

## Об установившемся лидерном пробое. Атмосфера азота

© А.В. Ивановский

(Поступило в Редакцию 3 февраля 1997 г.)

Изложены физические представления о возможном механизме формирования лидерного канала. Построена математическая модель для описания установившегося лидерного пробоя. Разработан алгоритм определения скорости распространения, размеров и напряженности электрического поля в стримерной зоне. Проведено численное моделирование стадии формирования канала в плазме стримерной зоны в атмосфере азота. Получена зависимость скорости лидера от потенциала. Предположительно предлагаемая модель может использоваться для описания лидерного пробоя длинного промежутка при высоких положительных потенциалах.

### Введение

Рассматривается задача об установившемся пробое длинного газового промежутка с заданным потенциалом  $U_0$  на одном из электродов. Известно (см., например, [1]), что такой разряд имеет сложную структуру. Потенциал  $U_0$  переносится по высокопроводящему лидерному каналу, обладающему достаточной для термической ионизации температурой. Канал формируется в слабопроводящей стримерной зоне, размеры которой достаточно велики  $L \geq 1$  м. Существует ряд представлений о механизме формирования канала лидера. Согласно одним, он формируется в результате разогрева одиночного стримера [2]. Развиваются гипотезы о формировании канала на фоне огромного количества непрерывно возникающих стримеров [3]. Будем исходить из первого.

Если пренебречь падением потенциала на высокопроводящем канале, то для промежутков больших размеров стримерной зоны естественно рассмотреть установившийся режим пробоя. При этом задача о формировании канала лидера в плазме стримерного разряда одномерна — все величины зависят только от поперечной координаты  $r$ . Зависимость же от  $z$  определяется параметрически через задержанное время  $\tau = t - z/v_x$ . При заданной среде описанный режим пробоя полностью определен одним параметром — потенциалом  $U_0$ , от которого зависят скорость распространения  $v_z$ , параметры стримерной зоны и канала. Определение зависимости  $v_z$ , а также размеров  $L$  и напряженности поля  $E_0$  в стримерной зоне от потенциала  $U_0$  и является целью настоящей работы. При этом предполагается, что  $v_z$  много больше скорости дрейфа электронов, т. е.  $v_z$  определяется скоростью переноса заряда по каналу. Рассмотрение проводится для азотной среды. Существенным моментом проводимых исследований является модель стримерной зоны лидера.

### Модель стримерной зоны

Ясности здесь нет [1]. В [4] обращено внимание на то, что при распространении стримера существенную роль играет уширение токопроводящей области цилиндрической волновой ионизации. В [5] построен режим распро-

странения стримера, в котором погонная проводимость  $G = 2\pi \int_0^\infty \sigma r dr$  формируется цилиндрической волной ионизации с близкой к постоянной скоростью распространения  $v_r$ . Проводимость стримера (концентрация электронов) зависит от координаты  $r$  как  $\sigma \approx \vartheta_z^2 / \vartheta_r r$  ( $G \approx v_z^2 \tau$ ). Показано, что такой режим может обеспечить распространение многометровых стримеров. При этом напряженность электрического поля слабо меняется по длине и составляет  $\sim 10$  кВ/м. Изложенные представления позволяют объяснить наблюдаемую в экспериментах [3] линейную зависимость скорости стримеров от крутизны нарастания потенциала при  $dU/dt > 400$  кВ/мкс ( $\vartheta_z > 4 \cdot 10^7$  см/с). Будем исходить из представлений о стримере [5].

Предполагается, что канал лидера формируется в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости [1] вблизи оси, где ионизация максимальна. При небольших скоростях нарастания тока можно ограничиться рассмотрением процессов при атмосферном давлении (без ударных волн). Сложность описания формирования канала состоит в неопределенных размерах области развития неустойчивости. На масштаб этой области могут оказать влияние начальные условия, например размер головки стримера. Мы пренебрежем этим масштабом  $\leq 10^{-3}$  см [6], считая, что параметры канала определяются процессами переноса в плазме стримера.

В квазинейтральной плазме стримера диффузия амбиполярна. Однако прогрев электронного газа определяется коэффициентом электронной диффузии. Исходя из этого, пренебрежем диффузией заряженных частиц по сравнению с электронной теплопроводностью. Отметим, что в силу малой концентрации электронов на стадии формирования канала электронная теплопроводность не вносит заметного вклада в общий баланс энергии. Ее влияние проявляется опосредованно, через вынос энергичных электронов, способных произвести ионизацию газа, в холодные области.

Ниже на основании изложенных соображений проводится построение расчетной модели формирования канала в плазме стримерного разряда. При этом основным механизмом вовлечения холодного газа в канал является электронная теплопроводность.

## Основные уравнения

Считаем, что плазма состоит из молекулярного азота, соответствующих ионов и электронов с концентрациями  $N$ ,  $n_+$ ,  $n_e$ . Это оправдано до температур среды  $T \leq 4000$  К, когда можно пренебречь диссоциацией [1]. Плазма электронейтральна  $n_e \cong n_+$  и слабоионизованна  $10^{-3} \cdot N \geq n_e$ , т.е. можно пренебречь кулоновскими столкновениями [1]. В пренебрежении диффузионно-дрейфовым движением заряженных частиц уравнение непрерывности для электронной компоненты принимает вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_0 n_e) = k_{\text{ion}} N n_e - k_r n_e^2 + S_{\text{str}}, \quad (1)$$

где  $v_0$  — поперечная гидродинамическая скорость.

Источник  $S_{\text{str}}(v_z, v_r, E_0)$  описывает рождение электронно-ионных пар на фронте формирующей стримерный разряд цилиндрической волны ионизации. Для обеспечения распространения стримерного разряда необходимо задать [5]

$$S_{\text{str}} = \frac{C_0}{2\pi} \frac{1v_z v_z}{ek_e(E_0)v_r(r+r_0)} \delta(\tau - r/v_r), \quad (2)$$

где  $k_e(E_0) = W_e/E_0$  — подвижность электронов,  $W_e(E_0)$  — скорость дрейфа; погонная емкость разряда оценивается из  $C_0 = 1/2 \text{Ln}(2v_z/v_r)$ ; значение  $r_0$  введено для устранения сингулярности при  $r \rightarrow 0$ .

При заданной функции распределения электронов по энергии  $\varepsilon = f(\varepsilon)$  константы скоростей ионизации  $k_{\text{ion}}$  и рекомбинации  $k_r$  определяются из

$$k_{\text{ion}} = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \varepsilon q_{\text{ion}}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \\ k_r = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \varepsilon q_r(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad \int_0^{\infty} \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3)$$

где  $q_{\text{ion}}$ ,  $q_r$  — сечения ионизации и рекомбинации ( $I$  — потенциал ионизации); считается, что ионизация происходит из основного состояния.

Для определения  $N$  и  $v_0$  необходимо решить уравнения гидродинамики, принимающие при постоянном атмосферном давлении  $P_0$  вид [7]

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rNv_0) = 0, \quad P_0 = NkT,$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (N\varepsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [rv_0(N\varepsilon + P_0)] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rJ) = n_e S_e, \quad (4)$$

где пренебрежено кинетической энергией по сравнению с внутренней  $\varepsilon$ ;  $J$  — поток энергии;  $S_e$  — энергия, передаваемая электроном среде в 1 с в упругих и неупругих столкновениях.

В силу малой подвижности вкладом ионов в разогрев среды пренебрегается. Внутренняя энергия  $\varepsilon$  складывается из кинетической  $\varepsilon_k = (3/2)kT$ , энергии вращательных степеней свободы, определяемой в условиях термодинамического равновесия из  $\varepsilon_R = kT$ , и энергии колебаний  $\varepsilon_V$

$$\varepsilon = \frac{5}{2}kT + \varepsilon_V. \quad (5)$$

При написании (5) мы пренебрегли энергией электронно-возбужденных частиц, считая, что она достаточно быстро релаксирует в тепловую.

В силу замедленной дезактивации колебательных степеней свободы для определения  $\varepsilon_V$  необходимо решить уравнение [7]

$$\frac{\partial (N\varepsilon_V)}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_0 N\varepsilon_V) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\chi N \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial r} \right) \\ = n_e N S_V + N \frac{\varepsilon_V^p - \varepsilon_V}{\tau_V}, \quad (6)$$

где  $S_V$  — потери энергии электроном на возбуждение колебаний молекул;  $\tau_V$  — время колебательной релаксации;  $\varepsilon_V^p = h\nu / [\exp(h\nu/kT) - 1]$  — энергия колебаний в условиях термодинамического равновесия ( $h\nu = 0.291$  eV — энергия колебательного кванта);  $\chi = \lambda / (Nc_p)$  — коэффициент температуропроводности ( $c_p = (7/2)k$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении);  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности.

Преобразуя (4)–(6), получим систему уравнений гидродинамики для определения температуры  $T$ , концентрации  $N$  и массовой скорости  $v_0$

$$Nc_p \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} + v_0 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ + n_e (S_e - NS_V) - N \frac{\varepsilon_V^p - \varepsilon_V}{\tau_V}, \\ \frac{c_p P_0}{k} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_0) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ + n_e (S_e - NS_V) - N \frac{\varepsilon_V^p - \varepsilon_V}{\tau_V}, \\ \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial \tau} + v_0 \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial r} = \frac{1}{Nr} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\chi N \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial r} \right) \\ + n_e S_V + \frac{\varepsilon_V^p - \varepsilon_V}{\tau_V}, \quad N = \frac{P_0}{kT}. \quad (7)$$

Для определения рассеиваемой электронами энергии необходимо решить уравнение баланса энергии, которое можно записать в виде [7]

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{3}{2} n_e k T_e \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \frac{5}{2} n_e k T_e v_0 - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \right] \\ = n_e \frac{e^2 E_0^2}{m_e \nu_m^e} - n_e N (S_{\text{el}} - S_{\text{in}} - S_i) - n_e^2 S_r + S_T, \quad (8)$$

где под температурой электронов понимается

$$\frac{3}{2}kT_e = \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f(\varepsilon) d\varepsilon;$$

пренебрежено кинетической энергией  $m_e v_0^2/2$  по сравнению с  $kT_e$ ;  $\lambda_e$  — коэффициент электронной теплопроводности;  $e^2 E_0^2 / m_e \nu_m^e$  — энергия, передаваемая электронам полем;  $S_{el}$ ,  $S_{in}$ ,  $S_i$  — скорости потерь энергии электроном в упругих и неупругих столкновениях, на ионизацию газа, отнесенные на одну молекулу;  $S_r$  — скорость потерь энергии электронами в процессе рекомбинации, отнесенная к одному иону;  $\nu_m^e$  — частота упругого рассеяния электронов; источник  $S_T = (3/2)kT_e^0 S_{str}$  — описывает энергию, приобретаемую электронами на фронте цилиндрической волны ионизации;  $T_e^0$  — равновесная температура электронов в азоте нормальной плотности в поле  $E_0$ .

Частота  $\nu_m^e$  и скорость потерь энергии электронами определяются из

$$\begin{aligned} \nu_m^e &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} N \int_0^{\infty} \varepsilon q_m(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \\ S_{el} &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} \frac{2m_e}{M} \int_0^{\infty} \varepsilon^2 q_m(\varepsilon) \left[ f(\varepsilon) + kT \frac{df}{d\varepsilon} \right] d\varepsilon, \\ S_{in} &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} \sum_i \left[ \varepsilon_i \int_{\varepsilon_i}^{\infty} \varepsilon Q_i(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \right. \\ &\quad \left. - \varepsilon_i^- \int_0^{\infty} \varepsilon Q_i^-(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \right], \\ S_i &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} I \int_I^{\infty} \varepsilon q_{ion}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \\ S_r &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \varepsilon^2 q_r(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $q_m$  — транспортное сечение рассеяния электронов на молекуле азота;  $Q_i = P_i q_i(\varepsilon)$  — сечение возбуждения  $i$ -го уровня с энергией  $\varepsilon_i$ ;  $P_i$  — заселенность уровня;  $Q_i^- = P_i q_i^-(\varepsilon)$  — сечение дезактивации  $i$ -го уровня с энергией  $\varepsilon_i^-$ ;  $M, m_e$  — массы молекулы азота и электрона.

Для определения скоростей процессов ионизации, рекомбинации, потерь энергии электронами и частоты столкновений необходимо знать функцию распределения электронов по энергии. Обычно считают ее максвелловской

$$f(\varepsilon) = f_M(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_e}\right). \quad (10)$$

При этом выражение для электронной теплопроводности принимает вид

$$\lambda_e = \frac{5}{2} k n_e D_e = \frac{5}{2} n_e k T_e \frac{k}{m_e \nu_m^e}, \quad (11)$$

где  $D_e$  — коэффициент диффузии электронов.

Вклад рекомбинации в энергию, передаваемую среде в единицу времени  $S_e$ , может быть вычислен по формуле

$$S_e^r = k_r n_e \left( \frac{3}{2} k T_e + I_N - I_{N_2^+}^d \right), \quad (12)$$

где  $I_N = 14.5$  eV — потенциал ионизации атомарного азота,  $I_{N_2^+}^d = 8.7$  eV — энергия связи иона  $N_2^+$ .

## Сечения взаимодействия электронов со средой

Подробный анализ сечений взаимодействия электронов с молекулярным азотом проведен в [8]. Опишем кратко набор констант, используемый в настоящей работе. При описании упругих столкновений будем пользоваться зависимостью транспортного сечения  $q_m$  от энергии электронов из [9]. При описании вращательного возбуждения следуем [10,11]. Пользуясь малостью вращательной постоянной  $B_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$  eV  $\ll kT, kT_e$ , можно считать распределение по уровням квазинепрерывным. Это позволяет заменить суммирование по индексам уровней  $j$  по  $dj$  от  $j = 0$  до  $j = \infty$ . В частности, для сечения торможения можно получить

$$S_{in}^R = 4B_0 \sigma_0 \left( 1 - \frac{kT}{\varepsilon} \right), \quad (13)$$

где  $\sigma_0 = \frac{8\pi}{15} (a_0 Q)^2$ ,  $a_0$  — боровский радиус;  $Q = 1.05$  — квадрупольный электрический момент.

При описании возбуждения колебаний учтем только столкновения первого рода, т.е. будем считать, что молекулы находятся в основном состоянии. Сечения возбуждения  $q_i^V$  первых восьми уровней содержатся в [12].

Сечения процессов электронного возбуждения взяты из следующих источников:  $A^3 \sum_u^+$ ,  $a^1 \Pi_g$  [13];  $B^3 \Pi_g$ ,  $C^3 \Pi_u$  [14];  $b^1 \Pi_i$ ,  $b^1 \sum_u^+$  и суммы сечений высоколежащих состояний из [15].

Описывая ионизацию электронным ударом, ограничимся процессом, идущим из основного состояния. Соответствующие сечения взяты из [16].

Константу скорости диссоциативной рекомбинации определим из [17]

$$k_r = 3 \cdot 10^{-7} \left( \frac{300}{T_e} \right)^{1/2}, \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \quad ([T_e] = \text{K}). \quad (14)$$

Для времени колебательной релаксации используем выражение [18]

$$\tau_V = 6.5 \cdot 10^{-9} \exp\left(\frac{137}{T^{1/3}}\right), \text{ s} \quad ([T] = \text{K}). \quad (15)$$

Зависимость коэффициента теплопроводности молекулярного азота от температуры среды содержится в [19].

## Обоснование гидродинамического подхода

При высоких концентрациях электронов рассеяние происходит в кулоновских столкновениях и использование максвелловской функции распределения для электронов оправдано интенсивным обменом энергий в электрон-электронных столкновениях. При низких концентрациях функция распределения определяется взаимодействием электронов с нейтральным газом и использование максвелловского распределения по энергиям требует обоснования.

При описании функции распределения электронов  $f$  в условиях взаимодействия с нейтральной средой используется следующий подход, хорошо описывающий экспериментальные данные [20]. Разлагая  $f$  в ряд по полиномам Лежандра и ограничиваясь двумя членами

$$f = f_0(\varepsilon) + \cos \Theta f_1(\varepsilon), \quad (16)$$

где  $\Theta$  — угол между направлением поля  $\mathbf{E}$  и скоростью электронов, можно получить следующее уравнение для установившегося значения  $f_0$ :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \left[ \frac{e^2 E^2}{N^2} \frac{\varepsilon}{3q_m(\varepsilon)} + kT \varepsilon^2 \frac{m_e}{M} q_m(\varepsilon) \right] \right. \\ & \times \left. \frac{\partial}{\partial \varepsilon} f_0(\varepsilon) + \varepsilon^2 \frac{2m_e}{M} q_m(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \right\} \\ & = \sum_i [\varepsilon Q_i(\varepsilon) f_0(\varepsilon) - (\varepsilon + \varepsilon_i) Q_i(\varepsilon + \varepsilon_i) f_0(\varepsilon + \varepsilon_i) \\ & + \varepsilon Q_i^-(\varepsilon) f_0(\varepsilon) - (\varepsilon - \varepsilon_i^-) Q_i^-(\varepsilon - \varepsilon_i^-) \\ & \times f_0(\varepsilon - \varepsilon_i^-)] + \varepsilon q_{\text{ion}}(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \\ & - 2 \int_{\varepsilon+I}^{\infty} \varepsilon' q_{\text{ion}}(\varepsilon') f_0(\varepsilon') \psi(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon'. \quad (17) \end{aligned}$$

Функция  $\psi(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon$  определяет вероятность того, что один из двух родившихся электронов имеет энергию в интервале от  $\varepsilon$  до  $\varepsilon + d\varepsilon$ . Она нормирована условием  $\int_0^{\varepsilon'-I_j} \psi(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon = 1$ . Для определенности считаем энергии электронов одинаковыми  $\psi(\varepsilon', \varepsilon) = \delta(\varepsilon - (\varepsilon' - I_j)/2)$ . Для целей сравнения двух подходов к описанию динамики электронов такое допущение приемлемо.

По функции распределения  $f_0$  константы скоростей ионизации и рекомбинации определяются из (3), скорости потерь энергии из (9). Скорость дрейфа, коэффициент диффузии и температура электронов могут быть вычислены из

$$\mathbf{W}_e = -\frac{e\mathbf{E}}{3} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{Nq_m(\varepsilon)} \frac{df_0}{d\varepsilon} d\varepsilon,$$

$$\begin{aligned} D_e &= \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{Nq_m(\varepsilon)} f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \\ T_e &= \frac{2}{3k} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (18) \end{aligned}$$

В аналогичных условиях в гидродинамическом приближении температура электронов ( $T_e^0$  см. (8)) может быть найдена из уравнения баланса энергии

$$\frac{e^2 E^2}{m_e \nu_e} = N(S_{\text{el}} + S_{\text{in}} + S_i), \quad (19)$$

где зависимости частоты столкновений и скоростей потерь энергии от температуры определяются из (9) при  $f = f_M(T_e, \varepsilon)$  (потери энергии на диссоциацию мы пренебрегли, считая концентрацию электронов малой).

На рис. 1–3 сравниваются зависимости от  $E/N$  температуры электронов, скорости дрейфа, коэффициентов

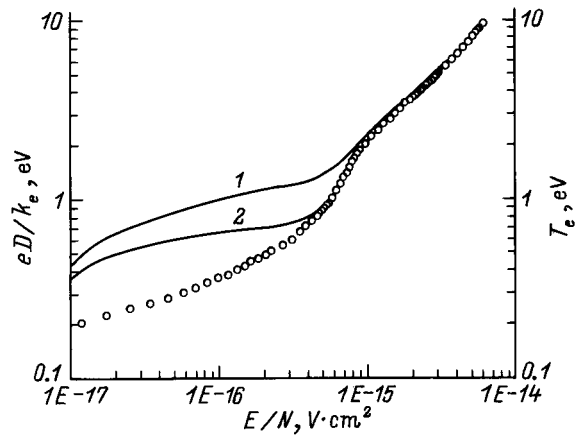


Рис. 1. Зависимости от параметра  $E/N$  отношения  $eD/k_e$  (1) и температуры электронов  $T_e$  (2).  $\circ$  — гидродинамическое приближение ( $T_e = eD/k_e$ ).

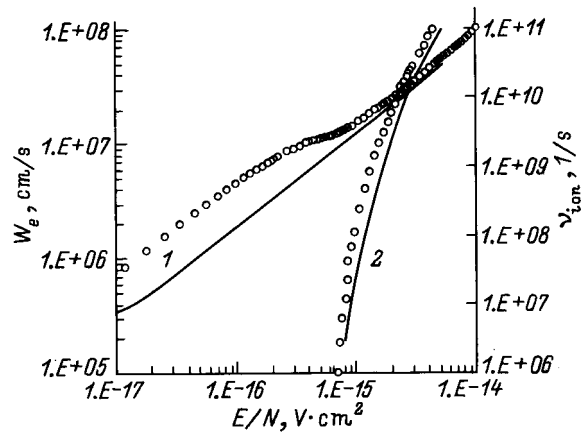
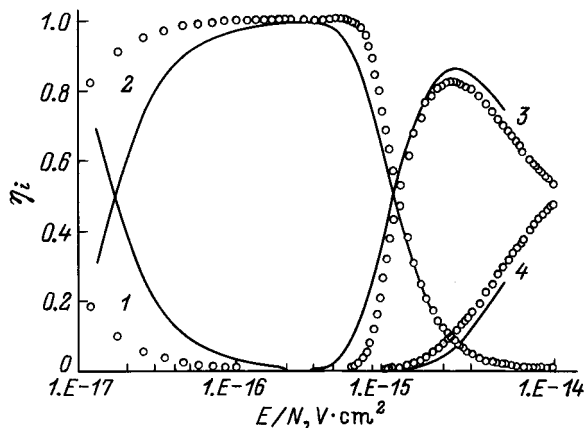


Рис. 2. Зависимости от параметра  $E/N$  скорости дрейфа электронов (1) и частоты ионизации (2).  $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Кривые — кинетическое приближение,  $\circ$  — гидродинамическое приближение.



**Рис. 3.** Зависимости относительных потерь энергии  $\eta_i$  от  $E/N$ . 1 — возбуждение вращений и упругие столкновения, 2 — возбуждение колебаний, 3 — возбуждение электронных уровней, 4 — ионизация. Кривые — кинетическое приближение,  $\circ$  — гидродинамическое приближение.

диффузии, частот ионизации и скоростей потерь энергии электроном для молекулярного азота, полученные путем численного решения кинетического уравнения (17), (18) и в гидродинамическом приближении (9), (11), (19). Решение уравнения (17) проводилось по методике работы [21]. При  $E/N \leq 4 \cdot 10^{-16} V \cdot cm^{-2}$  различие в величинах велико. В области  $E/N \geq 4 \cdot 10^{-16} V \cdot cm^{-2}$  гидродинамический подход дает неплохое согласие с данными, получаемыми из кинетического рассмотрения.

### Анализ результатов расчетов

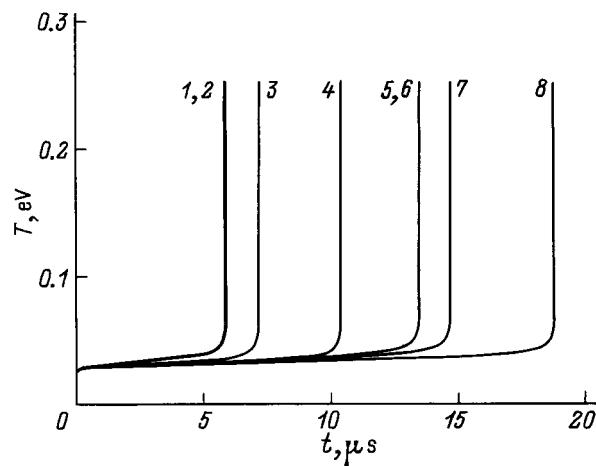
Решение задачи определено уравнениями (1)–(3), (7)–(12). В начальный момент времени азот находится в нормальных условиях:  $N|_{\tau=0} = N_0 = 2.5 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ ;  $T|_{\tau=0} = 293 K$ ;  $\varepsilon_V|_{\tau=0} = 0$ ; концентрация электронов  $n_e|_{\tau=0} = 0$ ; температура электронов  $T_e|_{\tau=0} = 293 K$ . Граничные условия следуют из требования симметрии на оси: при  $r = 0$  потоки частиц и энергии равны 0. Константы скоростей ионизации и рекомбинации, скорости потерь энергии, частота столкновений и электронная теплопроводность определяются из (3), (9), (11), (12) в предположении максвелловского распределения электронов по энергии (10).

Источник ионизации  $S_{str}$  (2) и поле в стримерной зоне определяются параметрами стримера  $E_0$ ,  $v_z/v_r$ ,  $v_z$ , которые неизвестны. Считаем, что значение  $v_z/v_r = 10$  [5]. При определении  $E_0$ ,  $v_z$  будем исходить из того, что при данном потенциале  $U_0$  из всех возможных значений  $E_0$ , реализуется то, при котором  $\vartheta_z$  максимально.

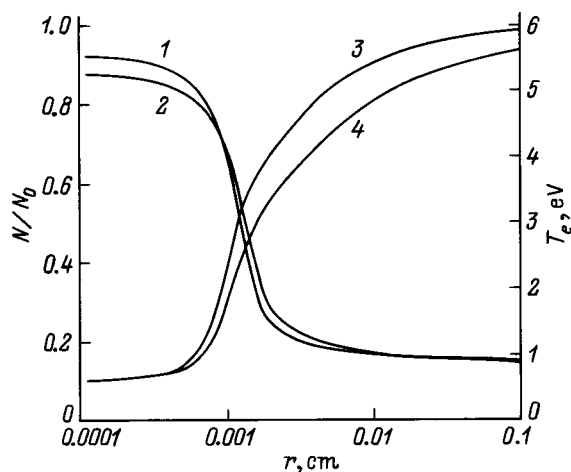
На рис. 4 представлены зависимости температуры среды на оси разряда от времени, полученные при различных значениях  $r_0$  (2) в двух сериях расчетов с  $E_0 = 12.6 kV/cm$ ,  $\vartheta_z = 2 \cdot 10^7 cm/s$  и  $E_0 = 10.8 kV/cm$ ,  $\vartheta_z = 2 \cdot 10^8 cm/s$ . С уменьшением  $r_0$  размеры стримерной

зоны разряда уменьшаются и при  $r_0 \leq 10^{-4} cm$  решения неразличимы, т.е. при  $r_0 \leq 10^{-4} cm$  наблюдается сходимость решения к истинному, получаемому в пределе  $r_0 \rightarrow 0$ . Это свидетельствует о корректности математической постановки задачи.

На рис. 5 представлены распределения температуры электронов и плотности среды по сечению канала на момент времени достижения  $N/N_0 = 0.1$ . Видно, что на ранней стадии масштаб формирования лидерного канала составляет  $\sim 10^{-3} cm$  и слабо зависит от  $E_0$  и  $\vartheta_z$ . Для дальнейшего описания динамики формирования канала требуются введение в модель кулоновских столкновений, ограничивающих нарастание температуры электронов; учет диссоциации азота, ограничивающей рост температуры среды; описание переноса излучения, вовлекающе-



**Рис. 4.** Зависимости температуры среды на оси разряда от времени.  $r_0, cm$ : 1 —  $10^{-5}$ , 2 —  $10^{-4}$ , 3 —  $10^{-3}$ , 4 —  $2.5 \cdot 10^{-3}$  (при  $E_0 = 12.6 kV/cm$  и  $v_z = 2 \cdot 10^7 cm/s$ ), 5 —  $10^{-5}$ , 6 —  $10^{-4}$ , 7 —  $10^{-3}$ , 8 —  $2.5 \cdot 10^{-3}$  (при  $E_0 = 10.8 kV/cm$  и  $v_z = 2 \cdot 10^8 cm/s$ ).



**Рис. 5.** Пространственные распределения температуры электронов и относительной плотности среды. 1, 2 —  $T_e$ ; 3, 4 —  $N/N_0$ ;  $E_0, kV/cm$  и  $v_z, cm/s$ : 1, 3 — 12.6 и  $2 \cdot 10^7$ ; 2, 4 — 10.8 и  $2 \cdot 10^8$ .

го новые массы газа в канал за счет прогрева холодной периферии и т.д. Кроме того, возрастающая проводимость канала, а следовательно, и ток оказывают обратное влияние на величину электрического поля. Это требует самосогласованного подхода к описанию динамики формирования канала и величины электрического поля. Однако, основываясь на ряде предположений, возможно получение зависимости скорости распространения лидера и размеров стримерной зоны от потенциала без усложнения задачи описанием перечисленных эффектов.

Характер решения — резкое нарастание температуры среды (уменьшение плотности) на стадии формирования канала, позволяет ввести понятие о размере стримерной зоны  $L$  и потенциале формирования канала лидера  $V = E_0 L$ . Для определенности считаем  $L = v_z \cdot t_{0.1}$ , где  $t_{0.1}$  — время достижения плотности канала значения  $N/N_0 = 0.1$ . Исходя из того, что канал лидера обладает высокой температурой (высокой проводимостью), оценим значение потенциала лидера  $U_0 \approx V$ , т.е. пренебрежем падением потенциала на канале.

На рис. 6 представлены зависимости потенциала  $V$  от скорости распространения  $v_z$ , полученные в расчетах с различными значениями  $E_0 = 11.4, 11.64, 12 \text{ kV/cm}$ . Зависимости имеют колоколообразный характер: рост потенциала при малых скоростях сменяется падением при больших. Качественно это может быть понято из следующих соображений. С одной стороны, рост скорости сопровождается увеличением  $L = v_z \cdot t_{0.1}$ , а следовательно и  $V = E_0 L$ . С другой — в принятой модели стримерной зоны увеличение  $v_z$  приводит к росту  $S_{\text{str}}(2)$ , т.е.  $n_e$  в стримерной зоне, а следовательно к росту энерговыделения и уменьшению  $t_{0.1}, L, V$ . При малых скоростях превалирует первое, при больших — второе, что и приводит к появлению максимумов в зависимостях  $V(v_z)$ .

Таким образом, при потенциале  $V$  имеется семейство кривых  $v_z(E_0)$ , определяющих скорость распространения

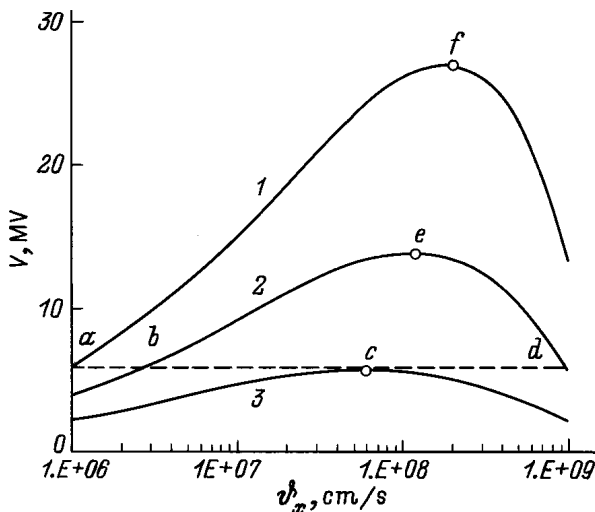


Рис. 6. Зависимость потенциала  $V$  от скорости распространения  $v_z$ .  $E_0, \text{ kV/cm}$ : 1 — 11.4, 2 — 11.64, 3 — 12.

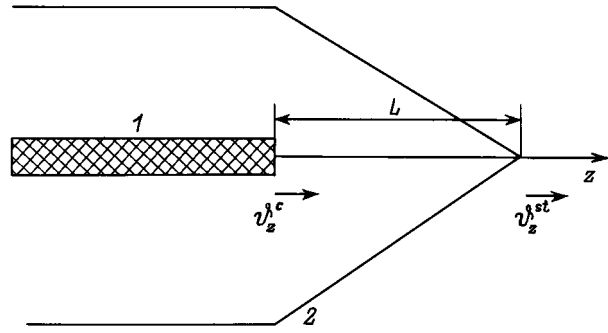


Рис. 7. Схема процесса. 1 — канал лидера, 2 — стримерная зона.

лидера по напряженности электрического поля в стримерной зоне. Так, при  $V = V^*$  полю  $E_0 = 11.4 \text{ kV/cm}$  соответствует скорость в точке  $a$  —  $v_a$  и в соответствующей точке при больших  $v_z$ ; полю  $E_0 = 11.64 \text{ kV/cm}$  — скорости  $v_b$  и  $v_d$ ; полю  $E_0 = 12 \text{ kV/cm}$  — скорости  $v_c$ , и т.д. (рис. 6), т.е., начав движение со скоростью  $v_a$ , лидер может ускориться и до скоростей  $v_b, v_c, v_d$  и т.д.

Вообще говоря, скорость распространения, а следовательно, и поле в стримерной зоне задаются скоростью распространения канала. В свою очередь параметры канала, а следовательно, скорость его распространения определяются процессами в стримерной зоне, т.е. полем  $E_0$  и скоростью  $v_z$ . Рассмотрим качественно процесс ускорения лидера, вызванный увеличением скорости распространения канала (рис. 7). Пусть в начальный момент времени скорости канала  $v_z^c$  и стримерной зоны  $v_z^{\text{str}}$  одинаковы и равны скорости распространения лидера  $v_z$ . Увеличение поля  $E_0$  ведет к увеличению темпа энерговыделения, т.е. к росту  $v_z^c$ , и, наоборот, рост  $v_z^c$  приводит к сокращению размеров стримерной зоны  $L$  и, следовательно, росту  $E_0$  ( $E_0 = V^*/L$ ). Иными словами, рост скорости лидера возможен с одновременным ростом  $E_0$  и наоборот. Начав движение со скоростью  $v_a$ , стример может ускориться вплоть до  $v_c$ , так как это ускорение сопровождается ростом  $E_0$ . Дальнейший рост скорости, например до  $v_d$ , невозможен, так как он связан с уменьшением напряженности поля в стримерной зоне  $E_0$ .

Таким образом, если считать, что при заданном потенциале лидер распространяется с максимально возможной скоростью, то его скорость определяется максимумами в зависимостях  $V(v_z)$  (точки  $c, e, f$  на рис. 8). Зависимость  $v_z(U_0)$ , где  $U_0$  потенциал, определяемый условием  $\partial V / \partial v_z|_{E_0} = 0$  ( $E_0$  — параметр), представлена на рис. 8. С ростом  $U_0$  скорость лидера нарастает примерно как  $v_z \sim U_0^{0.75}$ . Это видно из сравнения с приведенной там же интерполирующей  $v_z$  зависимостью

$$v_z = 1.47 \cdot 10^7 U_0^{0.75} \text{ cm/s} \quad ([U_0] = \text{MV}). \quad (20)$$

Таким образом, в рамках изложенных представлений удается построить установившийся режим распространения лидера, описать начальную стадию формирования

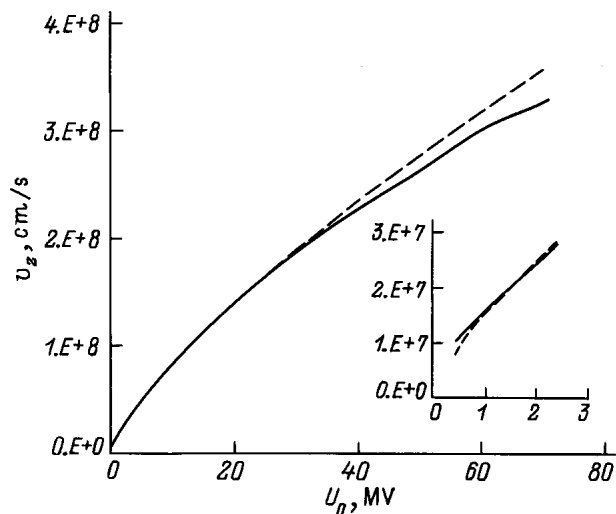


Рис. 8. Зависимость скорости  $v_z$  от потенциала  $U_0$ . Сплошная кривая — расчетная кривая; штриховая — интерполяция по формуле (20).

канала, получить зависимости от потенциала: скорости распространения, поля и размеров стримерной зоны. Существенным моментом этих представлений являются использованные параметры плазмы в стримерной зоне. Эти параметры были выбраны исходя из модели стримерного пробоя [5]. Предположительно, в случае положительного стримера эта модель работает при скоростях распространения  $v_z \geq 3-4 \cdot 10^7$  см/с. По крайней мере она дает возможность объяснить наблюдаемую в этой области линейную зависимость скорости стримера от крутизны нарастания потенциала [3,6]. Поэтому можно предположить, что изложенное справедливо для положительных лидеров при  $U_0 \geq 3$  MV (рис. 8), т.е. в области высоких потенциалов. Не исключено, что при малых потенциалах формирование лидерного канала происходит другим механизмом, например на фоне огромного количества непрерывно возникающих стримеров [3]. Известная нам экспериментальная информация не позволяет высказать предположение о применимости модели к отрицательным лидерам.

Интересно отметить, что поля стримерной зоны  $E_0$  слабо зависят от потенциала  $U_0$  (скорости  $v_z$ ). При изменении  $U_0$  от 6 до 26 MV поле  $E_0$  меняется в диапазоне 11.4–12 kV/cm. Это связано с особенностью диссипации энергии в данной области напряженности электрического поля (рис. 3), а именно со сменой основного канала рассеяния энергии электронами от возбуждения колебаний молекул на возбуждение электронных уровней. В силу замедленной дезактивации колебательных уровней молекул прогрев среды, а следовательно, и образование канала в первом случае затруднены. В этом смысле можно говорить о пороговом для лидерного пробоя азота (воздуха) поле, равном  $\sim 11-12$  kV/cm.

## Заключение

1. Изложены физические представления о формировании лидерного канала. Лидерный канал образуется в плазме стримерной зоны вследствие ионизационно-перегревной неустойчивости. Стримерная зона представляет собой одиночный стример, формируемый цилиндрической волной ионизации [5]. Основным механизмом, определяющим параметры канала на ранней стадии, является электронная теплопроводность.

2. Построена математическая модель, описывающая стадию формирования канала лидера в плазме стримерной зоны. Путем сравнения с решением кинетических уравнений в пространственно однородном случае показано, что используемое гидродинамическое приближение оправдано при  $E/N \geq 4 \cdot 10^{-16}$  В · см<sup>2</sup>.

3. В предположении малости падения потенциала на высокопроводящем канале построен алгоритм для определения скорости распространения лидера  $v_z$ , размеров  $L$  и напряженности электрического поля  $E_0$  в стримерной зоне. В основу алгоритма положено предположение, что при фиксированном  $U_0$  устанавливается значение  $E_0$ , обеспечивающее максимально возможную скорость распространения.

4. Проведено численное моделирование установившегося лидерного пробоя в атмосфере азота. Получено, что скорость распространения лидера пропорциональна  $U_0^{3/4}$ .

5. Показано, что поле в стримерной зоне слабо зависит от потенциала  $U_0$  и определяется значением  $E/N$ , соответствующим смене канала диссипации энергии электронов от возбуждения колебаний к возбуждению электронных уровней. В нормальных условиях это соответствует величине  $E_0 \cong 12$  kV/cm, т.е. в некотором смысле можно говорить о существовании порогового поля для лидерного пробоя.

6. Предположительно в случае положительных лидеров модель работает при потенциалах  $U_0 \geq 3$  MV. Возможно, что в области низких потенциалов формирование канала происходит на фоне огромного количества непрерывно возникающих стримеров [3]. Известная нам экспериментальная информация не позволяет высказать предположение о применимости модели к отрицательным лидерам.

7. Модель может быть использована для описания лидерного пробоя длинного воздушного промежутка. При введении в модель дополнительных процессов можно получить согласованные с потенциалом  $U_0$  параметры лидерного канала.

## Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [2] Техника высоких напряжений / Под ред. М.В. Костенко. М.: Высшая школа, 1973. 351 с.
- [3] Базелян Э.М., Горюнов А.Ю. // Электричество. 1986. № 11. С. 27–33.

- [4] *Базелян А.Э., Базелян Э.М.* // ТВТ. 1994. Т. 32. С. 354–361.
- [5] *Ивановский А.В.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 12. С. 48–59.
- [6] *Базелян Э.М., Ражанский И.М.* Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука: 1988. 164 с.
- [7] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2-е изд. М.: Физматгиз, 1966. 686 с.
- [8] *Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4(1). С. 169–176.
- [9] *Shimamura I.* // Sci. Papes I.P.C.R. 1989. Vol. 82. P. 1–51.
- [10] *Gerjuoy E., Stein S.* // Phys. Rev. 1955. Vol. 97. P. 1671–1680.
- [11] *Gerjuoy E., Stein S.* // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. P. 1848–1859.
- [12] *Schulz G.J.* // Phys. Rev. 1964. Vol. 135. N 4. A. P. 988–994.
- [13] *Borst W.L.* // Phys. Rev. 1972. Vol. 5. N 2. A. P. 648–656.
- [14] *Stantonf P.N., John R.M.S.* // J. Opt. Soc. Amer. 1969. Vol. 59. N 3. P. 252–260.
- [15] *Green A.E.S., Stolarski R.S.* // J. Atm. Terr. Phys. 1972. Vol. 34. P. 1703–1712.
- [16] *Rapp D., Englander-Golden P.* // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 42. P. 4081–4099.
- [17] *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* // УФН. 1982. Т. 136. № 1. С. 254–257.
- [18] *Lambert J.D.* Vibrational and Rotational Relaxation in Gases. Oxford: Clarendon Press, 1977. 215 p.
- [19] Низкотемпературная плазма. 1. Теория столба электрической дуги / Под ред. В.С.Энгельшт, Б.А. Урюкова. Новосибирск: Наука, 1990. 376 с.
- [20] *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [21] *Sherman B.* // J. Math. Anal. Appl. 1960. Vol. 1. P. 342–353.