

УДК 537.523.4:537.53

Структура фронта и излучение стримерного разряда

Ю. К. Бобров, Н. Н. Король, Ю. В. Юргеленас

Научно-технический центр ОАО "ГВЦ Энергетики" РАО ЕЭС России, Москва, Россия

Методом математического моделирования исследована двумерная структура фронта стримера в воздухе атмосферного давления, рассчитаны импульсы излучения в полосе (0,0) первой отрицательной молекулярной системы азота и определена излучающая область канала разряда.

Интерес к исследованию стримерного разряда в коротких воздушных промежутках связан с его применениями для очистки топочных газов, генерации озона и в плазмохимии [1]. Воздействие плазмы стримера на химические процессы связано с компонентой свободных электронов, температура которой в сильном электрическом поле на фронте стримера достигает порядка нескольких электронвольт, существенно превышая температуру тяжелых частиц, которая совпадает с температурой окружающего газа. Протекание необходимых реакций, энергетический порог которых намного выше средней энергии электронов, обусловлено наличием относительно небольшого количества электронов, энергия которых в несколько раз превышает среднее значение. Эффективность использования стримерного разряда определяется значениями его физических параметров, неравновесными и резко изменяющимися в пространстве и времени.

Выделение джоулевой мощности, расходуемой на протекание кинетических реакций при неупругих столкновениях электронов с нейтральными молекулами и излучение плазмы стримера сосредоточены в области его фронта. Результаты квазидвумерного моделирования [2] свидетельствуют о том, что энергия выделяется в очень узкой области, не совпадающей с окрестностью максимальной напряженности электрического поля, где проводимость плазмы еще очень мала. Двумерная структура фронта стримера является более сложной.

Важную информацию о параметрах стримера может дать анализ спектра его излучения. Для достоверной спектральной диагностики необходимо выяснить, какая область плазмы стримера является источником излучения и как интенсивность излучения связана с локальными значениями ее параметров. В работах [3, 4] данный вопрос был исследован в квазидвумерной модели. Несмотря на значительное число работ, посвященных двумерному моделированию стримеров в воздухе, вопросы энерговыделения и излучения в стримере в них не рассматривались.

В настоящей работе посредством двумерного моделирования исследуется структура фронта стримера при его распространении в коротком промежутке плоскость—плоскость в воздухе атмосферного давления. Определяются области джоулева выделения энергии и излучения плазмы стримера в полосе (0,0) первой отрицательной молекулярной системы азота, проводится расчет импульсов излучения.

Математическая модель стримера

Динамика стримерного разряда описывается системой уравнений непрерывности для концентраций заряженных и возбужденных частиц:

$$\partial n_e / \partial t + \nabla(n_e \mathbf{u}_e) - \nabla(D_e \nabla n_e) = q_e + I_{ph};$$

$$\partial n_+ / \partial t + \nabla(n_+ \mathbf{u}_+) = q_+ + I_{ph};$$

$$\partial n_- / \partial t + \nabla(n_- \mathbf{u}_-) = q_-;$$

$$\partial n_k^* / \partial t = q_k^*$$

и уравнением Пуассона для электрического потенциала:

$$-\nabla(\nabla\phi) = \rho / \epsilon_0;$$

$$\rho = e(n_+ - n_- - n_e).$$

Здесь n_e , n_+ , n_- , n_k^* — концентрация электронов, положительных и отрицательных ионов и возбужденных частиц, соответственно; q_α — члены источников вследствие кинетических процессов; I_{ph} — источники вследствие фотоионизации молекул газа; $\mathbf{u}_\alpha(|\mathbf{E}|)$ — массовые скорости компонентов плазмы; $D_e(|\mathbf{E}|)$ — коэффициент диффузии электронов; $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ — напряженность электрического поля. Более полно математическая модель и учитываемая кинетика газового разряда описаны в [2].

Исследовалось формирование и распространение стримера в коротком промежутке между плоскими электродами с заданной разностью потенциалов. Начальные данные для концентраций электронов и положительных ионов задавались функцией вида

$$n_e(r, z) = n_+(r, z) = n_0 \exp[-r^2 / \sigma_r^2 - (z - z_0)^2 / \sigma_z^2]$$

с гауссовским профилем по каждой координате. Убывание концентрации быстрее экспоненциального необходимо для того, чтобы начальный фон свободных электронов не оказывал влияния на динамику распространения стримера.

Расчеты проводились с использованием новой полностью консервативной монотонности разностной схемы на прямоугольной сетке.

Модель излучения стримера в спектральной полосе

Интенсивность излучения в спектральной полосе определяется формулой

$$I_{\alpha \rightarrow \beta} = A_{\alpha \rightarrow \beta} (hc / \lambda_{\alpha \rightarrow \beta}) n_\alpha,$$

где $A_{\alpha \rightarrow \beta}$ — вероятность оптического перехода;

$\lambda_{\alpha \rightarrow \beta}$ — длина волны излучаемых квантов;

h — постоянная Планка;

c — скорость света в вакууме;

n_α — заселенность возбужденного уровня α .

Исследовалось спонтанное излучение при переходах

$$N_2^+(B^2 \sum_u^+, \nu = 0) \rightarrow N_2^+(X^2 \sum_g^+, \nu' = 0), \quad \lambda_{1-} = 391,4 \text{ нм},$$

соответствующих полосе (0,0) первой отрицательной молекулярной системы азота. Для расчета заселенности возбужденного состояния $N_2^+(B^2 \sum_u^+, \nu = 0)$ использовались кинетическая схема и константы скорости реакций из [5].

Импульсы излучения рассчитывались в соответствии со схемой регистрации, в которой фиксируется излучение отрезка стримера вдоль оси малой протяженности δ на расстоянии от анода z^* (рис. 1). Тогда регистрируемый сигнал определяется формулой

$$S = k_c W, \quad W = \int_V IdV = \int_{z_0 - \delta/2}^{z_0 + \delta/2} \int_{\Sigma} Id\Sigma dz,$$

где W — энергия излучения данного объема, k_c — калибровочный коэффициент. В пределе идеального разрешения ($\delta \rightarrow 0$)

$$S(t) \sim \int_{\Sigma} Id\Sigma = 2\pi \int_0^{\infty} r I_{\alpha \rightarrow \beta}(r, z^*, t) dr. \tag{1}$$

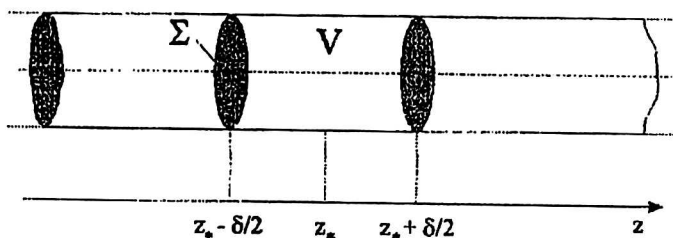


Рис. 1. Импульсы излучения

Математическое моделирование динамики стримера

Результаты расчетов стримера представлены при следующих условиях формирования: длина промежутка $d = 0,5$ см, напряжение $U = 25$ кВ, $z_0 = 0,3$ см, $\rho_z = 3\sigma_z = 0,03$ см, $\rho_r = 3\sigma_r = 0,02$ см, $n_0 = 10^{11}$ см⁻³, координата анода $z = 0$.

Картины изолиний концентрации электронов, напряженности электрического поля и удельной джоулевой мощности (рис. 2) свидетельствуют о сложной структуре областей фронта стримера. Область максимального электрического поля находится вне канала стримера, характеризующегося максимальной концентрацией электронов, причем $n_e(r, z, t)$ как функция координат резко изменяется в области фронта. Поэтому основное выделение энергии происходит в некоторой области, не совпадающей с областью максимального электрического поля, впереди канала разряда.

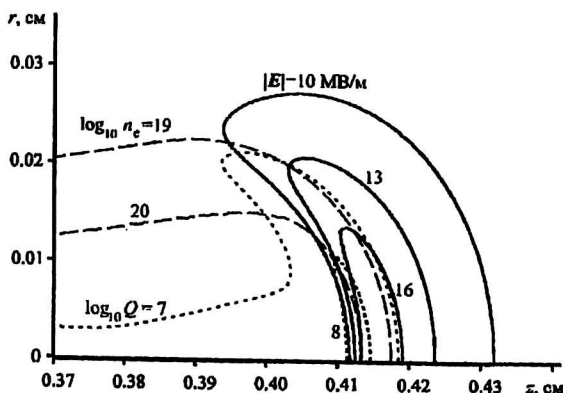


Рис. 2. Изолинии функций $\lg n_e$ (n_e , м⁻³), $|E|$ (МВ/м) и $\lg Q$ (Q , Вт/см³), $t = 6,4$ нс

Данный анализ имеет очень важное следствие. Когда говорится о значениях напряженности электрического поля стримера, концентрации электронов в его канале, плотности электрического разряда, электрического тока и т. д., обычно имеются в виду амплитудные значения указанных физических величин. Однако все эти значения достигаются в разных областях стримера. Это осложняет анализ процессов в области фронта и делает невозможными аналитические оценки, связанные с выделением энергии и излучением плазмой стримера. Ошибочным является распространенное представление о том, что скорости кинетических и плазмохимических реакций при стримерном разряде определяются амплитудными значениями напряженности электрического поля и концентрации электронов.

Математическое моделирование излучения стримера

Результаты расчета излучения в полосе (0,0) первой отрицательной молекулярной системы азота рассматриваются для положительного фронта стримера при $x_0 = 0,45$ см.

На рис. 3, а представлены зависимости от времени концентрации электронов n_e и напряженности электрического поля E_z на оси разряда, максимальной напряженности в заданном сечении разрядного промежутка E_{max} и регистрируемого сигнала S , вычисляемого согласно (1). Длительность импульса излучения очень мала (порядка 0,2—0,3 нс). Это обуславливает сложность экспериментальной регистрации импульсов излучения и, как следствие, спектральной диагностики плазмы стримера.

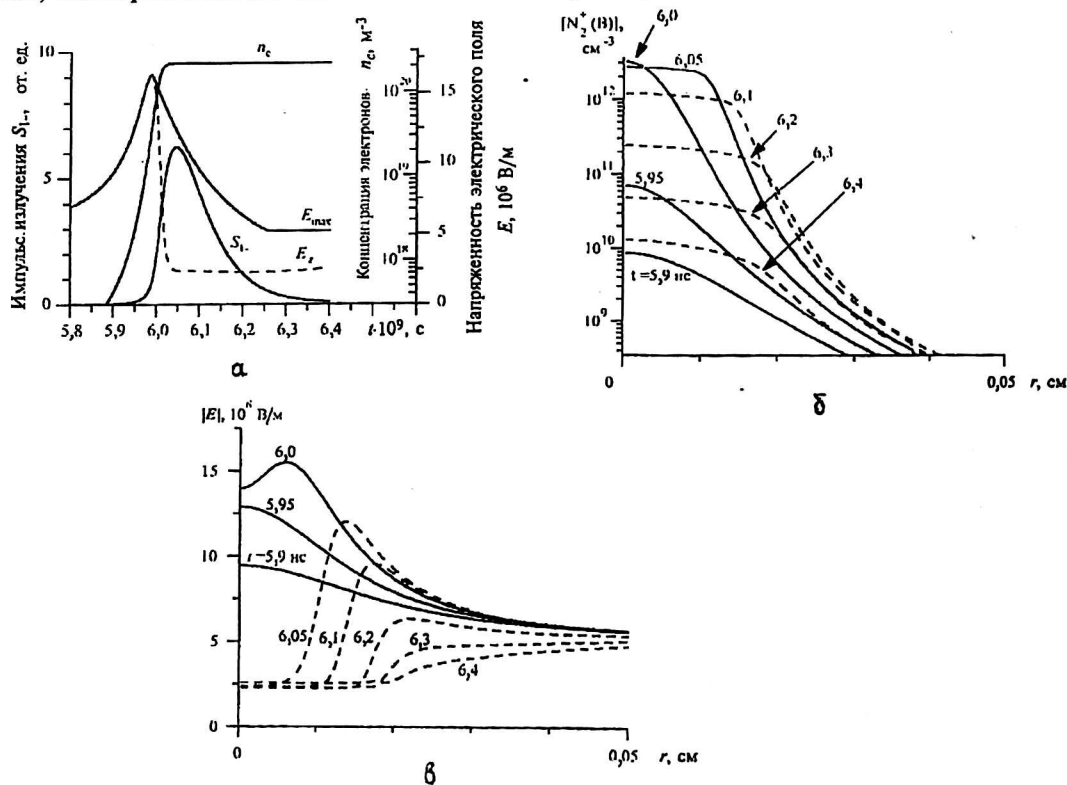


Рис. 3. Зависимости от времени:

а — концентрации электронов, напряженности электрического поля на оси разряда и импульсов излучения; б — радиальных профилей;
в — абсолютного значения напряженности электрического поля

На рис. 3, б и в представлены радиальные профили концентрации возбужденных ионов $[N^+_2(B,0)]$ и абсолютного значения напряженности электрического поля $|E|$ в зависимости от времени. Так как интенсивность спонтанного излучения пропорциональна заселенности возбужденного состояния, то по этим данным можно определить излучающую область плазмы стримера.

Максимум интенсивности излучения приблизительно соответствует моменту времени $t = 6,05$ нс. Согласно данным расчета (см. рис. 3, б), в указанный момент электрическое поле уже вытеснено из канала разряда и сосредоточено на границе. Таким образом излучает не фронт стримера, а внутренняя область канала за фронтом, где имеет место наибольшая заселенность $N^+_2(B,0)$. Начиная с этого момента процессы тушения возбужденного состояния превосходят процессы его заселения, и остальная часть длительности импульса определяется характерным временем тушения при взаимодействии с нейтральными молекулами.

Светимость области канала разряда, примыкающей непосредственно к фронту стримера, была причиной возникновения понятия "головка стримера". Однако излучение в данном случае не свидетельствует о высокой температуре электронной компоненты, это обусловлено сильной неравновесностью и быстротой протекания процессов в плазме стримера.

Таким образом, источником излучения являются не области сильного электрического поля и выделения энергии в стримере. Поэтому традиционные методы относительных и абсолютных интенсивностей излучения спектральных полос, основанные на предположении о равновесном заселении возбужденных уровней молекул [6], непосредственно неприменимы для диагностики параметров плазмы стримера, что было показано ранее в результате квазидвумерного моделирования [3, 4]. Однако анализ интенсивности излучения спектральных полос в совокупности с численным моделированием может дать информацию о параметрах стримерного разряда.

В настоящее время все имеющиеся данные о локальных физических параметрах стримера получены путем численного моделирования, и актуальным является вопрос о достоверной экспериментальной проверке результатов математических моделей. Излучение стримерного разряда связано с реакциями возбуждения молекул азота, скорости которых являются резко зависящими от физических параметров плазмы (напряженности электрического поля и концентрации электронов). Поэтому сопоставление измеренных и расчетных импульсов излучения может быть идеальной возможностью для установления достоверности результатов расчета, что позволит сделать выводы об истинных значениях параметров плазмы стримерного разряда.

Выводы

Результаты математического моделирования свидетельствуют о сложной структуре фронта стримера. Область излучения плазмы стримера не совпадает с областями выделения энергии и высокой температуры свободных электронов. Данная особенность, обусловленная неравновесностью и нестационар-

ностью протекающих процессов, делает невозможным непосредственное применение методов относительных и абсолютных интенсивностей излучения спектральных полос для диагностики параметров плазмы стримера. Достоверная спектральная диагностика может быть построена на основе математического моделирования динамики и излучения стримера с учетом всех нестационарных и неравновесных процессов и прямой экспериментальной проверки результатов расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. Greygthon Y. L. M. Pulsed positive corona discharges: fundamental study and application to flue gas treatment. — Thesis. — Eindhoven, 1994.
2. Дьяков А. Ф., Бобров Ю. К., Сорокин А. В., Юргеленас Ю. В. Физические основы электрического пробоя газов/Под ред. А. Ф. Дьякова. — М.: Изд-во МЭИ, 1999.
3. Diyakov A. F., Bobrov Yu. K., Yourguelenas Yu. V. Numerical modelling of radiation in 2+ and 1-systems of nitrogen accounting non-stationary excited states population in a streamer discharge. — Proc. 12th Symp. on Application of Plasma Processes. February 9—13, 1999. Liptovsky Jan, Slovakia. — Comenius University, Bratislava, 1999. P. 150—152.
4. Diyakov A. F., Bobrov Yu. K., Yourguelenas Yu. V. Numerical modelling of air streamer discharge radiation in the second positive and first negative systems of molecular nitrogen//J. Tech. Phys. 1999. Vol. 40. Part. 1. P. 247—250.
5. Мамвеев А. А., Сулаков В. П. Методика расчета удельной излучательной способности полос 1⁻ и 2⁺ систем азота в неравновесной азотно-кислородной плазме. — В кн.: Физико-технические проблемы передачи электрической энергии/Под ред. А. Ф. Дьякова. — М.: Изд-во МЭИ, 1998. Вып. 1. С. 161—200.
6. Ali A. W., McLean E. A. Electron density and temperature in the photoionized background gas (N₂) surrounding laser-produced plasma//J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1985. Vol. 23. № 4. P. 381—390.

Front structure and radiation of a streamer discharge

Yu. K. Bobrov, N. N. Korol', Yu. V. Yourguelenas
Scientific Technological Center of Main Computing Center for Energy Technologies,
Moscow, Russia

Streamer formation and propagation in a short plane—plane air gap at atmospheric pressure are considered. Two-dimensional streamer front structure and streamer radiation impulses in the (0,0) band of the first negative molecular system of nitrogen are investigated by means of mathematical modelling.