Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 5, с. 244 – 248 © 2010 г. 10 марта

Транспортировка СВЧ излучения в плазменных волноводах скользящих мод

В. Д. Зворыкин, А. О. Левченко, Н. Н. Устиновский, И. В. Сметанин[1)]

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

ООО "Новые энергетические технологии", 107031 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 января 2010

Экспериментально и теоретически исследован новый режим скользящего распространения микроволнового (СВЧ) излучения в плазменных волноводах в атмосферном воздухе. Плазменный волновод большого радиуса (много больше длины волны излучения) создавался при фотоионизации примесной легкоионизуемой добавки УФ излучением KrF-лазера. Продемонстрирована транспортировка СВЧ сигнала на частоте 35.3 ГГц на длину до 60 м. Механизм транспортировки обусловлен полным внутренним отражением волны на оптически менее плотных стенках плазменного волновода.

Транспортировка импульсов микроволнового электромагнитного (СВЧ) излучения в атмосферном воздухе с использованием лазерной плазмы в качестве направляющей структуры была предложена в работах Аскарьяна [1, 2]. В дальнейшем волноводные свойства лазерной искры с длиной $\lesssim$ 1 м были экспериментально продемонстрированы в работах [3 – 5].

Создание протяженных плазменных структур стало возможным с обнаружением эффекта филаментации мощных ультракоротких лазерных импульсов [6 – 8]. В процессе филаментации при прохождении лазерного импульса в газах атмосферного давления образуется след в виде тонкой плазменной нити диаметром $\lesssim 100$ мкм с концентрацией электронов $n_e \sim 10^{15} \div 10^{17}$ см$^{-3}$ и длиной несколько сот метров. Распространение объемных мод СВЧ излучения в полых плазменных волноводах, стенки которых образованы указанными нитями, теоретически исследовалось в [9]. Было найдено, что оптимальным является выбор радиуса плазменного волновода порядка длины волны передаваемого СВЧ сигнала, $R \sim \lambda$. Режим транспортировки обеспечивается проводимостью плазмы канала, и, таким образом, физический механизм вполне аналогичен традиционному случаю волноводов с металлическими стенками. Проводимость плазмы, однако, на несколько порядков величины ниже металлической, в результате чего сигнал распространяется на весьма незначительную длину. Так, в эксперименте [10] волновод диаметром ~ 4.5 см был образован множественными филаментационными нитями, и в нем продемонстрирована транспортировка СВЧ сигнала с частотой 10 ГГц ($\lambda = 3$ см) на длину ~ 16 см. Некоторого увеличения длины транспортировки, как показывают численные расчеты [11], можно добиться в структурах, образованных упорядоченно расположенными плазменными нитями типа фотонных кристаллов.

В настоящей работе мы исследуем альтернативный механизм скользящего распространения СВЧ излучения внутри полого плазменного канала большого радиуса $R \gg \lambda$, позволяющий значительно увеличить длину транспортировки сигнала. На такую возможность было указано в работе [2], а оценки необходимых параметров УФ импульса KrF-лазера (длина волны излучения 248 нм) на основании измерений фотоионизации воздуха сделаны в [12]. Физически этот механизм основан на эффекте полного отражения СВЧ излучения на границе с оптически менее плотной средой. Для волновода достаточно большого радиуса, низшие моды становятся "скользящими": поперечное волновое число значительно меньше ($\sim \lambda/R$) продольного, и эффективный угол падения к отражающей поверхности превышает предельный, определяемый отношением коэффициентов преломления воздуха и плазмы. При таком подходе высокая проводимость стенок волновода не требуется, что позволяет ограничиться низкой степенью ионизации воздуха с плотностью плазмы $10^{11} \div 10^{14}$ см$^{-3}$.

Ниже представлены результаты первых экспериментов по эффективному каналированию и транспортировке скользящей моды СВЧ сигнала в плазменном волноводе сравнительно большого радиуса, $R \approx 5$ см ($R/\lambda \sim 5$), сформированном в атмосферном воздухе излучением эксимерного KrF-лазера ГАРПУН [13]. В режиме инжекционного управления с неустойчивым резонатором лазер генерировал импульсы с длитель-

[1)]e-mail: smetanin@sci.lebedev.ru

ностью по полувысоте ~ 70 нс, энергией ~ 50 Дж и расходимостью излучения $\sim 10^{-4}$ рад. Выходной пучок с прямоугольным сечением 180×160 мм поджимался двухлинзовым телескопом, и с помощью конической линзы - аксикона (с углом преломления $\sim 2.3^\circ$) и длиннофокусной линзы (с $F = 8$ м) преобразовывался в пучок кольцевого сечения, расходящийся под небольшим углом ($\sim 1^\circ$) к оси (рис.1). Ширина

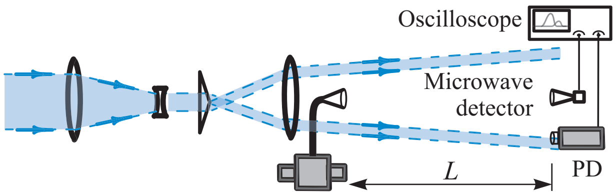

Рис.1. Схема эксперимента по каналированию СВЧ излучения

кольца незначительно изменялась при распространении излучения вдоль трассы в несколько десятков метров и составляла $\Delta R \approx 1$ см, что соответствовало пиковой лазерной интенсивности $I \sim 10^7$ Вт/см^2. Электронная концентрация в созданном плазменном волноводе находилась путем измерения электронной проводимости и составила $n_e \sim 10^9$ см$^{-3}$ [14]. В качестве источника СВЧ излучения использовался импульсный магнетрон с пиковой выходной мощностью 20 кВт на частоте 35,3 ГГц (длина волны $\lambda = 8.5$ мм), так что выполнялось одно из необходимых условий для скользящего распространения $R/\lambda \gg 1$. СВЧ излучатель, оснащенный конической рупорной передающей антенной диаметром 25 мм, имел расходимость излучения $\sim 30^\circ$. СВЧ приемник с таким же коническим рупором располагался на различных расстояниях $L = 12 \div 60$ м от излучателя.

В чистом воздухе, вследствие малой концентрации фотоэлектронов $n_e \sim 10^9$ см$^{-3}$, эффект каналирования СВЧ излучения отсутствовал. Небольшая добавка легкоионизуемых паров летучих углеводородов к воздуху, как показали измерения фотопроводимости, увеличивала концентрацию электронов в стенках виртуального волновода до $n_e \sim 10^{12}$ см$^{-3}$. В результате этого во время действия лазерного импульса наблюдалось значительное (до 6 раз) увеличение СВЧ сигнала на приемнике, расположенном в 60 м от излучателя. Характерные осциллограммы УФ лазерного импульса и синхронизованного с ним СВЧ сигнала на приемнике приведены на рис.2 для расстояния $L = 12$ м. Если УФ лазерный пучок был перекрыт, приемник регистрировал сигнал, отвечающий свободному распространении СВЧ излучения (осциллограммы слева). При открытом лазерном пучке возникал плазменный волновод, что приводило к возрастанию амплитуды СВЧ сигнала (осциллограммы справа).

Для оценки условий распространения скользящих мод СВЧ излучения воспользуемся простейшей моделью, предполагая плазменный волновод воздушным цилиндром радиуса R, ограниченным слоем плазмы толщиной, значительно превышающей глубину проникновения электромагнитного поля. Условия полного внутреннего отражения, очевидно, выполняются тем легче, чем меньше характерный угол скольжения моды (то есть чем ближе "угол падения" на стенку волновода к $\pi/2$), поэтому в качестве рабочих выберем низшие аксиально-симметричные ТМ (E_{01}-моды) и ТЕ (H_{01}) моды. Соответственно, поперечное распределение продольных компонент электромагнитного поля (E_z для ТМ и H_z для ТЕ мод) имеет вид $\sim J_0(\kappa_1 r)\exp[i(hz-\omega t)]$ внутри волновода и $\sim H_0^{(1)}(\kappa_2 r)\exp[i(hz-\omega t)]$ в плазме стенок, где r есть поперечная и z – продольная координаты (предполагается цилиндрическая система координат). Граничные условия стандартным образом определяют дисперсионные уравнения [15, 16]

$$\frac{1}{\kappa_1}\frac{J_1(\kappa_1 r)}{J_0(\kappa_1 r)} = \frac{\chi}{\kappa_2}\frac{H_1^{(1)}(\kappa_2 r)}{H_0^{(1)}(\kappa_2 r)}, \qquad (1)$$

где $\chi = \varepsilon_p$ для ТМ аксиально-симметричных мод и $\chi = 1$ для ТЕ мод, ε_p есть диэлектрическая проницаемость плазмы на частоте сигнала ω, поперечные волновые числа есть $\kappa_1^2 = k_0^2 - h^2$ и $\kappa_2^2 = \varepsilon_p k_0^2 - h^2$, $k_0 = \omega/c$. Функции $J_n(x)$, $H_n^{(1)}(x)$ есть функции Бесселя и функции Ганкеля первого рода, соответственно. Диэлектрическую проницаемость слабоионизованной воздушной плазмы в поле электромагнитной волны СВЧ диапазона будем аппроксимировать соотношением $\varepsilon_p = 1 - \Omega_p^2/\omega(\omega + i\nu_T)$, где Ω_p – плазменная частота, характерная транспортная частота столкновений ν_T при плотности плазмы $n_e \lesssim 10^{15}$ см$^{-3}$ определяется главным образом упругими столкновениями электронов с нейтральными молекулами газа. Средний дефект энергии при фотоионизации молекул воздуха составляет ~ 1 эВ, и, поскольку электронная компонента плазмы быстро (за времена порядка электрон-электронных столкновений) термализуется, можно полагать, что в рассматриваемой задаче характерная температура электронов T_e находится в диапазоне 0.03–1 эВ. Транспортные сечения столкновений электронов составляют для молекул азота $\sigma_{N_2} \approx 4.3 \cdot 10^{-15}$ см^2 и кислорода $\sigma_{O_2} \approx 3.98 \cdot 10^{-15}$ см^2 [17, 18], и, таким образом, имеем диапазон значений транспортной частоты от

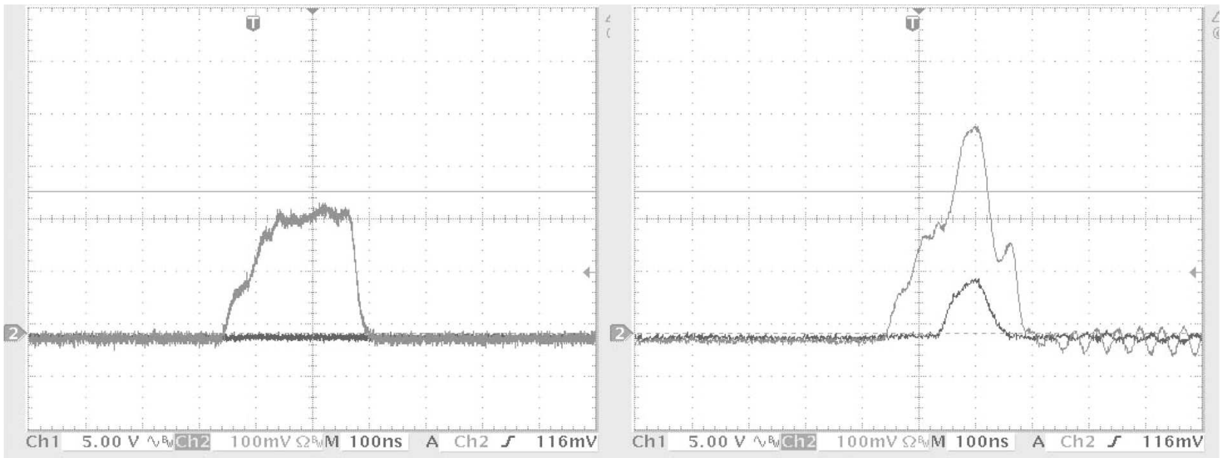

Рис.2. Сигналы с СВЧ приемника (верхний луч) и УФ лазерного импульса (нижний луч) в случае перекрытого (слева) и открытого (справа) лазерного пучка. Расстояние до приемника L=12 м

$\nu_T \approx 10^{12}\,\text{с}^{-1}$ при $T_e \approx 300$ К до $\nu_T \approx 7\cdot 10^{12}\,\text{с}^{-1}$ при $T_e \sim 1$ эВ, при этом $\xi = \Omega_p^2/\nu_T^2 \approx 3.19\cdot 10^{-3} \times$ $\times \left(n_e/10^{12}\text{см}^{-3}\right)$ и $\xi \approx 6.52\cdot 10^{-5} \times \left(n_e/10^{12}\text{см}^{-3}\right)$, соответственно.

Поскольку $R/\lambda \gg 1$, дисперсионные уравнения (1) имеют, вообще говоря, ряд корней, соответствующих различным поперечным аксиально-симметричным модам. Наибольшая длина распространения соответствует, очевидно, минимальному значению поперечного волнового числа κ_1, то есть низшей поперечной моде. На рис.3 представлена

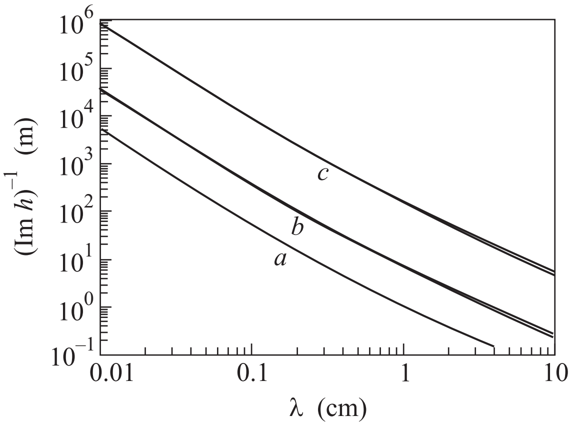

Рис.3. Зависимость характерной длины затухания $(\mathrm{Im}\,h)^{-1}$ низших скользящих мод СВЧ излучения от его длины волны при плотности плазмы $n_e = 10^{12}\,\text{см}^{-3}$, эффективной частоте столкновений $\nu_T = 10^{12}\,\text{с}^{-1}$ ($T_e \approx$ ≈ 300 К) и радиусе волновода $R = 5$ см (a), 10 см (b), 30 см (c). Нижние ветви кривых соответствуют E_{01}, верхние – H_{01} модам

характерная длина распространения $(\mathrm{Im}\,h)^{-1}$ низших скользящих аксиально-симметричных мод (E_{01} и H_{01}) плазменного волновода в зависимости от длины волны СВЧ сигнала в диапазоне от сантиметровых до субмиллиметровых волн. Вычисления проведены при плотности плазмы $n_e = 10^{12}\,\text{см}^{-3}$ в предположении электронной температуры $T_e \approx 300$ К ($\nu_T =$ $= 10^{12}\,\text{с}^{-1}$)для различных значений радиуса волновода $R = 5, 10, 30$ см. В указанных условиях $|\varepsilon_p - 1| \ll 1$ и результаты для TE и TM мод практически совпадают, некоторое различие начинается лишь при $\lambda \geq 1$ см.

Удобно ввести безразмерный параметр

$$\mu = k_0 R \frac{(\Omega_p/\nu_T)}{\sqrt{1 + (\omega/\nu_T)^2}}. \tag{2}$$

Положив $\kappa_1 R = x\mu$, $\kappa_2 R = y\mu$, имеем $x^2 - y^2 =$ $= 1 - i\nu_T/\omega$, и фактически решение дисперсионного уравнения (1) определяется двумя параметрами: μ и ν_T/ω . Численный анализ позволяет определить пороговое значение параметра μ, при котором возможно эффективное распространение скользящей моды

$$\mu_{th} \approx 1. \tag{3}$$

В диапазоне параметров $\mu \sim 0.5 \div 1$ происходит резкий рост поглощения и при $\mu \leq 0.5$ распространение практически исчезает: характерная длина $(\mathrm{Im}\,h)^{-1}$ ограничена несколькими длинами волн. В области $\mu > \mu_{th} = 1$ режим распространения стабилизируется. Поскольку $\mu^2 \propto n_e R^2$, соотношение (3) фактически определяет нижнюю границу плотностей плазмы и радиуса волновода, при которых реализуется режим скользящего распространения.

Можно показать, что в пределе больших значений $\mu \gg 1$ и $\nu_T/\omega \gg 1$ режиму скольжения для низших аксиально-симметричных мод E_{01} и H_{01} соответствует корень дисперсионного уравнения (1), находящийся вблизи точки $x \approx \alpha/\mu$, где $\alpha \approx 3.83$ – первый корень функции Бесселя $J_1(\alpha) = 0$. Для этого необходимо потребовать

$$|\varepsilon_p| \ll k_0 R \sqrt{\xi \nu_T/\omega}. \tag{4}$$

В плазме с невысокой степенью ионизации, так что $|\varepsilon_p - 1| \ll 1$ (то есть $\xi\nu_T/\omega \ll 1$), решения для E_{01} и H_{01} мод, как показано выше, совпадают, и для коэффициента затухания имеем

$$\operatorname{Im} h \approx \frac{\alpha^2}{k_0^2 R^3 \sqrt{2\xi\nu_T/\omega}}. \tag{5}$$

В соответствии с рис.3, характерная длина распространения растет с частотой сигнала и радиусом плазменного волновода, $(\operatorname{Im} h)^{-1} \propto R^3 \omega^{3/2} n_e^{1/2}$. Зависимость $(\operatorname{Im} h)^{-1}$ от плотности плазмы в диапазоне $n_e = 10^{10} \div 5 \cdot 10^{14}$см$^{-3}$ представлена на рис.4. Вычисления проводились, исходя из дисперсионно-

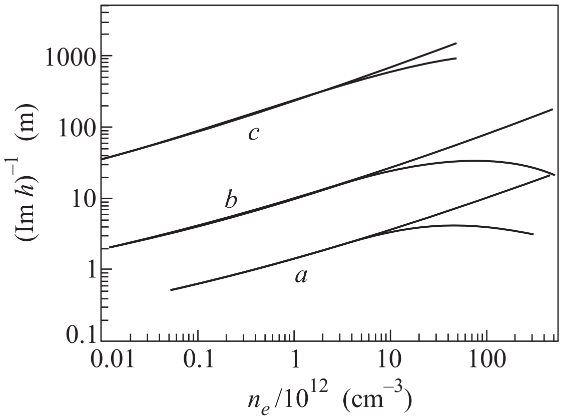

Рис.4. Зависимость характерной длины затухания $(\operatorname{Im} h)^{-1}$ низших скользящих мод СВЧ излучения на длине волны λ=8 мм от плотности плазмы канала при $T_e \approx 300$ K ($\nu_T = 10^{12}$ c^{-1}) и радиусе волновода $R =$ = 5 см (a), 10 см (b), 30 см (c). Нижние ветви кривых соответствуют E_{01}, верхние – H_{01} модам

го уравнения (1) для соответствующей эксперименту длины волны $\lambda = 8$ мм при $\nu_T = 10^{12}$ c^{-1}, различных значениях радиуса плазменного волновода, $R = 5, 10, 30$ см.

С ростом плотности плазмы в области $k_0 R \gg \gg \sqrt{\xi\nu_T/\omega} \gg 1$ (где также и условие (4) выполнено) решения разделяются: для H_{01} сохраняется соотношение (5), а для E_{01} моды получаем

$$\operatorname{Im} h \approx \frac{\alpha^2 \sqrt{\xi\nu_T/\omega}}{2k_0^2 R^3}, \tag{6}$$

то есть ее характерная длина распространения начинает снижаться с плотностью $\propto n_e^{-1/2}$. Для параметров, соответствующих рис.4, указанное разделение корней дисперсионного уравнения (1) для H_{01} и E_{01} мод происходит в области плотностей плазмы $n_e \sim 10^{13}$ см$^{-3}$, при дальнейшем росте плотности $n_e \gtrsim 10^{14}$ см$^{-3}$ начинается существенный рост инкремента затухания моды E_{01} в соответствии с (6).

Режиму металлического волновода соответствует дальнейшее увеличение плотности и переход в область $\sqrt{\xi\nu_T/\omega} \gg k_0 R$, где соотношение (4) перестает выполняться. Корень дисперсионного уравнения для E_{01} моды приближается к значению $\mu x \approx \beta \approx 2.4$ ($J_0(\beta) = 0$), характерному для E_{01} моды металлического волновода. В соответствии с теорией металлических волноводов инкремент затухания ТМ моды возрастает с частотой $\operatorname{Im} h \propto \sqrt{\omega}$, его минимальное значение достигается вблизи частоты обрезания [16]. В этом диапазоне параметров оптимальные условия распространения реализуются при $R \sim \lambda$ [9, 10].

В заключение подведем итог: в настоящей работе мы экспериментально наблюдали скользящий режим транспортировки коротковолнового СВЧ излучения в плазменном волноводе, образованном УФ лазерным излучением, в атмосферном воздухе в присутствии небольших количеств легкоионизуемых добавок и провели его теоретическое исследование. Механизм транспортировки основан на эффекте полного внутреннего отражения излучения на границе с оптически менее плотной средой и не требует высокой проводимости (плотности) плазмы. Экспериментально продемонстрировано многократное увеличение амплитуды СВЧ сигнала с длиной волны $\lambda \approx 8$ мм при его транспортировке в виртуальном плазменном волноводе на длину до 60 м. Результаты наших вычислений и экспериментов находятся в хорошем согласии и убедительно демонстрируют преимущество режима скользящего распространения по сравнению с плазменными волноводами высокой плотности.

Авторы выражают благодарность Л.Л. Лосеву и В.И. Шведунову, за полезные обсуждения и помощь в постановке экспериментов. Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 09-07-13593-офи_ц) и УНК ФИАН (А.О.Л.).

1. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, М. М. Савченко, А. Д. Смирнова, Письма в ЖЭТФ **1**, 18 (1965).
2. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **55**, 1400 (1968).
3. Г. А. Аскарьян, И. М. Раевский, Письма в ЖТФ **8**, 1131 (1982).

4. В. И. Колпаков, Л. В. Норинский, В. С. Рогов, Письма в ЖТФ **17**, 67 (1991).
5. В. И. Колпаков, Л. В. Норинский, Письма в ЖТФ **17** (*12*), 55 (1992).
6. A. Braun, G. Korn, X. Liu et al., Opt. Lett. **20**, 73 (1995).
7. E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon et al., Opt. Lett. **21**, 62 (1996).
8. A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov et al., Opt. Lett. **22**, 304 (1997).
9. A. E. Dormidondov, V. V. Valuev, V. L. Dmitriev et al., Proc. SPIE **6733**, 67332S (2007).
10. M. Chateauneuf, S. Payeur, J. Dubois, and J.-C. Kieffer, Appl. Phys. Lett. **92**, 091104 (2008).
11. R. R. Musin, M. N. Schneider, A. M. Zheltikov, and R. B. Miles, Appl. Opt. **46**, 5593 (2007).
12. Л. Л. Лосев, *Параметрическое преобразование лазерного излучения в комбинационно-активных средах и на плазме оптического пробоя*, Дис. д.ф.-м.н., М.: ФИАН, 2003.
13. Н. Г. Басов, А. Д. Вадковский, В. Д. Зворыкин и др., Квант. Электрон. **21**(*1*), 15 (1994).
14. В. Д. Зворыкин, А. О. Левченко, А. Г. Молчанов и др., Кр. Сообщ. по физике ФИАН, вып. 3 (2010) (в печати).
15. J. A. Stratton, *Electromagnetic theory*, London, McGraw-Hill Book Co., 1941.
16. Л. А. Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, М.: Радио и связь, 1988.
17. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1987.
18. О. А. Гордеев, А. П. Калинин, А. Л. Комов и др., *Обзоры по теплофизическим свойствам веществ*, N5 (55), М.: ИВТАН, 1985.