

БЫСТРОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ДЛИННЫХ ПРОВОДЯЩИХ КАНАЛОВ В ГАЗАХ МЕТОДОМ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ

Н.Н. Кононов, Г.П. Кузьмин, В.И. Фишер

Для решения ряда радиотехнических и электротехнических задач [1, 2] необходимо найти быстрый метод создания однородных проводящих каналов. Были опробованы несколько лазерных методов, основанных на оптическом пробое воздуха и поддержания сверхзвуковых разрядов [2-10], однако низкое качество полученных плазменных каналов (малая длина однородных участков, разрывность канала, быстрое изменение электропроводности) ограничивает их практическое применение. Пока достаточно убедительно показана только пригодность лазерной искры для коммутации разрядных промежутков [6, 11].

В настоящем сообщении предложен и обсуждается метод, позволяющий создавать длинные ($L \sim 10$ м), практически однородные проводящие каналы за предельно малое время $t_i \sim L/c$. Основой метода является эффект многофотонной ионизации молекул интенсивным излучением [10, 12, 13]. Частота ω и интенсивность q лазерного излучения выбираются так, чтобы избежать лавинного пробоя газа, но создать по всему объему светского канала приблизительно одинаковую концентрацию свободных электронов $n_e \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При такой концентрации электронов тормозное поглощение на длине канала $L \sim 10$ м уменьшает интенсивность лазерного излучения не более чем в два раза (оценка сделана для воздуха нормальной плотности и $\hbar\omega = 3-7$ эВ). С появлением свободных электронов давления газа в луче практически не изменяется ($\Delta p = n_e k T_e \ll 1$ атм, $n_e \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 1-2$ эВ); это позволяет пренебречь газодинамическим расширением ионизированного канала¹.

Чистое время многофотонной ионизации газа в любой точке канала равно длительности лазерного импульса τ , но полное время формирования канала t_i складывается из длительности лазерного импульса и времени прохождения всего импульса от отрезку длиной L :

$$t_i = \tau + L/c < 100 \text{ нс.}$$

Вероятность k -фотонной ионизации молекулы за единицу времени может быть представлена в виде

$$W_k = A_k(\omega) F^k, \quad (1)$$

¹ Считается, что длиннофокусная оптическая система компенсирует расходимость луча на начальном отрезке $L < 100$ м и обеспечивает здесь практически постоянное сечение светового канала $S(x) \approx S(0)$.

где $F = q/\hbar\omega$ — плотность потока фотонов, $A_k(\omega)$ — сечение k -фотонной ионизации [10, 12, 13], k — наименьшее целое число, удовлетворяющее условию $k \cdot \hbar\omega > I$, I — потенциал ионизации молекулы.

За время лазерного импульса концентрация свободных электронов возрастает до

$$n_e = n_m W_k(F) \tau. \quad (2)$$

Здесь n_m — концентрация молекул, которые могут быть ионизированы при поглощении k фотонов (в воздухе потенциал ионизации кислорода $I_{O_2} = 12.1$ эВ, азота — $I_{N_2} = 15.6$ эВ). Желательно обеспечить примерно одинаковую концентрацию свободных электронов вдоль всего канала, $n_e(x) \approx \text{const}$. Этого можно добиться только при малом коэффициенте поглощения $\mu_\omega \ll L^{-1}$, когда выполняется условие $F(x) \approx \text{const}$. Поглощение лазерного излучения в воздухе может быть обусловлено действием трех механизмов: многофотонной ионизацией молекул, многофотонной диссоциацией, а также свободносвободными переходами электронов (тормозное поглощение). Частоту излучения следует выбрать так, чтобы фотоионизационное поглощение доминировало над остальными механизмами. В этом случае «цена электрона» \tilde{k} будет минимальна, $\tilde{k} \approx k$. Тормозным поглощением можно пренебречь, если ограничить концентрацию свободных электронов в канале величиной $n_e \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В этом случае $\mu_\omega < 0.1^{-1}$ (воздух, $\hbar\omega = 3-7$ эВ). Многофотонная диссоциация является резонансным процессом. Распад молекулы происходит только после резонансного возбуждения достаточно высокого электронно-колебательного состояния. Это обстоятельство позволяет выбрать частоту ω и ширину лазерной линии Γ так, чтобы акты ионизации происходили значительно чаще, чем диссоциация молекул [13]. В таком случае поглощение лазерного излучения будет обусловлено преимущественно фотоионизацией (1). На отрезке лазерного луча dx изменение плотности фотонов составляет

$$dF = -n_m W_k(F) k dx.$$

Интегрируя с учетом (1), получаем при $k > 1$.

$$F(x) = F_0 \left[1 + k(k-1) A_k(\omega) F_0^{k-1} n_m x \right]^{-\frac{1}{k-1}}, \quad (3)$$

где $F_0 = F(0)$. Введем параметр δ , характеризующий неоднородность канала,

$$\delta \equiv \frac{n_e(0) - n_e(L)}{n_e(0)}. \quad (4)$$

Из выражений (1), (2), (4) можно получить соотношение

$$F(L) = F_0 (1 - \delta)^{1/k}, \quad (5)$$

которое связывает неоднородность по n_e с неоднородностью по F .
 При $\delta \ll 1$ из (3), (5) следует

$$A_k(\omega) F_0^{k-1} n_m L = \delta k^{-2},$$

и с учетом (1), (2) получаем

$$n_e(0) = \frac{q_0 \tau}{\hbar \omega} \cdot \frac{\delta}{L k^2}. \quad (6)$$

Интенсивность и длительность лазерного взаимодействия должны быть выбраны так, чтобы фотоионизация газа (6) не повлекла за собой электронную лавину (нарушающую условие $\hbar \omega \approx 1$). На частоте $\mu_\omega L < 1$ эВ для лавинного пробоя воздуха в широком луче необходима плотность энерговклада $q_0 \tau > 10$ Дж/см² [14, 15]. На частотах $\hbar \omega = 3-7$ эВ оптическая прочность газов несколько выше, чем при $\hbar \omega = 1$ эВ [16, 17], поэтому, ограничиваясь энерговкладом $q_0 \tau = 1-5$ Дж/см², можно почти полностью исключить лавинное размножение электронов (инкремент лавины $\bar{\nu}$ пропорционален q [18]). Для типичных параметров ($L \sim 10$ м, $\delta \sim 0.1$, $k = 2-3$, $q_0 \tau \approx 3$ Дж/см², $\hbar \omega = 3-7$ эВ) фотоионизация (6) дает $n_e(0) \sim 10^{14}-10^{15}$ см⁻³. Такой концентрации свободных электронов достаточно для отражения радиоволн и СВЧ излучения с длиной волны $\lambda > 1$ мм. Перемещая лазерные лучи можно сформировать ионизированные поверхности или пучок каналов. Это расширяет возможности использования лазерных лучей для создания отражающих, направляющих и концентрирующих элементов радиодиапазона. Кроме того, ионизирующие лазерные лучи можно использовать в качестве многометровых электродов, волноводов и замыкателей [1, 2]. Расширяя луч, (или реализуя многопроходовую схему) можно за доли микросекунды получить предьонизацию $n_e \sim 10^{14}$ см⁻³ в большом объеме газа, что удобно для зажигания объемного разряда в лазерных смесях (разумеется, частота и ширина линии ионизирующего лазера должны быть выбраны так, чтобы процесс фотоионизации доминировал над остальными механизмами поглощения).

Авторы выражают благодарность С.И. Анисимову, Н.Б. Делоне и И.И. Тугову за полезные обсуждения и помощь.

Л и т е р а т у р а

- [1] Аскарьян Г.А., Раевский И.М. – Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, в. 18, с. 1131-1136.
- [2] Аскарьян Г.А. Манзон Б.М. – Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, в. 20, с. 1256-1259.
- [3] Парфенов В.А., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю., Подлевский В.А. – Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, в. 16, с. 731-734.

- [4] Захарченко С.В., Синтюрин Г.А., Скрипкин А.М., - Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, с. 1065-1069.
- [5] Коробкин В.В., Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. - КЭ, 1985, т. 12, № 5, с. 959-963. Марин М.Ю., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 3, с. 147-151.
- [6] Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Шейндлин А.Е. - Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 21, с. 1322-1325. ЖТФ, 1987, т. 57, № 8, с. 1507-1511.
- [7] Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 4, с. 218-223, - Коробкин В.В., Костиков К.А., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. - Препринт № 5 - 215, ИВТАН, 1987.
- [8] Аскарьян Г.А., Манзон Б.М. - Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 18, с. 1125-1131.
- [9] Аскарьян Г.А., Худавердян А.М. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 7, с. 418-422.
- [10] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
- [11] Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Нестеркин О.П., - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, № 1, с. 41-44; - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 4, с. 249-254.
- [12] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Атомиздат, 1978, 288 с.
- [13] Тугов И.И. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, № 6, с. 1148-1154. Многофотонные процессы в молекулах. - Труды ФИАН, т. 146, М.: Наука, 1984, 186 с.
- [14] Иванов О.Г., Окунев Р.И., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю. - ЖТФ, 1988, т. 58, № 3, с. 591-594.
- [15] Григорьев Ф.В., Калиновский В.В., Кормер С.Б., Круковский И.М., Лавров Л.М., Михайлкин В.Н. - ЖТФ, 1986, т. 56, с. 120-126.
- [16] Коновалов В.П., Сон Э.Е. - ФП, 1984, т. 10, № 5, с. 1014-1020.
- [17] Клинков В.К., Назаркин А.В., Норинский Л.В., Рогов В.С. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 19, с. 1186-1190.
- [18] Фишер В.И., Хараш В.М. - ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 5, с. 1738-1746.

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.