18], что препятствует введению по аналогии с механикой дополнительного «сухого» трения. Использование точного уравнения плазменной гидродинамики данный вопрос не снимет.

Зависимость R(t) строится, исходя из предположения о диффузии электронов лавины в направлении, перпендикулярном внешнему полю. Получающиеся из экспериментов и базирующиеся на этой гипотезе оценки температуры электронов лавины имеют значения порядка нескольких электронвольт, что типично для большинства газоразрядных явлений [18] и потому может рассматриваться как подтверждение выбранной модели. Однако и здесь имеются заметные противоречия и возражения. Подобные возражения связаны с наличием поперечного провала на фотографиях лавин, полученных в камере Вильсона для электроотрицательных газов [2]. В электроположительных газах подобный провал не наблюдается [18]. Соответственно, существуют два типа фотографий лавин, полученных в камере Вильсона. На рис. 8, заимствованном из [18], представлены лавины для электроположительных газов. Из анализа структуры этих фотографий в значительной степени и строится упомянутая выше лавинная модель.

На рис. 9, заимствованном из [2], представлены лавины, полученные в воздухе, содержащем электроотрицательную компоненту, кислород.

Главное отличие этих лавин от лавин, приведенных на рис. 8, состоит в наличии поперечного по отношению к оси лавины провала яркости излучения. Авторы [2] связывали наличие этого провала с особенностями временной структуры импульса напряжения, использованного ими. Однако после получения аналогичного провала в [19], где на электроды подавалось статическое напряжение, возникла необходимость в другой гипотезе. Новая гипотеза сводится к тому, что в электроположительных газах подобный провал также существует, но не регистрируется в связи с худшим пространственным разрешением, чем в электроотрицательных газах.

Пространственное разрешение объекта, получаемого в камере Вильсона, оценивается как $\sqrt{D\tau}$, где D – коэффициент диффузии, τ – время жизни объекта, равное выдержке кадра при фотографировании.

Если время жизни объекта в камере Вильсона определяется свойствами парообразующей добавки и примерно одинаково для газов обоих типов, то коэффициент диффузии в электроотрицательных газах, определяемый ион-ионной диффузией, существенно меньше этого коэффициента в электроположительных газах, определяемого диффузией электронов. В этом случае природа хвоста лавины трактуется как релаксационная, что ставит под сомнение оценки температуры электронов лавины, сделанные на базе диффузной гипотезы.



Рис. 8. Фотографии одиночных лавин в N₂ при давлении 280 Тор (а) и в CO₂ при давлении 150 Тор (б) [18].



Фотографии лавин в воздухе, полученные в камере Вильсона. Давление 400 Тор; длина межэлектродного промежутка 2,2 см; длительность импульса: а – 0,05 мкс; б – 0,08 мкс; в – 0,11 мкс



Микрофотограмма плотности почернения вдоль лавины. Воздух, давление 400 Тор; длительность импульса 0,08 мкс; увеличение 2,8



Расстояние поперек лавины, мм



Рис. 9. Фотографии лавин и микрофотограммы почернения [2].

Другое противоречие лавинной модели связано с эквидистантностью лавин в многолавинных экспериментах. До тех пор пока эквидистантных лавин немного, этот эффект можно связывать с иллюстративными предпочтениями авторов соответствующих публикаций. Однако когда количество таких лавин достигает 20 [2], то единственной гипотезой их образования может быть только интерференция электромагнитного поля в плазме, сформированной перед стартом лавины. Это в свою очередь ставит под сомнение дрейфовую модель продвижения лавины в абсолютно нейтральной среде и сразу ставит вопросы о расстоянии между лавинами, о причинах синхронного развития лавин, о значении их скорости и т.п.

Что же касается принципиального теоретического положения о моменте перехода волны ЭПГ в плазменное состояние, то традиционная теория предполагает, что данный переход наступает в середине лавинной стадии процесса [20, 21]. Эта гипотеза базируется на том, что еще на лавинной стадии радиальное расширение волны ЭПГ замедляется, что в свою очередь трактуется как переход электронной диффузии в амбиполярную, характерную для плазменного процесса.

Экспериментальная зависимость I(t) для лавины вызывает значительные сомнения, поскольку необходимо измерять токи в диапазоне от 0 до 1 мА в условиях сильной наводки. Тем не менее, теоретические оценки I(t) выглядят достоверно и не вызывают сколь бы то ни было серьезные возражения и дискуссии, если в целом положения дрейфовой модели признаются. А вот регистрация излучения межэлектродного промежутка с помощью ФЭУ обладает достоверностью, но порождает сомнения в достоверности дрейфовой модели лавины, поскольку соответствующие сигналы [3], трактуемые как «генерация лавин», представляют собой переход эллиптического синуса в гармонический, что характерно для нелинейных процессов.



Рис. 10. Генерация лавин [3]. Е/р=38,0 В/см·Тор, d=3см, р=400Тор.

Наличие противоречий при лавинно-стримерном переходе признают все исследователи. Однако эти противоречия редко формулируются как задача ЭПГ. Ниже сформулируем их в виде вопросов:

1) Почему одна волна ЭПГ переходит в две, а не в одну?

2) Почему стартовые скорости анодонаправленного и катодонаправленного стримеров различаются почти на порядок при их возникновении из лавины [1] и почти равны в стримерной камере при стимулировании их возникновения внешней элементарной частицей [6]?

3) Почему в результате такого перехода волна ЭПГ уменьшает свой диаметр в 2–3 раза [3, 4] (см. рис. 11)?

Переход лавины в два стримера, а не в один не отражен в каких-либо достоверных модельных представлениях, а характеризуется лишь по порогу тремя эмпирическими критериями [5, 18, 22]. Согласно Мику этот переход наступает, когда внутреннее поле лавины достигает величины порядка внешнего поля. Согласно Ретеру этот переход наступает после прохождения лавиной некого критического расстояния, то есть при $x=x_{cr}$. Согласно Лебу для перехода необходимо, чтобы заряд лавины достиг критической величины Q_{cr} . Очевидно, что все эти критерии взаимосвязаны, но также очевидно, что все они являются эмпирическими, то есть они не базируются на фундаментальных законах и принципах физики, а лишь формально, хотя и правдоподобно, связывают теорию и эксперимент в области ЭПГ. Второе и третье противоречие, перечисленные выше, также не имеют достоверного обоснования в рамках полуэмпирических моделей. Ниже они будут положены в основу новой модели, а потому будет удобно рассмотреть подробно эти противоречия позднее.

Переход зависимости x(t) линейной для лавины в нелинейную для стримера в качестве противоречия признают все исследователи. Отсюда и возникает множественность теорий стримера. Можно выделить четыре модели его распространения:

1) Простая волна электронной ионизации.

2) Волна фотоионизации.

3) Волна ионизации, поддерживаемая убегающими электронами.

4) Внутренние электромагнитные колебания в плазме стримера.

Возможны также комплексные модели, то есть использующие предпосылки первой и второй или первой и третьей моделей. Конкретное рассмотрение всех этих моделей с указанием их внутренних теоретических противоречий содержится в [13]. Противоречия между этими моделями и экспериментом, как правило, не рассматриваются. Вот почему ниже рассмотрим на качественном уровне конкретные недостатки каждой из моделей, не позволяющие описать на их базе некоторые экспериментальные факты.

Простая волна ионизации лучше всего описана в [8, 9]. Пусть вследствие каких-либо случайных или неучтенных факторов от электрода проросла тонкая ионизованная нить. Тогда с электрода как с проводника большей емкости на нее будет натекать заряд, который с одной стороны усилит поле на конце нити, а с другой стороны обеспечит энерговыделение в канале нити и ее излучение. Таким образом, данная модель качественно объясняет как дальнейшее продвижение головки канала, так и его излучение, наблюдаемое на эксперименте. Это еще не гарантирует достоверность модели, а всего лишь допускает ее дальнейшую разработку.

Данная модель на сегодня является основной стримерной моделью, обеспечивающей количественные результаты в рамках метода математического моделирования. Однако ее главный недостаток связан с тем, что она не способна объяснить излучение каналов стримеров, возникающих в середине межэлектродного промежутка. Механизм продвижения таких стримеров можно считать не изменившимся, если допустить, что их каналы обладают высокой проводимостью, то есть предположить, что они моделируются идеальной проводящей иглой, расположенной вдоль силовой линии внешнего поля [23, 24]. Тем не менее, отсутствие видимой связи этой «иглы» с электродами не позволяет объяснить наличие излучения, выходящего из канала.

25

Для преодоления этого противоречия в [25] была выдвинута модель внутренних продольных электромагнитных колебаний в канале стримеров, возникающих в середине межэлектродного промежутка. В [13] отмечается сомнительность количественных предположений авторов [25], позволивших им применить в оценках бесстолкновительное приближение. Однако данная модель имеет и качественное противоречие, не преодоленное ее авторами. В их же экспериментах [7] было количественно зарегистрировано явление инерциального распространения стримера после среза внешнего напряжения.



Рис. 11. Фотографии лавинно-стримерного перехода в азоте. p = 200 Top; E/p = 50 B/cm·Top; d = 3 cm [3]; A – анод, K – катод.

При этом было найдено, что после среза внешнего напряжения стример не только продолжает распространяться в прежнем направлении на расстояния, существенно превышающие длину свободного пробега электрона в газе, что качественно укладывается в данную модель, но и повышает свою яркость до некоторого максимума. А вот это явление уже никак не согласуется с моделью продольных колебаний, для которых яркость стримера в описанных условиях должна монотонно спадать. Более того, максимум излучения стримера совпадает с моментом его полной остановки, что ставит под сомнение гипотезу о влиянии собственного излучения стримера на его динамику.



Рис. 12. Формы лидера в воздухе при полярности электродов: (+)стержень-(-)плоскость:

а) – начальная стадия лидера; б) – развитая стадия того же лидера [27].



Рис. 13. Формы лидера в воздухе при полярности электродов: (–)стержень–(+)плоскость.

а) – начальная стадия лидера; б) – развитая стадия того же лидера [27].

То, что ультрафиолетовое излучение головки стримера может в значительной степени определять уравнение движения этой головки, то есть x(t), не только опирается на простейшие энергетические положения, но и подтверждено косвенными экспериментами [18], хотя и проведенными в лавинном режиме. В этих экспериментах сторонний источник ультрафиолетового излучения, подсвечивающий межэлектродное пространство, заметно увеличивал общее количество лавин, при этом наблюдалось уменьшение их количества по мере удаления от данного источника. Аналогичные аргументы можно привести и относительно влияния на x(t) для стримера и убегающих электронов, генерируемых в его головке. Эксперимент [26] хотя и продемонстрировал наличие таких электронов при удельных внешних полях, значительно превышающих поля стримерного эксперимента, но разумная интерполяция полученных данных позволяет рассматривать и эту гипотезу в качестве рабочей.

Основное противоречие с экспериментом обе эти гипотезы проявляют в лидерном режиме распространения волны ЭПГ. Так на рис. 12 и рис. 13 приведены фотографии лидера, заимствованные из [27]. В развитом режиме распространения лидера при полярности (+)стержень–(–)плоскость от плоскости навстречу лидеру, двигающемуся от стержня, подымается широкая сплошная волна ионизации, а при обратной полярности электродов эта волна принимает форму встречных эквидистантных лидеров. Ни тот ни другой вариант формирования встречной ионизации не получили объяснения в моделях математического моделирования.

А это означает, что ни ультрафиолетовая гипотеза, ни гипотеза об убегающих электронах не способны объяснить возникновение встречного лидера. Если же учесть, что встречных лидеров может быть несколько, при этом они либо эквидистантны, либо проявляют другой тип симметрии, то источник распространения волн ЭПГ следует искать среди волновых уравнений, допускающих решения в виде продольных уединенных волн и допускающих снятие вырождения по поперечной координате.

Таким образом, при фундаментальном подходе современное состояние опиисания стримерного и лидерного процессов следует признать неудовлетворительным. Авторы, работающие в этом же направлении в рамках метода математического моделирования, придерживаются в целом того же мнения. Так в [28] говорится: «До сих пор не существует даже качественная теория этого явления, позволяющая установить зависимость параметров стримера от приложенного напряжения и физических характеристик среды, в которой он распространяется.» Сходное высказывание делается в [29]. «В настоящее время численные модели развития стримерных разрядов не могут претендовать на количественное описание явления.» Однако наиболее радикально по этому поводу высказались авторы [30]. «Хотя для описания стримеров были предложены различные схемы аппроксимации, детальное кинетическое описание при всех пространственных и временных масштабов в настоящее время не существует.»

Тем не менее, на сегодня работы по моделированию стримеров и лидеров практически свернуты. Можно понять аналогичное прекращение работ в области лавинного пробоя, так как прикладная ценность лавинных работ невелика. Однако для стримерного и лидерного процессов прикладная ценность попрежнему велика, вот почему отмеченные выше противоречия между теорией ЭПГ и соответствующими экспериментами должны быть преодолены.

Основные же выводы этого параграфа будут таковы:

1) Во всех режимах распространения волн ЭПГ имеют место значительные не устраненные противоречия между существующими теориями и экспериментом.

2) Необходимость устранения этих противоречий диктует необходимость выдвижения новых гипотез продвижения волны ЭПГ.

3) При любых новых гипотезах желательно объединить все три режима распространения волн ЭПГ единым принципом или уравнением.

6. Нелинейная плазменно-волноводная модель ЭПГ

Для преодоления перечисленных выше противоречий предлагается нелинейная плазменно-волноводная модель (НПВМ) ЭПГ. Она базируется на трех положениях:

1) Все волны ЭПГ являются солитонами.

 Эти волны должны быть поверхностными, то есть на предварительном этапе в объеме нейтрального газа или слабоионизованной плазмы должны быть сформированы цилиндрические области повышенной ионизации, плазменные волноводы.

3) Уравнение, описывающее распространение солитона вдоль поверхности такого волновода, есть уравнение синус-Гордон для электрического потенциала.

Первый пункт этой модели опирается на эксперименты [4] и [6], показывающие симметрию распада лавины на два стримера в разных условиях. В [6] этот распад симметричен в лабораторной системе отсчета, а в [4] он симметричен в системе отсчета, связанной с лавиной (см. рис.3 и рис.4). Данный эффект отражает закон сохранения импульса для материальных частиц, отсюда следует необходимость подобрать для описания волн ЭПГ математический аппарат, отражающий как волновые, так и корпускулярные свойства объекта. Для макроскопических объектов и явлений таким аппаратом является только солитонный. Вот почему первый пункт НПВМ является жестким утверждением для лавинных и стримерных волн ЭПГ. Для лидерных волн это гипотеза, требующая как теоретического исследования, так и дополнительной экспериментальной проверки.

Второй пункт НПВМ базируется на рис.11, илюстрирующим контрагирование волны ЭПГ при лавинно-стримерном переходе. Ток волны ЭПГ в этот момент составляет порядка 1 мА [1], а потому данный эффект не может быть связан с магнитными силами. С другой стороны поглощение поверхностной волны обратно пропорционально градиенту радиальной плотности элетронов волновода [31], то есть волна развивается в окрестности точки перегиба радиального градиента этой плотности. Соответственно контрагирование волны ЭПГ может происходить в случае, когда имеется две соосные цилиндрические поверхности электронной плотности, внешняя и внутренняя. Если толщина скин-слоя на поверхности волновода меньше его радиуса, то на оси волновода может возникнуть провал электронной плотности с образованием внутреннего волновода, на который и перейдет волна ЭПГ (см. рис. 14). Подробно эта задача рассмотрена в [32]. А рис.14 иллюстрирует одномерное сложение двух гауссовых распределений и получение центрального провала при определенном соотношении расстояния между ними и нормирующего параметра распределения.



Рис.14. Схема контрагирования волны ЭПГ [32].

Наконец третий пункт НПВМ требует совместного рассмотрения как теории так и диагностического эксперимента. В теоретическом плане уравнением, описывающим волну ЭПГ, должна быть волна, имеющая несколько решений. При этом одно из них должно отражать уединенную волну, а другое пару пространственно симметричных волн. В этом случае удастся отразить лавинностримерный переход в волновом приближении. Это условие из всех нелинейных волновых уравнений выделяет уравнение синус-Гордон. В экспериментальном плане наиболее удобным экспериментом для установления типа волнового уравнения ЭПГ является диагностика динамики расстояния между максимумами волны типа лавины в электроотрицательном газе (см. рис.9). Анализ, проведенный в [33], показывает, что для адеватного сравнения с бризерным решением уравнения синус-Гордон для электрического потенциала требуется не менее пяти последовательных фотографий диагностируемой волны ЭПГ. В работе [2] представлены всего три таких кадра, но при лазерном инициировании ЭПГ [19] удалось получить необходимое количество кадров аналогичной волны (см. рис.15). Анализируя эти снимки, удалось получить подтверждение справедливости уравнения синус-Гордон для этой волны [33].



Кадр 10







Кадр 29

Обозначения волн: СВ – стоячая, ХВ – хвостовая, ПВ – первичная, ВВ – вторичная

Рис. 15. Форма волны ЭПГ при лазерном инициировании [19]

На базе полученных данных можно представить развитие волны ЭПГ в лавинном и стримерном режимах как это сделано на рис.16. Здесь верхний ряд отражает эволюцию потенциала волны, а нижний – квадрата напряженности электрического поля, то есть профиль энерговыделения.



Рис. 16. Эволюция потенциала U солитона ЭПГ и квадрата плотности его градиента, иллюстрирующего продольный профиль энерговыделения [34].

При этом 1-1 отражает «вдох» бризера, 1-2 – «выдох» бризера, 1-3 - образование метастабильной пары кинк-антикинк, 1-4 – разрыв этой пары. Если к рис.2-1, 2-2 и 2-3 добавить релаксационные хвосты, то получим изображения лавины, аналогичные рис.9. Если релаксационные хвосты добавить к рис.2-4, то получим изображение стримера, аналогичное рис.3.

В качестве дополнительного аргумента в пользу НПВМ в [35] удалось зарегистрировать спектр собственных продольных частот плазменного волновода, сформированного длинной лазерной искрой. В мегагерцовом диапазоне частот были зарегистрированы два собственных колебания волновода с отношением частот равным трем. Последнее значение пока не получило удовлетворительного объяснения, что еще раз показывает, что выбранное направление развития НПВМ следует продолжать и развивать.

Кроме того, в [36] на базе эксперимента [1] удалось оценить массу стримера как квазичастицы. Значение этой величины составляет $10^{-14} - 10^{-13}$ г. Это значение позволяет наметить еще одно направление развития НПВМ, состоящее в получении теоретического значения массы стримера и сравнения ее значения с указанным экспериментальным. В заключение всей работы попытаемся сравнить метод математического моделирования (MMM) с нелинейной плазменно-волноводной моделью (НПВМ).

На первом этапе MMM заимствует уравнение Пуассона, что правомочно, но не приносит прибыли. НПВМ на первом этапе заимствует уравнения Максвелла, что не только правомочно, но и дает прибыль. Последнее связано с тем, что получающаяся при этом дисперсионная характеристика $\omega(k)$, то есть зависимость собственной частоты волны ω от волнового числа k обладает двумя асимптотами и граничной точкой $k_{max} = 2n/r_D$, то есть максимальное волновое число определяется дебаевским радиусом [31]. Данное обстоятельство создает предпосылки для качественного анализа на начальном этапе исследования конкретной задачи. Такие же предпосылки для модельных экспериментов связаны с тем, что $\omega(k)$ для ионно-звуковой волны подобна $\omega(k)$ для волны ленгмюровской, но обладает другими асимптотами, что снижает требования к экспериментальной аппаратуре [31].

На втором этапе MMM ищет решения в классе сильнозатухающих волн, что автоматически приводит к решению в виде уединенной фронтальной волны, отличной от солитона. При этом теряется возможность адекватно описать лавинно-стримерный переход и формирование поперечной модовой структуры в случае регистрации эквидистантных волн ЭПГ. НПВМ сохраняет эти возможности, поскольку не только предполагает солитонные решения, но и предполагает наличие слабозатухающих волн, которые формируют в многопроходных процессах интерференционные картины поперечной модовой структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Strizke P., Sander I., Raether H. Spatial and temporal spectroscopy of streamer discharge in nitrogen. J. Phys. D: Appl. Phys. 10., p.2285, 1977.

2. Allen K.R., Phyllips K. Cloud chamber study of electron avalanch growth. Proc. Roy. Soc., 274 A, 163 (1963). Имеется перевод в [16].

3. Toll H. Zs. Naturforsch. 1964, V.180, P.516. Имеется перевод в [16].

4. Wagner K.H. Electron avalanche-to-streamer transition investigated by means of image intensifier streak shutter technique. Proceedings of the Seventh International Conference «Phenomena in Ionized Gases». Beograd. 1965. V.1, p.571.

5. .Мик Дж., Крэггс Дж. Электрический пробой в газах. Москва. Издательство иностранной литературы. 1960.

6. Руденко Н.С., Сметанин В.И. Исследование развития стримерного пробоя неона в больших промежутках. ЖЭТФ. Т.61, вып.1(7), стр.146. 1971.

7. Руденко Н.С., Сметанин В.И. Распространение стримеров после среза напряжения в стримерной камере. ЖТФ. Т.44, вып.12, стр.2602. 1974.

8. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. Москва. Издательство МФТИ. 1997.

9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Наука. Москва. 1992.

10. Comtios O., Chien C.Y., Desparois A., Genin F., Jarry G., Johton. T.W., Kieffer J.-C., La Fontain B., Martin F., Rizk F.A.M, Vidal F., Couture P., Mercure H.P., Potvin C., Boundiou-Clererie A., Gallimberti I. Triggering and guiding leader dischargers using a plasma channel created by an ultrashort laser pulse. Applied Physics Letters. V.76, N7, p.819. 2000.

11. Ebert U., Montijn C., Briels T.M.P., Yundsdorfer W., Meulenbroek B., Rocco A. and van Veldhuizen E.M. The multiscale nature of streamers. Plasma Sources Sci. Technol. V.15, p.118. 2006.

12 Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. Москва. Наука. 1989.

13. Дьяков А.Ф., Бобров Ю.К., Сорокин А.В., Юргеленас Ю.В. Физические основы электрического пробоя газов. Москва. Издательство МЭИ. 1999

14. Гуревич А.В., Зыбин К.П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы. Успехи физических наук. Т.171. №11, С.1177. 2001.

15. Имянитов И.М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Москва. ГИТТЛ. 1957.

16. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Михеев Л.Д., Николаев Ф.А., Носач О.Ю., Розанов В.Б. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. Итоги науки и техники. Радиотехника. Т.15. ВИНИТИ. Москва. 1978.

17. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. Москва. Атомиздат. 1976.

18. Ретер Г. Электрические лавины и пробой в газах. Москва. Мир. 1968.

19. Шелоболин А.В. Длинная лазерная искра и электрический пробой газов. Физика плазмы. Т.26. №4., С.346. 2000.

20. Омаров О.А., Рухадзе А.А., Шнеерсон Г.А. О плазменном механизме пробоя газов высокого давления в сильном постоянном электрическом поле. ЖТФ. Т.49, в.9, С.1997. 1979.

21. Омаров О.А., Рухадзе А.А. О проявлении плазменной стадии развития лавины при искровом пробоегазов. ЖТФ. Т.50, в.3, С.536, 1980.

22. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. Москва – Ленинград. Гостехтеоретиздат. 1950.

23. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. Москва. Атомиздат. 1975.

24. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащита. М: ФИЗМАТ-ЛИТ, 2001.

25. Руденко Н.С., Сметанин В.И. Механизм распространения стримеров на основе плазменных колебаний. Известия вузов. Физика. Т.7, С.34. 1977.

26. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов. Успехи физических наук. Т.160, вып.7, стр.49. 1990.

27. Стекольников И.С. Природа длинной искры. Издательство Академии наук СССР. 1960.

28. Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю. О стримерном разряде в однородном поле. ЖЭТФ. Т.95, №5. С.1850, 1989.

29. Панчешный С.В., Собакин С.В., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю. Динамика разряда и наработка активных частиц в катодонаправленном стримере. Физика плазмы. Т.26, №12. С.1126. 2000. 30. Ebert U. and Sentman D.D. Streamers, sprites, leaders, lightning: from micro- to macroscales. Journal of Physics D: Applied Physics. 41. 230301. 2008.

31. Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. Москва. Атомиздат. 1976.

32. Шелоболин А.В. Добротность плазменного волновода и контрагирование волны электрического пробо газов при лазерном инициировании. Физика плазмы. Т.32. N10, стр.954. 2006.

33. Shelobolin A.V. Diagnostics of Solitary Waves of Electric Breakdown in Gases. Journal of Russian Laser Research. V.25, N5, p.440. 2004.

34. Shelobolin A.V. Avalanches: Theory, Experiment, and Their Contradictions. Horizons in Earth Science Research. V.3. Chapter 13. Nova Science Publishers, Inc. New York. 2011.

35. Шелоболин А.В. Собственные частоты плазменного волновода, образованного длинной лазерной искрой. Краткие сообщения по физике. №9-10. С.10. 1997.

36. Shelobolin A.V. Avalanche decay and dynamics of streamers. J.Phys. D: Appl. Phys. 40., p.6669, 2007.

Подписано в печать 17.12.2012 г. <u>Формат 60х84/16. Заказ №1. Тираж 140 экз. П.л 2,5.</u> Отпечатано в РИИС ФИАН с оригинал-макета заказчика 119991 Москва, Ленинский проспект, 53. Тел. 499 783 3640