

УДК 537.876.45+621.372.8

КАНАЛИРОВАНИЕ СВЧ-ЭНЕРГИИ В ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ, СОЗДАВАЕМЫХ В АТМОСФЕРЕ МОЩНЫМ УФ ЛАЗЕРОМ

В. Д. Зворыкин, А. О. Левченко, А. Г. Молчанов, И. В. Сметанин,
Н. Н. Устиновский

В работе впервые экспериментально продемонстрирован скользящий режим распространения СВЧ излучения в полом плазменном волноводе, образованном за счет ионизации атмосферного воздуха с малой легкоионизируемой добавкой мощными УФ импульсами KrF лазера ГАРПУН ($\lambda = 248$ нм, длительность импульса ~ 70 нс, энергия ~ 50 Дж). Лазерный пучок кольцевого сечения создавал полую трубу диаметром ~ 10 см с концентрацией электронов $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$ в плазменной стенке толщиной ~ 1 см, по которой на расстояние до 60 м передавалось СВЧ излучение с $\lambda \sim 8$ мм. Получено 6-кратное увеличение амплитуды СВЧ сигнала, передаваемого по волноводу по сравнению с распространением в свободном пространстве.

Ключевые слова: ионизация воздуха УФ лазерным излучением; плазменный волновод; скользящий режим распространения СВЧ излучения.

О возможностях формирования с помощью лазеров протяженных плазменных структур в атмосфере. Еще в 60-е годы было предложено использовать мощные лазеры для создания плазменных антенн и волноводов [1, 2], а несколько позднее начались эксперименты по ионизации воздуха в каустике пучков Nd и CO₂ лазеров [3–5]. Для ИК лазерного излучения доминирует ударная ионизация молекул электронами, набирающими энергию в поле световой волны [6]. Этот процесс носит лавинный характер, формируются один или несколько плотных плазменных сгустков, которые экранируют

ФИАН, Москва, Ленинский пр-т 53, e-mail: levchenk@sci.lebedev.ru.
ООО “Новые энергетические технологии”, Москва, ул. Неглинная, д. 14.

лазерный пучок, ограничивая возможную длину плазменного образования. При фокусировке длиннофокусной сферической оптикой были получены лазерные искры длиной до нескольких метров, состоящие из отдельных плазменных очагов. Однако электрическое сопротивление такой несплошной искры велико, что не позволяет эффективно использовать ее для создания плазменных волноводов и проводящих каналов. При фокусировке пучков аксиконами были получены сплошные лазерные искры длиной до 1.5 м, однако дальнейшее увеличение их длины ограничено энергетикой лазеров [7, 8]. Энергозатраты на создание плотной плазмы в фокусе аксикона ~ 200 Дж/м, очевидно, ограничивают практическое применение CO_2 и Nd лазеров для решения данной задачи.

Еще одну возможность для создания в атмосфере протяженных плазменных структур представляет использование ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) и эффекта филаментации [9, 10]. В недавних экспериментах [11] (Ti:Sa лазер, ~ 100 ТВт) было продемонстрировано каналирование СВЧ излучения с $\lambda = 3$ см на длине 16 см по полому трубчатому волноводу диаметром 45 мм, стенки которого были образованы многочисленными филаментами. Распространение волны в таком плазменном волноводе подобно обычному полому металлическому волноводу и связано с протеканием тока в его проводящих стенках. Длительность СВЧ сигнала, переданного по этому волноводу, составляла около 10 нс и определялась временем жизни электронов. Однако, проводимость филаментов все же очень мала по сравнению с металлом, что приводит к сильному затуханию волн СВЧ в таких волноводах. В них можно получить некоторый выигрыш в мощности, доставляемой приемнику (по сравнению со свободным пространством), но энергетические затраты на создание волновода будут весьма велики. Для волновода 100-м длины с концентрацией электронов 10^{14} см $^{-3}$, энергозатраты на ионизацию составят > 2.4 Дж на квадратный сантиметр поперечного сечения плазменного канала, что делает затруднительным практическую применимость такого подхода.

Из сказанного выше следует, что создание эффективного СВЧ волновода длиной порядка 100 м из *плотной* лазерной плазмы (со средней проводимостью, хоть скольконибудь приближающейся к металлу) вряд ли представляется возможным даже из чисто энергетических соображений – создать его не позволяет энергетика большинства существующих на сегодняшний день лазеров.

Однако существует иной подход к решению данной проблемы. Еще в 60-е годы Г. А. Аскарьяном в работе [2] было предложено использовать для каналирования СВЧ излучения отражение волны от стенок волновода при скользящих углах падения (т.н. режим скользящего распространения). Здесь волноводный эффект достигается анало-

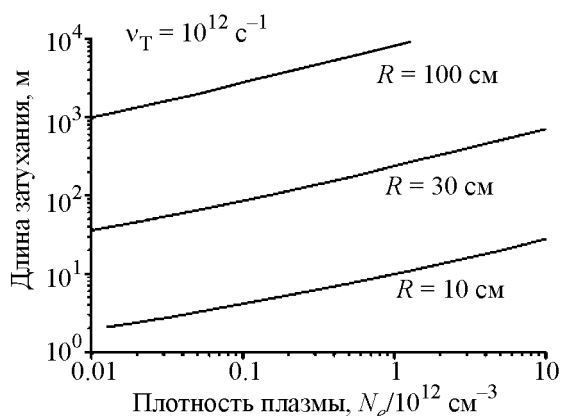


Рис. 1: Расчетная зависимость длины затухания (по уровню e) волны СВЧ с $\lambda = 8 \text{ мм}$ от плотности плазмы при разных значениях радиуса волновода R .

гично диэлектрическому волноводу, где главную роль играет не проводимость стенок, а скачок диэлектрической проницаемости. Такой подход позволяет снять требования к высокой проводимости стенок (то есть к плотности плазмы), и, следовательно, к энергетике лазера. Ввиду малой разности показателей преломления воздуха и слабоионизированной плазмы от стенок такого волновода эффективно отражаются только компоненты волны СВЧ, распространяющиеся под малыми углами к оси волновода (то есть с малой поперечной составляющей волнового вектора).

Л. Л. Лосевым [12] на основе “квазигеометрического” приближения были сделаны оценки необходимых параметров УФ лазерного импульса для создания плазменного волновода скользящего распространения в пренебрежении поглощением СВЧ излучения в плазменной стенке. Для волновода с диаметром D угол дифракции СВЧ волны на его апертуре будет $\sim \lambda/D$. Чтобы волна СВЧ без затухания распространялась по такому волноводу, необходимо выполнение условия $\alpha \geq \lambda/D$, где α – угол полного внутреннего отражения. Из этого условия на α можно получить условие на концентрацию электронов [12, 13]. По этой оценке для волновода диаметром $D = 15 \text{ см}$ и $\lambda = 8 \text{ мм}$ необходима концентрация электронов $N_e \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

В реальной плазме, однако, существует отличная от нуля проводимость, которая приводит к поглощению СВЧ излучения при отражении даже при скользящем падении. В данной работе было проведено численное решение уравнений Максвелла для распространения волны СВЧ в полном плазменном цилиндрическом волноводу, учиты-

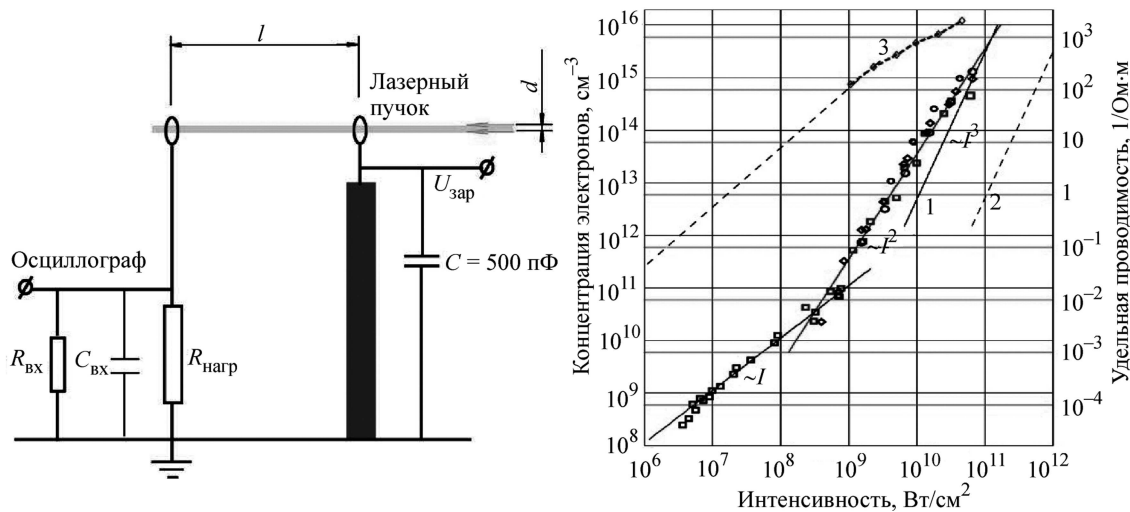


Рис. 2: Схема измерения проводимости плазменного канала.

Рис. 3: Зависимость концентрации электронов (левая ось) и удельной проводимости плазмы (правая ось) от лазерной интенсивности. 1 – эксперимент, воздух; 2 – расчет для трехфотонной ионизации O_2 ; 3 – эксперимент, воздух с углеводородной добавкой.

вающее, кроме диэлектрической проницаемости, также и проводимость плазмы. Результаты моделирования (рис. 1) дают несколько более жесткие условия на требуемую концентрацию электронов.

Лазеры УФ диапазона обладают рядом преимуществ для решения данной задачи по сравнению с лазерами ИК диапазона. Так, энергия кванта кrypton-фторового (KrF) лазера ≈ 5 эВ (для Nd $h\nu = 1.17$ эВ), что достаточно для трехфотонной ионизации кислорода ($I_i = 12.06$ эВ), и четырехфотонной азота ($I_i = 15.58$ эВ), вследствие чего эти процессы становятся определяющими. Во-вторых, дифракционная расходимость пучка KrF лазера в 40 раз меньше, чем для CO_2 лазера, поэтому для достижения заданной интенсивности в дальней зоне при одинаковых начальных размерах пучков в случае УФ излучения требуется в 1600 раз меньшая мощность. В-третьих, оптический пробой воздуха для УФ излучения развивается при значительно более высоких интенсивностях. Но даже в случае пробоя плотность электронов оказывается почти на два порядка меньше критической плотности электронов для излучения с $\lambda = 248$ нм, то есть не происходит экранирования лазерного пучка создаваемой плазмой. По этим причинам в данной работе использовался именно мощный KrF лазер ГАРПУН (длительность импульса ~ 70 нс, энергия ~ 50 Дж, $\lambda = 248$ нм) [14, 15].

Измерение электрической проводимости и концентрации электронов в фотоионизированной плазме, создаваемой излучением KrF лазера. Экспериментальных исследований фотоионизации воздуха наносекундными УФ импульсами до сих пор не проводилось. Такие эксперименты были поставлены в настоящей работе. Схема измерений показана на рис. 2. Излучение KrF лазера с длительностью ~ 22 нс и энергией от 5 до 200 мДж фокусировалось в промежуток между двумя трубчатыми электродами, диаметр перетяжки d был порядка 100 мкм. Расстояние между электродами l варьировалось в пределах 2–10 см, и всегда было примерно равным или меньшим длины перетяжки. К электродам прикладывалось постоянное напряжение $U = 0.2 - 10$ кВ. Измерения проводились в двух режимах. При больших интенсивностях использовался осциллограф с согласованной нагрузкой, что позволяло измерять временную динамику тока фотоэлектронов сквозь неподвижную (в масштабах времени десятков нс) “матрицу” ионов. При относительно малых интенсивностях использовался высокоомный вход осциллографа, что позволяло, зная его емкость, измерять интеграл тока фотоэлектронов (заряд) за все время их существования в канале. При измерениях с временным разрешением форма импульса тока в целом повторяла форму лазерного импульса, и только задний фронт тока был задержан на 5–10 нс, что соответствует времени жизни свободного электрона в воздухе. При подобных измерениях в чистом азоте задний фронт был затянута на сотни нс. Это говорит о том, что главный механизм гибели электронов в воздухе – это “прилипание” к кислороду с образованием иона O_2^- . На рис. 3 приведены результаты измерений, полученные в этой схеме при атмосферном давлении.

Различные точки на рис. 3 (зависимость “1”) соответствуют сериям экспериментов с разными параметрами схемы измерения. Цифрой “2” обозначена теоретическая зависимость для трехфотонной ионизации кислорода, цифрой “3” – экспериментальная зависимость, полученная при добавлении легкоионизируемой углеводородной добавки. Из рис. 3 видно, что для получения упомянутых выше концентраций электронов $\sim 10^{12} - 10^{13}$ см $^{-3}$ достаточно создать интенсивность $\sim 10^7 - 10^8$ Вт/см 2 .

Каналирование волн СВЧ в плазменном волноводе. Схема эксперимента по каналированию волн СВЧ приведена на рис. 4. Излучение KrF лазера ГАРПУН (длительность импульса ≈ 70 нс, энергия до 50 Дж, $\lambda = 248$ нм) с помощью телескопа, аксикона и линзы преобразовывалось в пучок кольцевого сечения, с начальным внутренним диаметром ≈ 10 см, расходящийся под углом $\approx 1^\circ$ с незначительно меняющейся толщиной стенки ≈ 1 см, пиковая лазерная интенсивность в ней составила $I \sim 10^7$ Вт/см 2 . Из приводимых выше оценок, как и из результатов более строгого численного моделирования, следует,

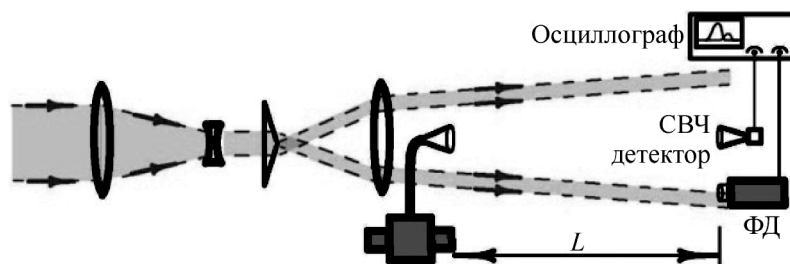
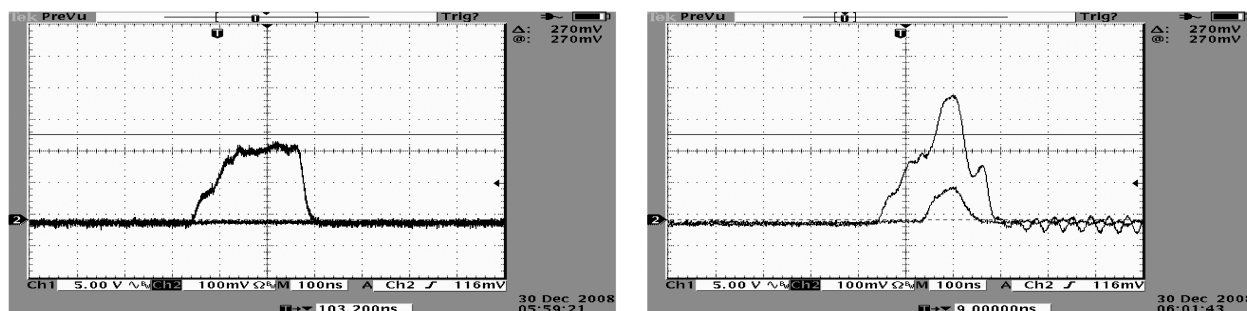


Рис. 4: Схема эксперимента по каналированию волн СВЧ.

Рис. 5: Сигналы с СВЧ приемника (верхний луч) и лазерного импульса (нижний луч). Расстояние до приемника $L = 12$ м.

что эффект скользящего распространения возможен при условии $\lambda/D \ll 1$, и проявляется тем больше, чем меньше длина волны СВЧ. Поэтому был выбран импульсный магнетрон с длиной волны $\lambda = 8.5$ мм.

В чистом воздухе вследствие малой концентрации электронов $N_e \sim 10^9$ см⁻³ (см. рис. 3) каналирования волн СВЧ не наблюдалось. Добавление небольшой легкоионизируемой добавки увеличивало концентрацию электронов в стенках виртуального волновода до $N_e \sim 10^{12}$ см⁻³. В результате во время действия лазерного импульса наблюдалось значительное (до 6 раз) увеличение СВЧ сигнала на приемнике, расположенном на расстояниях L , варьируемых от 12 до 60 м.

Характерные осциллограммы, полученные в одной из серий экспериментов для $L = 12$ м, приведены на рис. 5. Исходный СВЧ импульс, когда УФ лазерный пучок был перекрыт, показан слева. При открытом пучке образовывался плазменный волновод и амплитуда СВЧ сигнала возрастала (в данной серии примерно в 2 раза).

В заключение следует отметить, что некоторые потенциальные практические применения, возможно, допускают использование легкоионизируемых добавок на трассах длиной порядка сотен метров. Также, концентрацию электронов можно повышать, используя более мощные УФ лазеры, и лазеры, работающие на более коротких длинах волн, например, ArF лазер ($\lambda = 193$ нм). Еще одна возможность увеличения концентрации электронов – использование ультракоротких УФ лазерных импульсов и эффекта филаментации, которая по данным работы [16] происходит при значительно меньших, чем для ИК, критических мощностях $P_{cr} \approx 0.1$ ГВт.

Авторы выражают благодарность Л. Л. Лосеву и В. И. Шведунову, за обсуждения и помощь в постановке экспериментов.

Работа выполнялась при поддержке УНК ФИАН и гранта РФФИ N 09-07-13593-офи_ц.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. А. Аскарьян и др., Письма в ЖЭТФ **1**, 18 (1965).
- [2] Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **55**, 1400 (1968).
- [3] D. V. Koopman, T. D. Wilkenson, J. Appl. Phys. **42**, 1883 (1971).
- [4] J. R. Greig, D. W. Koopman, R. F. Fernsler, et al., Phys. Rev. Letts. **41**, 174 (1978).
- [5] В. Д. Зворыкин, Ф. А. Николаев, И. В. Холин и др., Физика плазмы **5**, 1140 (1979).
- [6] Ю. П. Райзер, *Лазерная искра и распространение разрядов* (М., Наука, 1974).
- [7] С. С. Бычков, М. Ю. Марин, Л. Н. Пятницкий, Труды ИОФАН **50**, 166 (1995).
- [8] В. В. Аполлонов, Л. М. Василяк, С. Ю. Казанцев и др., Квантовая электроника **32**, 115 (2002).
- [9] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, et al., Eur. Phys. J. AP **20**, 183 (2002).
- [10] G. Mechain, G. Mejean, R. Ackerman, et al., Appl. Phys. B **80**, 785 (2005).
- [11] M. Chateauneuf, S. Payeur, J. Dubois, et al., Appl. Phys. Letts. **92**, 091104 (2008).
- [12] Л. Л. Лосев, Докторская диссертация (М., ФИАН, 2003).
- [13] Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда* (М., Наука, 1987).
- [14] Н. Г. Басов, В. Г. Бакаев, Е. А. Григорьянц и др., Квантовая электроника **18**(8), 902 (1991).
- [15] Н. Г. Басов, А. Д. Вадковский, В. Д. Зворыкин и др., Квантовая электроника **21**(1), 15 (1994).

[16] N. Khan, N. Mariun, I. Aris, J. Yeak, New J. of Phys. **4**, 61.1 (2002).

По материалам 3 Всероссийской молодежной школы-семинара “Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики”, Москва, ФИАН, октябрь 2009 г.

Поступила в редакцию 30 декабря 2009 г.