

04:09

Параметры плазмы несамостоятельного СВЧ разряда, создаваемого в режиме программированного импульса

© А.Ф. Александров, А.С. Зарин, А.А. Кузовников, В.М. Шибков, Л.В. Шибкова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 14 августа 1995 г. В окончательной редакции 30 сентября 1996 г.)

Исследована кинетика электронов в плазме несамостоятельного разряда, формируемого в фокусе СВЧ пучка при воздействии на газ электромагнитного излучения с изменяющейся во времени по методу программированного импульса плотностью потока энергии. Показано, что температура электронов в плазме локализованного СВЧ разряда порядка 1 эВ слабо изменяется в течение импульса накачки и при изменении давления воздуха, тогда как концентрация электронов на порядок величины и более ниже, чем критическая концентрация, и зависит от уровня мощности генератора накачки. Показано, что изменяя режим программированного воздействия, возможно управлять степенью ионизации плазмы.

Свободно локализованный СВЧ разряд, возникающий в области фокуса пучка электромагнитной энергии [1–19], представляет собой сложное нелинейное явление, включающее нестационарный пробой газа, распространение фронтов ионизации, взаимодействующих с излучением, поддержание падающим потоком энергии неравновесной плазмы, образующейся в области фокуса пучка, возбуждение и нагрев молекул, сопровождаемые деформацией плотности нейтрального газа. Известно, что если напряженность электрического поля в фокусе СВЧ пучка превышает пороговое значение, то в этой области свободного пространства происходит пробой газа. После пробоя образовавшаяся в фокусе пучка плазма начинает интенсивно поглощать подводимую к разряду энергию, а СВЧ разряд в пучке с достаточно малым углом сходимости имеет тенденцию за счет тех или иных механизмов [20] (волна пробоя, диффузия резонансного излучения, диффузия заряженных частиц, режим теплопроводностного медленного горения и ряд других процессов) перемещаться по направлению к источнику излучения. Вместе с ним и зона эффективного энерговыделения быстро уходит из фокуса навстречу потоку энергии, что не дает возможности строго фиксировать положение разряда в пространстве, а энергия, вложенная в разряд, распределяется по большой массе газа.

Для многих практических приложений требуется локализовать СВЧ разряд в фиксированном месте пространства. Существуют различные способы локализации СВЧ разряда в сфокусированном пучке. При этом необходимо, чтобы формирование разряда происходило с минимальным запаздыванием относительно фронта импульса СВЧ излучения и фронт волны пробоя в течение всего времени воздействия СВЧ энергии на образовавшуюся плазму не уходил бы далеко от фокуса. Как показали эксперименты, выполненные рядом авторов на различных установках, использование прямоугольного СВЧ импульса большой длительности и амплитуды не приводит к эффективному вводу энергии в заданное место свободного пространства и, как следствие этого, не приводит, в частности, к эффективному нагреву газа.

Рассмотрим кратко некоторые способы локализации СВЧ разряда в сфокусированном пучке. Так, если использовать короткие (порядка микросекунды) СВЧ импульсы с малой частотой повторения, то разряд можно фиксировать в данной области пространства [15]. Однако средняя энергия, вкладываемая в этом случае в разряд, будет мала. Известно, что повторный импульсный пробой воздуха отличается от первоначального пробоя, так как устранение заряженных частиц после окончания первого импульса не является полным и к моменту начала повторного импульса в области существования разряда остаются электроны, положительные и отрицательные ионы. Возможно также значительное изменение основных компонент газа, связанное с появлением долгоживущих электронно- и колебательно-возбужденных молекул и изменением химического состава нейтрального газа. Увеличивая до определенных пределов частоту повторения импульсов, можно несколько увеличить удельную энергию, вкладываемую в плазму. Однако с ростом частоты следования импульсов происходит возрастание линейных размеров области существования разряда и, например, эффективность нагрева газа не повышается.

Чтобы фиксировать местонахождение искусственно ионизованной области в атмосфере Земли ряд авторов [7,21,22] предлагает создавать ее в зоне пересечения двух или нескольких пучков радиоволн. При этом энергия каждого пучка недостаточна для пробоя газа, однако в области пересечения пучков возможно реализовать самостоятельный СВЧ разряд. При импульсном поддержании разряда в пересекающихся пучках возможно существование тонкого плазменного слоя, способного отражать радиоволны с частотой до 1 ГГц. Ионизованная область при этом приобретает определенную структуру в зависимости от геометрии пучков и давления газа.

Для локализации в фиксированном месте свободного пространства СВЧ разряда в сфокусированном пучке электромагнитных волн в нашей лаборатории был предложен другой метод остановки СВЧ разряда, а именно метод программированного воздействия [2,16,17]. Суть данного метода заключается в том, что пробой газа

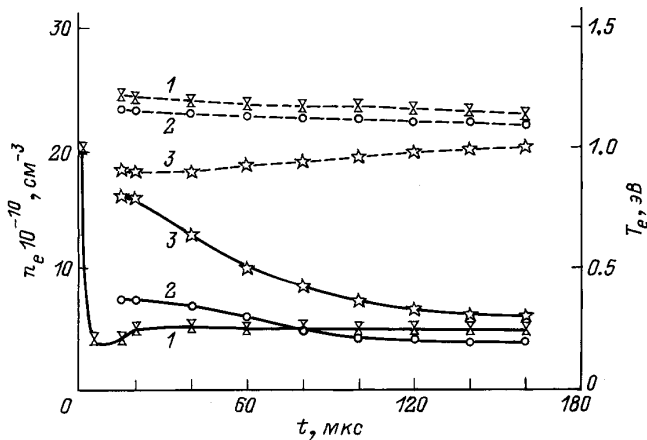


Рис. 1. Временной ход концентрации (сплошные кривые) и температуры (штриховые кривые) электронов в плазме в режиме программированного импульса. p , Тор: 1 — 3, 2 — 5, 3 — 13.

осуществляется мощным коротким импульсом, в течение которого фронт разряда не успевает уйти из фокальной области, а поддержание плазмы осуществляется вторым импульсом малой амплитуды (импульс накачки), не способным самостоятельно вызвать пробой газа, но если пробой уже осуществлен, то СВЧ мощность импульса накачки достаточна для поддержания разряда в фиксированном месте свободного пространства длительное время.

Проведенные в нашей лаборатории эксперименты показали, что использование программированного импульса позволяет в принципе решить проблему локализации (остановки в заданном месте свободного пространства) разряда, создаваемого сфокусированным СВЧ пучком. Экспериментальная установка [23], на которой проводилось изучение оптическим методом параметров плазмы локализованного СВЧ разряда в воздухе, включала в себя два импульсных магнетронных генератора сантиметрового диапазона длин волн $\lambda_1 = 10$ см и $\lambda_2 = 2.4$ см. Первый (пробойный) генератор вырабатывал серию (от одного до ста) коротких ($\tau_1 = 3$ мкс) мощных ($W_1 \leq 1$ МВт) СВЧ импульсов, следующих с частотой повторения 400 Гц и производящих пробой исследуемого газа. Вторым генератор (генератор накачки) вырабатывал импульс длительностью $\tau_2 = 160$ мкс и мощностью $W_2 < 200$ кВт, следовавший сразу за последним из серии импульсов первого генератора.

Для исследования концентрации и температуры электронов при давлении газа $p < 15$ Тор использовался метод одновременного определения n_e и T_e в неизотермической азотной плазме по измерению абсолютных интенсивностей излучения полос второй положительной и первой отрицательной систем азота [18,24]. Для более высоких давлений температура электронов не определялась, а концентрация измерялась с помощью микроволновой диагностики.

Результаты для различных давлений воздуха приведены на рис. 1. Измеренная концентрация электронов в десятом (последнем в данных условиях эксперимента) импульсе серии пробойного генератора составила величину $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при $p = 3$ Тор, т.е. близкую к критической концентрации $n_{ec1} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для первого генератора. Концентрация электронов, измеренная в случае, когда пробой осуществлялся только импульсом второго генератора (пачка импульсов первого генератора отсутствовала) при $W_2 = 200$ кВт составила величину $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в начале импульса и $\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ спустя 5 мкс после момента пробоя, т.е. величину, близкую к критической $n_{ec2} = 1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для генератора накачки. В случае же локализованного СВЧ разряда, создаваемого в программированном режиме (рис. 1, 2), концентрация электронов в плазме во время действия импульса накачки на порядок величины и более ниже, чем критическая для второго генератора. Из полученных результатов также видно, что эффективная температура электронов в плазме локализованного СВЧ разряда в воздухе составляет величину $T_e \approx 1$ эВ, незначительно изменяясь во времени и при варьировании давления, тогда как концентрация электронов уменьшается с увеличением длительности воздействия и выходит на стационарный уровень к концу импульса накачки.

Столь низкое значение концентрации электронов во втором импульсе объясняется тем, что в эксперименте мощность импульса генератора накачки подбиралась настолько малой, что если газ не пробивался пачкой импульсов первого генератора, то и импульс генератора накачки не производил пробоя газа, т.е. заведомо величина E/p для второго генератора мала (меньше пробойной). Отсюда и частота ионизации ν_i полем второго генератора мала. В условиях эксперимента получено $T_e \approx 0.9-1.2$ эВ. Такой температуре электронов соответствует частота ионизации $\nu_i/p = 10^1-10^3 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$.

При давлении воздуха больше 1 Тор основными процессами потерь электронов из разряда являются прилипание, рекомбинация и диффузия. Электроны, прилипшие к молекулам кислорода, либо уходят из разряда

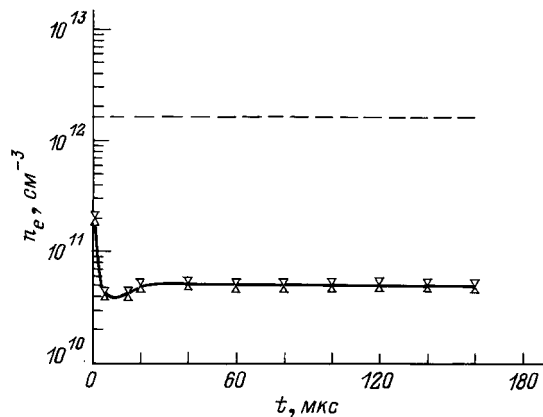


Рис. 2. Зависимость от времени концентрации электронов в плазме при давлении $p = 3$ Тор (штриховая прямая — n_{ec2}).

(отрицательные ионы могут за счет диффузии покинуть зону разряда или рекомбинировать с положительными ионами), либо за счет процесса отлипания возвращаются в разряд. По оценкам в наших условиях величина концентрации отрицательных ионов n_- порядка концентрации электронов n_e , что подтверждается также данными работы [13], где экспериментально показано, что концентрация отрицательных ионов с увеличением давления воздуха возрастает и при $p \approx 10$ Тор достигает величины $n_- \approx n_e$. В этом случае из уравнений баланса для заряженных частиц [25] следует, что основным процессом, поддерживающим концентрацию электронов во втором импульсе, является процесс отлипания их от отрицательных ионов, а не прямая ионизация, т.е. малый член $\nu_i n_e$ лишь компенсирует малую разность $\nu_a n_e - \nu_d n_-$ между двумя большими величинами (ν_a и ν_d — частоты прилипания и отлипания электронов). Отсюда следует, что концентрация электронов во втором импульсе в условиях эксперимента не может быть больше концентрации, созданной в плазме генератором (которая меньше критической концентрации для второго генератора).

В [26] для объяснения рекомбинационного распада плазмы тлеющего разряда в воздухе (смеси N_2-O_2) высказано предположение, что гибель заряженных частиц определяется результирующим эффектом прилипания и отлипания электронов. В [26], где рассматривался процесс распада плазмы импульсного разряда в постоянном поле в воздухе, показано, что спад концентрации электронов во времени должен протекать в две стадии. На начальном этапе деионизации плазмы быстро устанавливается равновесие между концентрациями электронов и отрицательных ионов, так что $\nu_a n_e \approx \nu_d n_-$, а на второй стадии при сохранении этого равновесия происходит медленный распад плазмы за счет электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации. Тогда для медленного распада плазмы после выключения поля имеем [26]

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha_{ef} n_e^2, \quad (1)$$

где $\alpha_{ef} = \alpha + \beta \nu_a / \nu_d$ — эффективный коэффициент рекомбинации, учитывающий, что кроме канала электрон-ионной рекомбинации α имеется еще канал гибели заряженных частиц за счет ион-ионной рекомбинации β .

Из результатов нашего эксперимента (рис. 2) видно, что при давлении воздуха 3 Тор концентрация электронов в начале импульса накачки быстро (за время порядка нескольких микросекунд) падает от значения $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, характерного для плазмы, созданной излучением первого генератора, до значения $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и в дальнейшем в течение импульса накачки не меняется, так как в этом случае процесс прилипания электронов компенсируется их отлипанием $\nu_a n_e = \nu_d n_-$, а ионизация компенсирует диффузию и рекомбинацию. С повышением давления газа все большую роль начинает играть рекомбинация и при $p = 13$ Тор спад n_e (рис. 3) описывается эффективной константой рекомбинации $\alpha_{ef} \approx 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$,

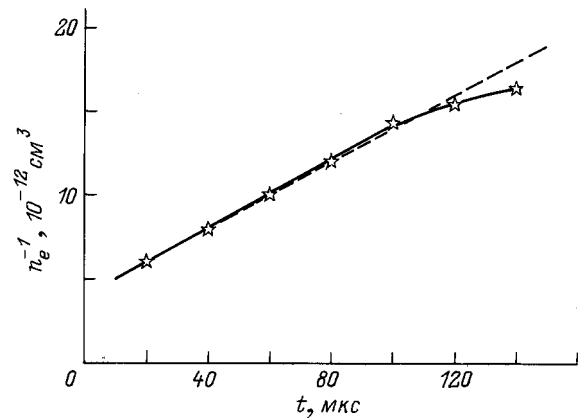


Рис. 3. Зависимость величины n_e^{-1} в плазме от времени при $p = 13$ Тор в режиме программированного СВЧ импульса.

что хорошо согласуется, например, с данными [8]. Из рис. 1 видно также, что концентрация электронов в конце импульса генератора накачки выходит на стационарный уровень и в дальнейшем не изменяется. Это объясняется следующим образом. После того как концентрация электронов упала до величины в нашем случае $\sim 6.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, дальнейший спад n_e за счет рекомбинации полностью компенсируется объемной ионизацией, т.е. можно записать уравнение баланса для электронов в виде (так как $\nu_a n_e = \nu_d n_-$)

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_{ief} n_e - \alpha_{ef} n_e^2 = 0, \quad (2)$$

где $\nu_{ief} = \nu_i / (1 + \eta)$ — эффективная частота ионизации, учитывающая, что часть электронов, прилипших к молекулам кислорода, как бы и вовсе не рождалась: $\eta = \nu_a / \nu_d$.

Отсюда частота ионизации полем второго генератора в условиях эксперимента

$$\nu_{ief} = \alpha_{ef} n_e. \quad (3)$$

По данным эксперимента (рис. 1) при давлении воздуха 13 Тор получаем $\nu_i = 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Используя формулы работ [27,28], где приводятся функциональные зависимости частоты ионизации от приведенного поля E/n , была найдена величина амплитуды напряженности электрического поля в плазме локализованного СВЧ разряда в воздухе: $E_0 \approx 240 \text{ В/см}$ по формулам [27] и $E_0 \approx 300 \text{ В/см}$ по формулам [28], что хорошо согласуется с тем, что мощность генератора накачки поддерживается в эксперименте на недостаточном для самостоятельного пробоя уровне.

Из (3) следует, что, так как частота ионизации зависит от E/n , в свободно локализованном СВЧ разряде, создаваемом в режиме программированного импульса, величина концентрации электронов n_e является функцией напряженности электрического поля в плазме

$$n_e = \frac{\nu_{ief}}{\alpha_{ef}} \sim f(E/n) \sim f(W), \quad (4)$$

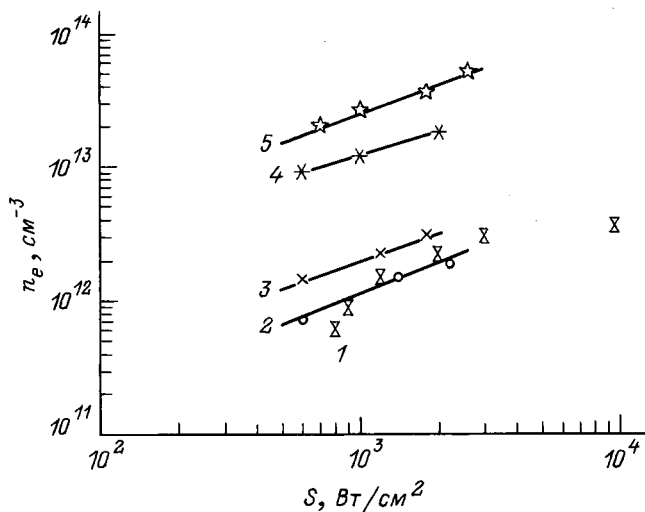


Рис. 4. Зависимость стационарного уровня концентрации электронов в плазме от плотности потока подводимой в течение импульса накачки СВЧ мощности. p , Top: 1 — 10, 2 — 30, 3 — 150, 4 — 300, 5 — 350.

т.е. концентрация электронов во втором импульсе зависит от уровня мощности генератора накачки, что и подтверждается данными нашего эксперимента, полученными при различных мощностях импульса накачки ($n_e = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при $W_2 = 200 \text{ кВт}$ и $n_e = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при $W_2 = 50 \text{ кВт}$).

Реализация режима программированного воздействия при одинаковых частотах СВЧ излучения в первом и втором импульсах и изучение пороговых характеристик повторного СВЧ разряда в волновом пучке привели к выявлению особенностей в формировании областей ионизации, их динамики и взаимном расположении [17]. Величина энергии, вводимой в разряд за время второго импульса, настолько сильно влияет на динамику разрядных процессов, что приводит к изменению окончательной формы СВЧ разряда, в частности к появлению специфического вида разряда — локализованного СВЧ разряда.

Возможность управления величиной концентрации электронов в плазме несамостоятельного разряда, как-вым по своей природе является локализованный разряд, создаваемый в фиксированной области свободного пространства сфокусированным СВЧ пучком, подтверждена также экспериментами (рис. 4), выполненными нами на стенде [29]. Параметры установки позволяли изменять в течение 800 мкс по наперед заданной программе плотность потока подводимой энергии. В частности, в наших экспериментах использовалась программа, когда в течение времени $\tau_1 = 1\text{--}20 \text{ мкс}$ плотность потока энергии S_1 в фокальной области пучка была на уровне, достаточном для самостоятельного пробоя газа, а оставшаяся часть времени СВЧ импульса S_2 поддерживалась на допороговом для невозмущенного газа уровне. При этом, изменяя уровень S_2 , возможно было управлять геометрическими размерами плазмы СВЧ разряда, скоростью

его распространения по направлению к фокусирующей антенне, кинетикой нагрева газа и, в частности, степенью ионизации плазмы (рис. 4).

Таким образом, экспериментально на двух установках показано, что использование режима программированного импульса позволяет локализовать в заданной области свободного пространства разряд, создаваемый сфокусированным СВЧ пучком, а подбором параметров импульса возможно управлять в широком диапазоне без нарушения локализации свойствами несамостоятельного СВЧ разряда, формируемого в фокусе пучка при воздействии на газ электромагнитного излучения с изменяющейся во времени плотностью потока энергии.

Список литературы

- [1] Высоочастотный разряд в волновых полях / Под ред. А.Г. Литвака. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. 297 с.
- [2] Strong Microwave in Plasmas / Ed. by A.G. Litvak. Nizhny Novgorod: IAP AS USSR, 1991. 732 p.
- [3] Strong Microwave in Plasmas / Ed. by A.G. Litvak. Nizhny Novgorod: IAP RAS, 1994. 846 p.
- [4] Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А. и др. // Тр. ФИАН СССР. 1985. Т. 160. С. 174–203.
- [5] Грицинин С.И., Косый И.А., Тарасова Н.М., Шибков В.М. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 4. С. 625–629.
- [6] Аскаръян Г.А., Батанов Г.М., Бархударов А.Э. и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 9. С. 1198–1210.
- [7] Вихарев А.Л., Гильденбург В.В., Иванов О.А., Степанов А.Н. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 1. С. 165–168.
- [8] Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 4. С. 729–800.
- [9] Гильденбург В.В., Ким А.В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 1. С. 141–147.
- [10] Гильденбург В.В., Ким А.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 4. С. 904–909.
- [11] Боровкин В.Г., Колесниченко Ю.Ф. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 55–58.
- [12] Злобин В.В., Кузовников А.А., Шибков В.М. // Вестник МГУ. Физика, астрономия. Сер. 3. 1988. Т. 29. № 1. С. 89–91.
- [13] Зарин А.С., Куликов В.Н., Мицук В.Е. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 22. С. 1373–1374.
- [14] Девятов А.М., Кузовников А.А., Лодинев В.В., Шибков В.М. // Вестник МГУ. Физика, астрономия. Сер. 3. 1991. Т. 32. № 2. С. 29–33.
- [15] Александров А.Ф., Кузовников А.А., Шибков В.М. // ИФЖ. 1992. Т. 62. № 5. С. 726–732.
- [16] Александров А.Ф., Кузовников А.А., Шибков В.М. и др. // Прикладная физика. Межотраслевой науч.-техн. сб. М., 1994. № 4. С. 20–29.
- [17] Арманд Н.А., Зарин А.С., Мицук В.Е. и др. // Радиофизика. М.: МРТИ АН СССР, 1991. С. 135–142.
- [18] Shirkov V.N. // Proc. XX ICPIG. Contrib. Papers. Pisa (Italy), 1991. Paper 5. P. 1137–1140.
- [19] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 74–88.
- [20] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
- [21] Гуревич А.В. // УФН. Т. 132. № 4. С. 685–805.

- [22] Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М. Искусственная ионизованная область в атмосфере. М.: ИЗМИРАН, 1985. 184 с.
- [23] Кузовников А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 6. С. 000.
- [24] Бердичевский М.Г., Марусин В.В. // ЖПС. 1973. Т. 18. № 6. С. 1055–1057.
- [25] Shibkov V.M., Isaev K.Sh., Lodinev V.V., Shibkova L.V. // Proc. XI ESCAMPIG. St.Petersburg, 1992. P. 244–245.
- [26] Напартович А.П., Наумов В.Г., Шашков В.М. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. Вып. 5. С. 881–829.
- [27] Mayhan J.T. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 13. P. 5362–5369.
- [28] Гуревич А.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т. 19. № 4. С. 633–640.
- [29] Бацких Г.И., Хворостяной Ю.И. // РиЭ. 1992. Т. 37. Вып. 2. С. 311–315.