

УДК 537.567, 533.951.8

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ НАГРЕВА ГАЗА В ПОПЕРЕЧНОМ РАЗРЯДЕ В ПОТОКЕ ВОЗДУХА

С. А. Двинин, В. В. Михеев, В. С. Свиридкина

(кафедра физической электроники)

E-mail: dvinin@ph-elec.phys.msu.su

Рассмотрена задача о развитии тепловой неустойчивости в газовом разряде в воздухе. Выделена роль различных механизмов неустойчивости, связанных с VT-релаксацией, увеличением доли энергии, идущей в «быстрый» нагрев плазмы с ростом поля, и ионизационно-перегревной неустойчивости. Показано, что звуковые волны, генерируемые при нагреве газа, влияют как на пространственный масштаб возмущения, так и на скорость его развития. Исследовано влияние движения заряженной компоненты относительно нейтрального газа на нагрев газа.

Исследования газовых разрядов при давлении свыше 10 Торр показывают, что одним из основных процессов, определяющих пространственно-временную структуру разряда, является ионизационно-перегревная неустойчивость [1–7]. Изучение условий развития и динамики этого процесса важно для задач создания неравновесной среды, модификации пограничного слоя при обтекании твердых тел, инициации химических реакций. Физическая схема ионизационно-перегревной неустойчивости одинакова для ВЧ и постоянноточковых разрядов и заключается в том, что малые возмущения плотности электронов приводят к нагреву нейтрального газа и последующему спаду плотности нейтралов в разрядной области. Рост проводимости плазмы в области нагрева приводит к увеличению энерговыделения и дальнейшему росту первоначального возмущения. Результатом развития неустойчивости обычно бывает переход разряда в режим термической ионизации. Нагрев газа может быть как вредным (например, при создании неравновесной среды), так и полезным (при поджиге топлива) процессом. Поэтому актуальной является задача определения области энерговыделения и скорости нагрева газа.

Как известно, поддержание разряда в воздухе сопровождается протеканием большого числа химических реакций, включающих образование положительных и отрицательных ионов, возбужденных молекул, окислов азота и других веществ. Одна из наиболее полных систем химических реакций приведена в работе [8]. Однако при расчетах, посвященных исследованию структуры разряда, число компонент, включаемых в расчет, существенно уменьшают, так как численное моделирование требует слишком больших затрат машинного времени, а аналитические расчеты приводят к слишком громоздким результатам. Численное моделирование с учетом большого количества химических компонент [9, 10] в разряде постоянного тока в поперечном потоке

газа [11, 12] показало, что в области разогрева газа прилипание электронов можно не учитывать, так как интенсивно идет отлипание электронов вследствие нагрева отрицательных ионов, а также высокой концентрации возбужденных частиц, способствующих отлипанию. Поэтому в настоящей работе мы будем считать плазму однокомпонентной, содержащей электроны и один тип ионов*).

Второй важной задачей является определение каналов передачи энергии от электронов к нейтральному газу. В несамостоятельном разряде (при низких значениях приведенного электрического поля E/N) основным механизмом является передача энергии через колебательное возбуждение (благодаря VV- и VT-релаксации), затем следуют передача энергии через вращательное возбуждение и упругие столкновения электронов. В самостоятельных разрядах главную роль играет так называемый «быстрый» нагрев газа, анализ которого проведен в работе [13]. В качестве химических реакций, ответственных за быстрый нагрев, предложены самотушение электронно-возбужденных состояний азота, их же тушение кислородом, тушение возбужденных состояний атомарного кислорода, а также передача энергии при диссоциативной рекомбинации и диссоциации молекул электронным ударом. Анализ показывает, что все эти процессы вне зависимости от типа возбужденных частиц можно описать единым образом, вводя эффективные коэффициенты передачи энергии в тепло в результате любого из названных процессов (см. ниже).

В настоящей работе получено общее выражение для инкремента неустойчивости с учетом неизобаричности процесса при больших скоростях нагрева,

*) Согласно расчету [9, 10], в разряде на стадии нагрева преобладают два типа положительных ионов — O_2^+ и NO^+ , однако в силу близких значений коэффициентов рекомбинации использование одного «эффективного» типа ионов не приводит к большим погрешностям.

зависимости доли энергии, передаваемой в тепло, от приведенного поля в плазме и перемещения разрядной области относительно нейтрального газа.

Разряд описывается системой уравнений гидродинамики для нейтралов

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{C}_s \nabla) \rho + \rho \operatorname{div} \mathbf{C}_s = 0,$$

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{C}_s}{\partial t} + (\mathbf{C}_s \nabla) \mathbf{C}_s \right\} = -\nabla P, \quad P = \frac{\rho}{M} T,$$

$$\rho c_p \left\{ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{C}_s \nabla) T \right\} - \left\{ \frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{C}_s \nabla) P \right\} = \chi \Delta T + Q_N$$

и заряженных частиц

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n(\mathbf{u}_e + \mathbf{C}_s)) - \nabla D_a \nabla n = \nu_i n - \alpha n^2,$$

где использованы обозначения: n , N , T_e , T — плотности и температуры электронов и нейтралов; $\rho = NM$; P — массовая плотность и давление нейтралов; M — их масса; \mathbf{u}_e ; \mathbf{C}_s — скорость дрейфа электронов относительно нейтральной компоненты (например, в скрещенных электрическом и магнитном полях) и скорость нейтралов; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, ν_i — частота ионизации; α — коэффициент диссоциативной рекомбинации; χ — коэффициент теплопроводности нейтралов; Q_N — энергия, передаваемая в поступательные степени свободы нейтрального газа.

Баланс энергии электронов в разряде при давлении выше 10 Торр можно считать квазистационарным:

$$(\mathbf{jE}) - Q_e = 0,$$

где $\mathbf{j} = ne^2 \mathbf{E} / m \nu_{en}$; e , m — заряд и масса электрона; ν_{en} — частота столкновений электрон-нейтрон. В общей энергии Q_e , отдаваемой электронами, следует выделить энергии, передаваемые нейтралам в упругих столкновениях $Q_{el} = \xi_{el} Q_e$, во вращательные состояния $Q_{rot} = \xi_{rot} Q_e$, в колебательные возбужденные уровни $Q_\nu = \xi_\nu Q_e$, в ионизацию $Q_i = \xi_i Q_e$, а также на возбуждение электронных уровней $Q_s = \xi_s Q_e$. В случае если температура электронов превышает колебательную температуру и температуру газа, эти коэффициенты могут быть рассчитаны стандартным образом, исходя из функции распределения электронов по энергиям и сечений соответствующих процессов [14], и будут функциями электронной температуры*). Передача энергии из возбужденных состояний нейтралам может быть описана с помощью уравнений баланса, которые имеют вид

$$\frac{\partial n_s^*}{\partial t} + (\mathbf{C}_s \nabla) n_s^* = D_s^* \Delta n_s^* + \frac{Q_e}{\varepsilon_s} \xi_s \left(\frac{E}{N} \right) - \sum_j k_{sj}^* n_s^* n_j^* - \frac{n_s^*}{\tau_s}.$$

*) При близких значениях температур необходим учет возврата энергии электронам вследствие неупругих ударов второго рода [15].

Здесь n_s^* — плотность молекул в возбужденном состоянии s , D_s^* — их коэффициент диффузии, ε_s — энергия состояния s , τ_s — радиационное время жизни, k_{sj} — вероятность тушения молекул в состоянии s в столкновениях с молекулами в состоянии j (возможные реакции приведены в [13, 16]*)).

Энергия, передаваемая в тепло через колебательные степени свободы, рассчитывалась по стандартным формулам [8–10] $Q_V = N((\varepsilon_V - \varepsilon_0) / \tau_{VT} + H(\varepsilon_V, T))$, $\varepsilon_0(T) = \hbar \tilde{\omega} / (\exp(\hbar \tilde{\omega} / kT) - 1)$, где τ_{VT} — время VT -релаксации, $\hbar \tilde{\omega}$ — энергия колебательного кванта, $H(\varepsilon_V, T)$ — энергия, передаваемая нейтралам вследствие VV -релаксации [15]. Средняя энергия, запасенная в колебательном резервуаре, рассчитывалась с помощью уравнения [17–19]

$$N \left(\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_V + (\mathbf{C}_s \nabla) \varepsilon_V \right) = \chi_V \Delta T_V + Q_e \zeta_v \left(\frac{E}{N} \right) - Q_V,$$

где ζ_v — доля энергии электронов, затрачиваемая на возбуждение колебательных степеней свободы азота; χ_V — слагаемое, описывающее колебательную теплопроводность. Можно считать передачу энергии в упругих столкновениях и через вращательное возбуждение [1, 8, 9]) мгновенной и рассчитать энергию Q_N по формуле $Q_N = Q_V + k_{ss}^* n_s^* \zeta_s \varepsilon_s + \alpha n_e^2 \zeta_i \varepsilon_i + Q_{rot} + Q_{el}$, где ζ_s — соответствующая доля энергии возбуждения, переходящая в тепло при тушении состояния s ; ζ_i — доля энергии ионизации, передаваемая в поступательные степени свободы при диссоциативной рекомбинации.

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением поведения малых возмущений вида $\exp(\Gamma t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$, для которых продольное волновое число много меньше поперечного (шнурование разряда) и электрическое поле в плазме можно считать постоянным. Итоговое выражение для инкремента Γ имеет вид

$$\Gamma \left(\gamma \frac{kT}{M} \mathbf{k}^2 + \Gamma^2 \right) + \frac{\gamma - 1}{Nk} \times \\ \times \left\{ \frac{\Lambda + \mathbf{k}^2 \chi_V / (N \partial \varepsilon_V / \partial T_V)}{(\Lambda + \mathbf{k}^2 \chi_V / (N \partial \varepsilon_V / \partial T_V) + \tau_{VT}^{-1} + \partial H / \partial \varepsilon_V)} \times \right. \\ \times N \left(\frac{\varepsilon_V - \varepsilon_0}{\tau_{VT}^2} \frac{\partial \tau_{VT}}{\partial T} + \frac{1}{\tau_{VT}} \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial T} + \mathbf{k}^2 \chi \right) \left. \right\} \left(\frac{kT}{M} \mathbf{k}^2 + \Gamma^2 \right) - \\ - \frac{kT}{M} \mathbf{k}^2 \frac{\gamma - 1}{NkT} \frac{ne^2 E^2}{m \nu_{en0}} \times \\ \times \left\{ \left[2(\xi_{el} + \xi_{rot}) + \left(\frac{E}{N} \right) \frac{\partial (\xi_{el} + \xi_{rot})}{\partial (E/N)} \right] + \right.$$

*) В дальнейшем для упрощения конечных формул мы ограничимся учетом одной компоненты, вводя некоторый «эффективный» процесс, которым может быть, например, самотушение возбужденных молекул азота [14].

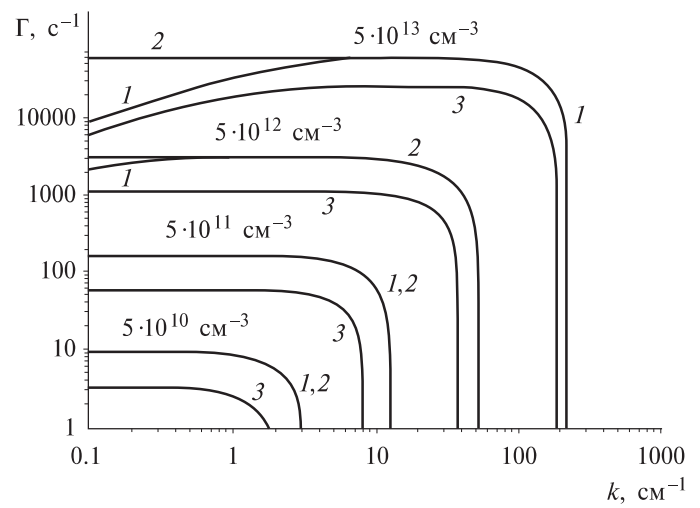
$$\begin{aligned}
 & + \left[2\xi_s \zeta_s + \left(\frac{E}{N} \right) \frac{\partial(\xi_s \zeta_s)}{\partial(E/N)} \right] \frac{2k_{ss} n_s^*}{(\Lambda + \mathbf{k}^2 D_s^* + \tau_s^{-1} + 2k_{ss} n_s^*)} + \\
 & + \left[2\xi_i \zeta_i + \left(\frac{E}{N} \right) \frac{\partial(\xi_i \zeta_i)}{\partial(E/N)} \right] \frac{2\alpha n_e}{(\Lambda + \mathbf{k}^2 D_a - \nu_i + 2k_{ss} n_s^*)} + \\
 & \quad + \left[2\zeta_v + \left(\frac{E}{N} \right) \frac{\partial \zeta_v}{\partial(E/N)} \right] \times \\
 & \quad \times \frac{\tau_{VT}^{-1} + \partial H / \partial \varepsilon_V}{(\Lambda + \mathbf{k}^2 \chi_V / (N \partial \varepsilon_V / \partial T_V) + \tau_{VT}^{-1} + \partial H / \partial \varepsilon_V)} \left\{ - \right. \\
 & \quad - \left\{ \xi_{el} + \xi_{rot} + \frac{\xi_s \zeta_s 2k_{ss} n_s^*}{\Lambda + \mathbf{k}^2 D_s^* + \tau_s^{-1} + 2k_{ss} n_s^*} + \right. \\
 & \quad \quad + \frac{\xi_i \zeta_i 2\alpha n_e}{(\Lambda + \mathbf{k}^2 D_a - \nu_i + 2k_{ss} n_s^*)} + \\
 & \quad \quad \left. \left. + \frac{\zeta_v (\tau_{VT}^{-1} + \partial H / \partial \varepsilon_V)}{(\Lambda + \mathbf{k}^2 \chi_V / (N \partial \varepsilon_V / \partial T_V) + \tau_{VT}^{-1} + \partial H / \partial \varepsilon_V)} \right\} \times \right. \\
 & \quad \left. \times \frac{\left(\Gamma - \frac{E}{N} \frac{\partial \nu_0}{\partial(E/N)} + \nu_{i0} \right)}{(\Gamma + i \mathbf{k} u_e + \mathbf{k}^2 D_a - (\nu_{i0} - 2\alpha n_0))} \right\} = 0 \quad (1)
 \end{aligned}$$

(здесь γ — показатель адиабаты в воздухе, k — постоянная Больцмана).

Второе слагаемое в (1) отвечает за тепловую неустойчивость, связанную с колебательной релаксацией, последующие четыре слагаемых — за тепловую неустойчивость, связанную с увеличением нагрева газа при уменьшении плотности нейтралов даже при постоянной плотности электронов. Последнее слагаемое соответствует обратной связи через ионизацию электронов и соответствует классической перегревно-ионизационной неустойчивости [2–6]. Изобарическое приближение соответствует предельному случаю $\Gamma^2 \ll \frac{\gamma k T}{M} \mathbf{k}^2$. Зависимость инкремента развития неустойчивости от волнового числа возмущения приведена на рисунке.

Проведенные расчеты позволяют сделать следующие выводы.

В реальных условиях разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха [11] нагрев газа происходит на границе изобарического режима, а характерный размер неустойчивости составляет $0.2 \sqrt{5 \cdot 10^{11} / n_e} [\text{см}^{-3}]$ см, что удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента [11]. Увеличение доли энергии, передаваемой в поступательные степени свободы в результате «быстрого» нагрева с ростом приведенного поля, приводит к дополнительному увеличению инкремента неустойчивости по сравнению со стандартной теорией [4, 5]. Дрейф заряженной компоненты плазмы (см. последнее слагаемое в (1), обеспечиваемый, например, за счет наложения внешнего магнитного поля или неоднородности распределения электрического поля [9, 10]), подавляет обратную связь через ионизацию и приводит к уменьшению скорости нагрева нейтралов (кривые 3 на рисунке) и увеличению размера



Инкремент перегревной неустойчивости для разряда при давлении 200 Торр, $E/N = 3.35 \times 10^{-16}$ В·см²: 1 — учет всех процессов, 3 — изобарическое приближение, 2 — подавление обратной связи через ионизацию. Цифра у семейства кривых — плотность электронов в плазме

прогретаемой области, однако требует больших скоростей дрейфа $\mathbf{k} u_e > \mathbf{k}^2 D + (2\alpha n_0 - \nu_{i0})$, $\mathbf{k} u_e > \Gamma$.

Литература

1. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., 1973.
2. Велихов Е.П., Письменный В.Д., Рахимов А.Т. // УФН. 1977. **122**. С. 419.
3. Напартович А.П., Старостин А.Н. // Химия плазмы. Вып. 6 / Под. ред. Б.М. Смирнова. М., 1979. С. 153.
4. Ким А.В., Гильденбург В.Б. // Физика плазмы. 1980. **6**, № 4. С. 496.
5. Ким А.В., Фрайман Г.М. // Физика плазмы. 1983. **9**, № 3. С. 613.
6. Ульянов К.Н., Чулков В.В. // ЖТФ. 1983. **52**, № 10. С. 1953.
7. Голубев В.С., Пашкин С.В. Тлеющий разряд повышенного давления. М., 1990.
8. Косый И.А., Костинский А.Ю., Матвеев А.А., Сулаков В.П. // Тр. Института общей физики. 1994. **47**. С. 37.
9. Aleksandrov A.F., Vyckov V.L., Dvoinin S.A., Mikheev V.V. // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, 12–16 Jan. 2007. AIAA2007-0432.
10. Александров А.Ф., Бычков В.Л., Михеев В.В., Свиридкина В.С. // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 25.
11. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б. и др. // ТВТ. 2004. **42**. С. 516, 669, 865.
12. Алферов В.И. // Механика жидкости и газа. 2004. № 6. С. 163.
13. Попов Н.А. // Физика плазмы. 2001. **27**, № 10. Р. 940.
14. Александров А.Ф., Кузовников А.А., Шибков В.М. Инженерно-физический журнал. 1992. **62**. С. 726.

15. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Неравновесная кинетика низкотемпературной плазмы. М., 1982.
16. Попов Н.А. // Физика плазмы. 2003. **29**, № 8. С. 754.
17. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В. // Химия плазмы. Вып. 14. М., 1987. С. 207.
18. Осипов А.И., Уваров А.В. // УФН. 1996. **166**, № 6. С. 639.
19. Кольцова Е.В., Осипов А.И., Уваров А.В. // Акуст. журн. 1994. **40**, № 6. С. 969.

Поступила в редакцию
09.10.06