

## СВОЙСТВА ДЛИННОГО СТРИМЕРА В ГОРЯЧЕМ ВОЗДУХЕ

© Н.Л.Александров, Э.М.Базелян

Интерес к исследованию стримеров в нагретом воздухе, помимо чисто прикладных моментов, связан со стремлением к возможно более глубокому пониманию стримерно-лидерного перехода. С формированием канала лидера связывается пробой длинных воздушных промежутков с резко неоднородным электрическим полем, в том числе между облаком и землей, который перекрывается каналом молнии длиной до 10 км [1]. Очевидно, что конечным итогом стримерно-лидерного перехода должен стать нагрев газа в канале до температур термической ионизации. Наименее ясным здесь является вопрос о том, почему в начальной стадии перехода замедляется скорость гибели электронов в канале, который остается проводящим существенно большее время, чем время прилипания электронов к молекулам и электрон-ионной рекомбинации в окружающем воздухе.

В последнее время наибольшее распространение получила гипотеза Галлимберти [2] о том, что в начальной стадии стримерно-лидерного перехода умеренный нагрев газа (до  $\sim (1-2) \cdot 10^3$  К) приводит к столкновительному отрыву электронов от отрицательных ионов, что позволяет компенсировать гибель электронов за счет прилипания и задержать распад плазмы [1].

Экспериментальное исследование свойств стримера в воздухе при его нагреве от 294 до 421 К [3] не позволило продвинуться в этом вопросе из-за недостаточно высоких достигнутых температур. Существенно больший температурный диапазон (290–920 К) был перекрыт в эксперименте [4] (см. также [5]), где на одной установке изучались свойства стримера в зависимости от плотности газа  $N$  при постоянной температуре  $T$  и в зависимости от  $T$  при постоянном давлении. Измерялись среднее поле в канале и осциллограмма заряда, поступающего на плоский катод после того, как стример, стартовавший от стержнеобразного анода, перекрывал промежуток длиной 46.5 см. Большой статистический разброс измерений, связанный, скорее всего, с изменением длины стримеров (которые могли стартовать и от анода, и от головки лидера, движущегося к катоду), не помешал зафиксировать четко выраженные эффекты. Оказалось, что нагрев газа до 920 К приводит к увеличению переносимого

заряда  $Q$  более чем на два порядка (при соответствующем изотермическом уменьшении  $N$  величина  $Q$  увеличивалась на порядок) и к удлинению фронта импульса примерно во столько же раз. Четко выраженные плотностной и температурный эффекты наблюдались и при измерении среднего поля в канале стримера. Результаты описанного эксперимента интерпретировались его авторами на основе гипотезы о тепловом разрушении отрицательных ионов [2].

Основная цель настоящей работы состоит в детализации температурного влияния на свойства длинного стримера в воздухе. Для этого использовалось численное моделирование, в рамках которого радиус канала является постоянной извне задаваемой величиной. Сама модель для стримеров в холодном воздухе описана ранее [6-8]. Она основывается на решении уравнения Пуассона и уравнений баланса электронов, различных сортов положительных и отрицательных ионов, атомов и возбужденных частиц. В настоящей работе кинетическая схема процессов была усовершенствована с помощью учета температурной зависимости для скоростей прилипания электронов к молекулам, столкновительного отрыва электронов от отрицательных ионов, электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации, а также образования и разрушения комплексных ионов, для чего использовались имеющиеся в литературе данные.

Все расчеты проведены для промежутка сфера-плоскость длиной 20 см при радиусе сферы (анод) 1 см. Стример, пересекающий такой промежуток, будет иметь некую промежуточную длину среди тех, что регистрировались в эксперименте [4]. Радиус канала принят равным 0.03 см. Именно при этом радиусе средняя расчетная напряженность в стримере, перекрывшем промежуток, отличалась от измеренной в [4] не более, чем на 10% (5.2 вместо 4.65 кВ/см в эксперименте). Расчет свойств стримера в воздухе при нормальных условиях производился для прямоугольного импульса напряжения 105 кВ; при пониженных  $N$  напряжение выбиралось так, чтобы сохранить постоянным параметр  $E/N$  для внешнего невозмущенного поля, как это было в эксперименте [4].

Оказалось, что результаты расчета передают все качественные закономерности, наблюдающиеся в эксперименте [4] для среднего поля в канале и осциллограмм заряда, проходящего на электрод. Требовать количественного согласия, на наш взгляд, нет смысла из-за статистического разброса экспериментальных точек и грубости теоретической модели, не учитывающей расширение стримерного канала [8]. Однако эта модель позволяет понять механизм температурного и плотностного влияния на свойства стримера, что и является основным результатом.

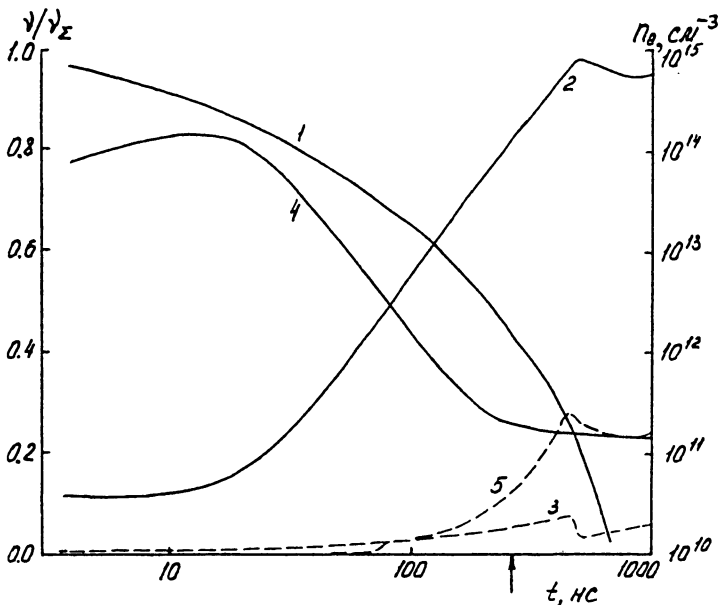


Рис. 1. Изменение во времени  $n_e$  (1) и удельного веса процессов трехтельного (2) и диссоциативного (3) прилипания электронов к  $O_2$ , рекомбинации электронов с  $O_4^+$  (4) и разрушения отрицательных ионов (5) в балансе  $n_e$  при  $T = 300$  К.

На рис. 1 приведены временные зависимости плотности электронов  $n_e$  и удельного веса (отношение частоты потери или образования электронов к полной частоте изменения плотности электронов) процессов гибели и рождения электронов в канале стримера в типичной точке на расстоянии 5.1 см от анода при нормальных условиях. Аналогичные данные для 900 К представлены на рис. 2. Стрелкой на рисунках отмечен момент прихода стримера на катод.

Наши расчеты показали, что при движении стримера к катоду в нормальных условиях большую часть времени основным каналом гибели электронов является диссоциативная рекомбинация с комплексным ионом  $O_4^+$ . Трехтельное прилипания электронов к молекулам  $O_2$  становится важным примерно через 100 нс, когда плотности электронов и ионов  $O_4^+$  уменьшаются на порядок. Вклад разрушения отрицательных ионов мал из-за слабой эффективности этого процесса при  $T = 300$  К. Уменьшение  $N$  в 3 раза при постоянных значениях  $T$  и начального параметра  $E/N$  приводит к тому, что трехтельный процесс прилипания становится еще менее важным из-за уменьшения частоты процесса в  $N^2$  раз.

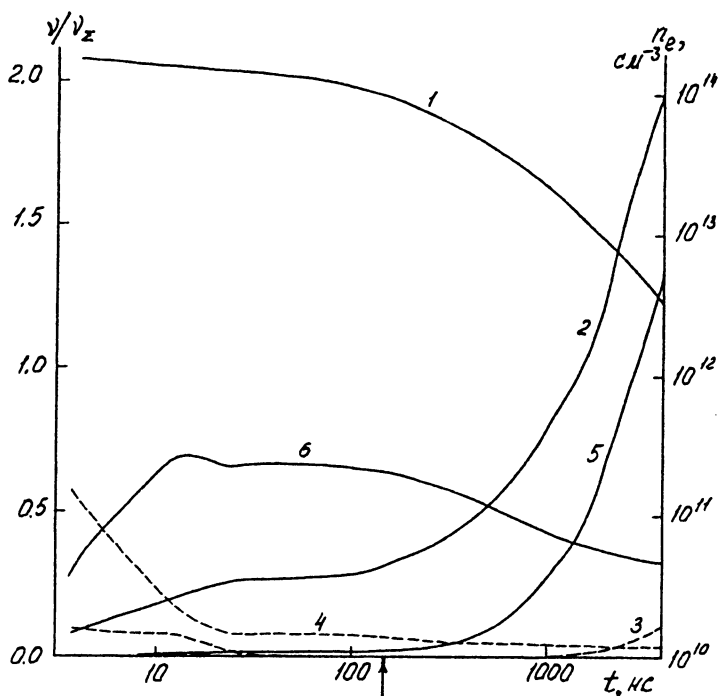
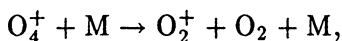


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для  $T = 900$  К. Кривая 6 соответствует рекомбинации электронов с  $O_2^+$ .

Тем самым несколько увеличивается проводимость стримера и затягивается его распад. Нагрев газа до 900 К при постоянном давлении дает в результате не только выключение прилипания электронов (плотностной эффект), но и уменьшение скорости диссоциативной рекомбинации из-за разрушения слабо связанных комплексных ионов  $O_4^+$  (их энергия диссоциации  $\sim 0.5$  эВ) в процессе



где  $M$  —  $N_2$  или  $O_2$ . Образующиеся при этом простые ионы  $O_2^+$  рекомбинируют с электронами со скоростью, на порядок меньшей, чем в случае  $O_4^+$  [9,10]. Именно этот эффект и приводит к наблюдаемому в эксперименте [4] дальнейшему увеличению проводимости стримера и замедлению его распада. Прилипание становится важным только на относительно больших временах — примерно через 500 нс после того, как стример пересек промежутки, а плотности электронов и ионов  $O_2^+$  упали на порядок. Соответственно и

разрушение отрицательных ионов может быть важным только тогда, когда накопится достаточно много отрицательных ионов, т. е. на наименее интересной поздней стадии разряда, когда решается судьба последних остатков проводимости стримера.

Таким образом, главной причиной того, что при умеренном нагреве воздуха резко увеличивается время пребывания стримера в проводящем состоянии, по-видимому, следует считать не разрушение отрицательных ионов, а уменьшение скорости трехчастичного прилипания электронов к молекулам  $O_2$  (плотностной эффект) и электрон-ионной рекомбинации из-за разрушения кластерных ионов (чисто температурный эффект).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 95-02-03944) и филиалом Отдела электроэнергетических проблем РАН.

### Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Мир, 1992. 536 с.
- [2] Gallimberti I. // J. Physique. 1979. V. 40. N C7. P. 193-250.
- [3] Allen N.L., Ghaffar A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 338-343.
- [4] Александров Д.С., Базелян Э.М., Бекташев Б.И. // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1984. № 2. С. 120-127.
- [5] Базелян Э.М., Ражанский И.М. Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988. 164 с.
- [6] Базелян А.Э., Базелян Э.М. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 6. P. 867-874.
- [7] Базелян А.Э., Базелян Э.М. // ТВТ. 1994. Т. 32. № 3. P. 354-362.
- [8] Александров Н.Л., Базелян А.Э., Базелян Э.М. и др. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. N 1. С. 60-80.
- [9] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН. 1982. Т. 136. N 1. P. 25-59.
- [10] Mitchell J.V.A. // Phys. Reports. 1990. V. 186. N 5. P. 215-248.

Московский  
физико-технический  
институт

Поступило в Редакцию  
18 января 1996 г.