

С 353

Л-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

2 - 4237

Э.Д.Лозанский

КАЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ СТРИМЕРА
И МЕХАНИЗМЫ ВТОРИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ СТРИМЕРНОМ ПРОБОЕ ГАЗА

Специальность 041 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1968

Работа выполнена в ордене Ленина Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук О.Б. Фирсов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук О.Н. Крохин

кандидат физико-математических наук Б.А. Долгошеин

Ведущее предприятие:

Институт высоких температур АН СССР

Автореферат разослан " " " 1969 г.

Защита диссертации состоится " " " 1969 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Адрес: г. Дубна, Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

кандидат физико-математических наук

О.А. Займидорога

2 - 4237

Э.Д. Лозанский

КАЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ СТРИМЕРА
И МЕХАНИЗМЫ ВТОРИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ СТРИМЕРНОМ ПРОБОЕ ГАЗА

Специальность 041 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

5779 89

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Теория стримерного пробоя газа была развита Лёбом, Миком /1/ и Ретером /2/. Согласно этой теории, пробой газа происходит следующим образом.

После прохождения первичной лавины через разрядный промежуток электроны попадают на анод, а положительные ионы, остающиеся в промежутке из-за своей малой скорости, образуют пространственный заряд. Под действием фотонов, испускаемых из головки первичной лавины, возникают вторичные электроны, которые образуют новые лавины. Если поле пространственного заряда, образованного основной лавиной, по порядку величины равно внешнему полю, то вторичные лавины будут вливаться в ствол основной лавины. Положительные ионы, остающиеся позади этих лавин, удлиняют и увеличивают пространственный заряд лавины в направлении к катоду. Развивающийся процесс и называется стримером. Лёб и Мих выдвигают два критерия пробоя. Первый критерий Мика записывается так:

$$E_1 = \frac{4}{3} \frac{\alpha q \exp(\alpha d)}{r_D(d)} = k E_0 . \quad (1)$$

Здесь E_1 - поле пространственного заряда, α - первый коэффициент ионизации Таунсенда, d - размер промежутка, q - заряд ионов, r_D - радиус лавины, E_0 - внешнее поле, k - численный коэффициент, значение которого подбирается по экспериментальному значению пробивного напряжения. В воздухе при атмосферном давлении для промежутка $d = 1$ см, $k = 0,1-0,2$.

Второй критерий - критерий Лёба заключается в том, что для осуществления роста стримера необходимо, чтобы плотность

ионов в конце следа лавины была больше некоторого минимального значения, причем минимальная критическая величина, найденная из экспериментальных данных, составляет примерно $7 \cdot 10^{11}$ ионов/см³.

Подробное изложение теории Лёба, Мика и Ретера, а также обзор экспериментальных и теоретических работ по стримерному пробоя содержится в первой главе диссертации.

Стримерная теория дает возможность рассчитать пробивное напряжение в согласии в первом приближении с экспериментом. Однако это, по выражению самого Мика, не дает оснований для утверждений о правильности теории в силу приближенности целого ряда предположений. Поэтому во второй главе диссертации делается попытка подытожить ряд критических замечаний к этой теории. В основном эти критические замечания сводятся к следующим: 1) неправильная оценка поля пространственного заряда; 2) игнорирование условия самостоятельности разряда как необходимого условия пробоя; 3) отсутствие данных о природе фотоионизирующего излучения.

В третьей главе проводится исследование вопроса о природе фотоионизирующего излучения и предлагаются некоторые механизмы, которые могут играть роль механизмов вторичных процессов в однородных газах и в воздухе.

Возможными механизмами образования фотонов в однородном газе с энергией большей, чем энергия ионизации, являются: рекомбинация, тормозное излучение, возбуждение ионов и ионизация атомов с одновременным возбуждением остатка. Последние два процесса, разумеется, не относятся к водороду.

Однако приведенные в диссертации оценки показывают, что ни один из перечисленных механизмов не может рассматриваться в качестве механизма вторичных процессов по следующим причинам: 1) характерное время образования фотонов с энергией, превышающей энергию ионизации, на несколько порядков больше времени пробоя; 2) коэффициент поглощения фо-

тонов с энергией, не намного превышающей энергию ионизации, имеет для различных газов при атмосферном давлении величину порядка $\approx 10^3$ см⁻¹. При таком коэффициенте поглощения ионизирующее излучение не выйдет за пределы лавины и образованные вторичные электроны не смогут выполнить условия самостоятельности пробоя, т.е. создать такое же количество электронов и ионов, что и первоначальный электрон.

Помимо рассмотренных процессов для однородного газа в смеси газов появляются возможности для осуществления механизма, предложенного Лёбом и Миком для воздуха и заключающегося в следующем.

Потенциал ионизации молекулы азота равен 15,5 эв в то время, как потенциал ионизации молекулы кислорода - 12,2 эв. Следовательно, при излучении молекулы азота, находящейся в возбужденном состоянии с большим главным квантовым числом, испускается фотон, способный ионизировать молекулу кислорода.

Такая ионизация в принципе может иметь место, однако, она ни в коей мере не может играть роль вторичного механизма, так как эти фотоны являются резонансными по отношению к азоту и поэтому основная их часть поглотится ближайшими молекулами азота с коэффициентом поглощения порядка 10^6 см⁻¹.

Те же фотоны, которые благодаря форме спектральной линии отклонились от резонансной частоты, на крыльях линии могли бы в однородном азоте распространиться на большие расстояния, но в воздухе при атмосферном давлении они будут ионизировать кислород с коэффициентом поглощения, как уже говорилось, порядка 10^3 см⁻¹.

Разумеется, тем более не эти процессы создавали фотоны в опытах Ретера ^{/3/}, где ионизирующее излучение распространялось на расстояние порядка 10 см.

Таким образом, мы приходим к выводу, что, по-видимому, фотоионизация газа, как вторичный механизм, должна быть

вызвана фотонами с энергией меньше, чем энергия ионизации, точнее - резонансными фотонами.

Действительно, вероятность того, что фотон, испущенный в начале координат, поглотится на расстоянии от r до $r+dr$ в единице телесного угла дается формулой

$$w(r) = \frac{\kappa}{4\pi r^2} \exp(-\kappa r), \quad (3)$$

где κ - коэффициент поглощения. Если $\kappa = \kappa(\omega)$, где ω - частота, то для получения $w(r)$ необходимо усреднить выражение (3) по всему спектру частот. Имеем

$$w(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \int_0^\infty \exp[-\kappa(\omega)r] \kappa(\omega) P(\omega) d\omega, \quad (4)$$

где $P(\omega)$ - форма спектральной линии.

Оценки показывают, что в этом случае форму линии можно считать ударной лоренцевской, т.е. /4/

$$\kappa = \frac{\kappa_0 \Gamma^2 / 4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (5)$$

$$P(\omega) = \frac{\Gamma / 2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (6)$$

Здесь κ_0 - коэффициент поглощения центрального фотона частоты ω_0 , Γ - ударная ширина линии. Подставляя (5) и (6) в (4) и учитывая, что $\kappa_0 r \gg 1$, получим

$$w(r) = [(4\pi)^{3/2} r^3 \sqrt{\kappa_0 r}]^{-1} \quad (7)$$

Следовательно, на расстоянии r в единице телесного угла образуется $w(r)$ возбужденных атомов, которые затем могут вступить в реакцию с образованием молекулярного иона типа



в результате которой и возникнет вторичный электрон.

Сечение реакции (8) для He и Ar имеет величину порядка $10^{-15} \text{ см}^2 / 5,6/$, т.е. характерное время T образования вторичного электрона

$$T = (N v \sigma)^{-1} \approx 10^{-9} \text{ сек.}$$

Здесь N - концентрация атомов при атмосферном давлении; v - средняя скорость атомов; σ - сечение реакции (8).

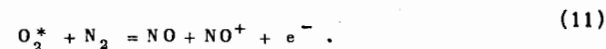
Так как $T < \tau$, где τ - время жизни возбужденного состояния, участвующего в (8), то окончательное выражение для $w(r)$ будет иметь вид

$$w(r) = [(4\pi)^{3/2} r^3 \sqrt{\kappa_0 r}]^{-1} \frac{T}{r} \quad (9)$$

Множитель $\frac{T}{r}$ учитывает тот факт, что часть возбужденных атомов в головке первичной лавины прореагирует по схеме (8), не успев излучить фотон.

Расчет по формуле (9) для He дает, что на расстоянии 1 см от головки лавины в единице телесного угла образуется примерно 10 вторичных электронов, чего более чем достаточно для самостоятельного пробоя газа.

В воздухе за вторичный механизм, возможно, отвечают такие реакции



Однако окончательный ответ на этот вопрос может быть дан только после измерения сечений этих реакций.

В четвертой главе, основываясь на механизме фотоионизации, предложенном выше, обсуждается качественная теория стримера и рассматривается модель его распространения. Благодаря малой интенсивности фотоионизации газа характер пробоя следующий: в некоторый момент число электронов в лавине оказывается столь большим, что поле пространственного заряда становится сравнимым с внешним полем E_0 , при этом спереди и сзади лавины появляются области усиленного поля с сильно возросшим значением a (при увеличении E на 10-20% a увеличивается примерно вдвое) и они "пробиваются" самостоятельно. Со стороны анода передний фронт электронов вырывается вперед, сильно ионизируя газ и продолжая область квазинейтральной хорошо проводящей плазмы. Со стороны катода малое число электронов фотоионизации, которые попадают в область сильного поля, интенсивно ионизируют газ и также оставляют за собой область хорошо проводящей квазинейтральной плазмы. Таким образом, из лавины в обе стороны вдоль внешнего поля растет проводящий стержень (стример), переносящий на своих концах все более и более сильное поле E .

Граница проводящей области передвигается в направлении результирующего поля на положительном конце и против поля - на отрицательном конце со скоростью kE , где k - подвижность, до замыкания разрядного промежутка.

В соответствии со сказанным выше, стример распространяется таким образом, что каждая точка границы его поверхности движется со скоростью электронов, определяющейся результирующим электрическим полем в этой же точке.

В диссертации приводятся расчеты, показывающие, что в наиболее важном, с точки зрения распространения стримера, месте границы стримера - его головке, форма стримера практически не отличается от формы вытянутого вдоль направления

внешнего поля эллипсоида вращения. Это позволяет получить ряд важных количественных соотношений.

Если в уравнение для изменения кривизны концов стримера со временем ^{17/} подставить эллипсоидальные параметры, то получается, что кривизна концов стримера не изменяется.

Электрическое поле вблизи головки эллипсоида выражается следующим образом через его большую полуось "а" и радиус кривизны R ^{18/} ($a \gg R$):

$$E = E_0 \frac{a}{R \ln \left(\frac{2}{e} \sqrt{\frac{a}{R}} \right)} ; e = 2,718 \dots \quad (12)$$

Так как радиус кривизны не меняется, то поле вблизи головки, а, следовательно, и скорость распространения стримера v приблизительно пропорциональны его длине, точнее

$$v = \pm k E_0 \frac{a}{R \ln \left(\frac{2}{e} \sqrt{\frac{a}{R}} \right)} , \quad (13)$$

где знак "+" для стримера, движущегося к катоду, а "-" - для анодного стримера.

Отсюда легко также получить зависимость длины стримера от времени

$$a = \exp \left(\sqrt{\frac{k E_0 t}{R}} + C \right) , \quad (14)$$

где C - константа, зависящая от начальных условий.

Так как радиус кривизны эллипсоида вблизи его головки выражается через его параметры "а" и "b" по формуле $R = \frac{b^2}{a}$; и $R = \text{const}$, то отсюда следует, что толщина стримера растет при его распространении как корень из его длины

$$b \approx \sqrt{a} \quad (15)$$

(более точное выражение приведено в диссертации).

Формулы (13-15) хорошо согласуются с экспериментальными данными /9/.

В V главе диссертации рассчитывается первый коэффициент ионизации Таунсенда α для He с учетом косвенной ионизации (реакции (8)) и для смеси He с Ar с учетом эффекта Пеннинга.

В случае чистого He отличие от обычного выражения для α

$$\alpha = \frac{\langle N v \sigma_1 \rangle}{u} \quad (16)$$

(здесь N - концентрация атомов He; u - дрейфовая скорость; σ_1 - сечение ионизации гелия электронным ударом; усреднение производится по нормированной функции распределения электронов) заключается в замене сечения ионизации на сечение σ_b возбуждения электронным ударом низшего из уровней, вступающих в реакцию (8), т.е. в случае He уровня 3^1P .

Функция распределения, полученная при решении кинетического уравнения для гелия в разрядном промежутке /10/, имеет вид

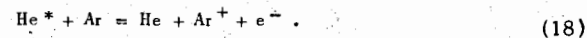
$$f(v) = \frac{C_1}{v} \sqrt{v - v_p} K_{1/3} [\beta (v - v_p)^{3/2}], \quad (17)$$

где v_p - скорость, соответствующая началу неупругих потерь энергии электронами; $K_{1/3}$ - функция Макдональда; $\beta = \frac{2}{3} \left(\frac{3\nu_y K_p}{y^2} \right)^{1/2}$; $y = \frac{eE}{m}$; ν_y - частота упругих столкновений; C_1 - нормировочная константа; $\nu_y = K_p (v - v_p)$ - частота возбуждений первого уровня гелия.

Для широкого интервала значений $\frac{E}{P}$ (P - давление газа) функция распределения быстро убывает с ростом скорости электронов, поэтому в этих условиях вклад в ионизацию от реакции (8) является основным, так как требует меньшей затраты энергии. Расчет по формуле (16) с функцией (17) хоро-

шо согласуется с экспериментом /11/ в интервале $\frac{E}{P}$ от 4 до $100 \frac{В}{см мм рт. ст.}$

В смеси He и Ar дополнительный вклад в ионизацию будет также от реакций типа Пеннинга



Расчет, учитывающий эти реакции, дает что при концентрации аргона менее, чем $10^{-2}\%$, но достаточной, чтобы метастабильные атомы He не успели уйти на стенки прежде, чем произойдет реакция (13), первый коэффициент ионизации Таунсенда не зависит от концентрации аргона и выражается, при выполнении условия $\beta v_p^{3/2} \gg 1$, следующей формулой

$$\alpha = \frac{4,5 \gamma \beta^{1/3}}{\pi v_p^{3/2} + 4,8 v_p \beta^{-1/3}} \quad (19)$$

Таким образом, в диссертации выяснен вопрос о природе фотоионизирующего излучения и механизмах вторичных процессов при стримерном пробое газа; в рамках предложенной модели распространения стримера получены аналитические выражения для таких важных характеристик стримера как его скорость, длина, диаметр, плотность плазмы; получены также выражения для первого коэффициента ионизации Таунсенда α с учетом косвенной ионизации.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /7,10,12-13/.

Л и т е р а т у р а

1. Loeb L., Meek J. "The Mechanism of Electric Spark" 1941.
2. Raether H. Arch. Electrot. 34, 49, 1940.
3. Raether H. Zs. für Phys., 110, 611, 1938.

4. Гайтлер В. "Квантовая теория излучения". Изд-во иностранной литературы. 1956.
5. Kaul W., Seyfied P., Taubert R. Zs. für Naturworschung, 18a, 432, 1963.
6. Lampe F., Hess G. J. Amer. Chem. Soc. 86, 2952, 1964.
7. Лозанский Д.Д., Фирсов О.Б., ЖЭТФ 56, 670, 1969.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. "Электродинамика сплошных сред", Изд-во физ.-мат. литер. 1959.
9. Давиденко В.А., Долгошеин Б.А., Сомов С.В. ЖЭТФ 55, 435, 1968.
10. Лозанский Э.Д. ДАН СССР 183, №2, 1968.
11. Chanin L., Rork G. Phys. Rev., 133, 1005, 1965.
12. Лозанский Э.Д. ЖТФ 38, №9, 1968.
13. Лозанский Э.Д. British J. Appl. Phys., 1, 380, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1968 года.