

02;04

О возможности создания малого плазменного облака электрическим импульсом с 20-пикосекундным фронтом нарастания

© И.В. Грехов, М.Л. Шматов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: grekhov@mail.ioffe.ru, M. Shmatov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 2 октября 2006 г.

Показано, что электрические импульсы с 20-пикосекундным фронтом нарастания могут быть использованы для создания плазменных облаков с линейными размерами порядка $1 \mu\text{m}$ и внутренней энергией порядка $10\text{--}100 \text{ eV/ion}$. Эти облака могут представлять интерес как источник излучения для фотолитографии.

PACS: 52.80.Qj, 85.30.Mn

Современная техника генерации коротких мощных импульсов на основе возбуждения и распространения быстрых ударно-ионизационных фронтов в кремнии позволяет создавать компактные и надежные генераторы импульсов с фронтом нарастания $t_f = 150\text{--}200 \text{ ps}$ и импульсной мощностью в десятки и даже сотни мегаватт для питания мощных лазеров, излучателей направленных электромагнитных импульсов и т.п. Недавно выполненные расчеты [1] показали, что в определенных условиях в кремнии возможно возбуждение еще более быстрых фронтов — туннельно-ударно-ионизационных, позволяющих формировать мощный импульс с фронтом нарастания $t_f \approx 20 \text{ ps}$. При этом максимальные значения тока и напряжения, прикладываемого к нагрузке, могут достигать приблизительно 200 A и 10^4 V соответственно; максимальная мощность омического нагрева нагрузки может, таким образом, достигать приблизительно $2 \times 10^6 \text{ W}$.

Целью настоящей работы является предварительная оценка возможности использования импульсов с $t_f \approx 20 \text{ ps}$ для создания небольших облаков плазмы с внутренней энергией E_{int} порядка $10\text{--}100 \text{ eV/ion}$. Здесь термин „внутренняя энергия плазмы“ описывает сумму кинетической энергии частиц плазмы и энергии, запасаемой в результате

ионизации и трансформирующейся в дальнейшем в энергию фотонов и кинетическую энергию частиц. Как показано ниже, малость обсуждаемых значений t_f приведет к тому, что при нагреве нагрузки с начальными поперечными размерами d_0^l порядка $0.1-1 \mu\text{m}$ в период времени $t \leq t_f$ поперечные размеры плазменного облака d_{pl}^l будут порядка d_0^l (начало отсчета времени соответствует началу воздействия импульса на нагрузку). Таким образом, по крайней мере при $t \leq t_f$ плотность плазмы будет довольно высока, что будет полезно для ее практического использования (см. ниже). Кроме того, развитие различных плазменных неустойчивостей за время $t \leq t_f$ может оказаться несущественно, что приведет, прежде всего, к высокой воспроизводимости параметров плазменных облаков. Воспроизводимости параметров плазменных облаков будет также способствовать высокая воспроизводимость состава и размеров исходных нагрузок, создаваемых с помощью технологических методов микроэлектроники.

В качестве примера рассмотрим ситуацию, когда исходная нагрузка представляет собой литиевый мостик длиной $2 \mu\text{m}$, шириной $1 \mu\text{m}$ и толщиной $0.5 \mu\text{m}$. Отметим, что подвод импульса к нагрузке представляет собой достаточно сложную инженерную задачу, которая в данном сообщении не рассматривается.

Выбор лития обусловлен в основном двумя обстоятельствами. Во-первых, потенциалы ионизации лития приблизительно равны 5.39, 75.6 и 122 eV, т.е. быстро возрастают при увеличении степени ионизации [2,3]. Это приводит к сравнительно малому расходу энергии на ионизацию внешней электронной оболочки и тем самым облегчает использование литиевой плазмы в качестве источника излучения линейчатого спектра с энергиями фотонов от нескольких десятков до приблизительно 114.8 eV (см. [2] и ниже). Так, ион Li^+ может служить источником фотонов с энергиями 62.41, 69.65 и 72.26 eV, а ион Li^{+2} — источником фотонов с энергиями 91.84, 108.85 и 114.80 eV (см. [2]). Во-вторых, литий является материалом сравнительно удобным с точки зрения технологии.

В начальный период нагрева мостика его сопротивление R будет довольно мало. Так, например, при температуре 20°C оно будет составлять приблизительно 0.37Ω , а при температуре 180.5°C , соответствующей плавлению лития (см. [3]), — приблизительно 0.62Ω (удельное сопротивление лития при температуре 0°C равно $8.55 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$, его средний температурный коэффициент сопротивления равен $4.5 \cdot 10^{-3}$ [3]). По-видимому, практически до завершения

испарения лития источник греющего импульса может рассматриваться как источник тока.

Предположим, что через мостик пропускается ток, линейно возрастающий со временем от нуля до 200 А за период времени t_f , при этом сопротивление мостика сохраняет постоянное значение 0.37Ω , соответствующее температуре 20°C . Легко показать, что в такой ситуации энерговыделение в мостике за время t_f составит приблизительно 13 eV/atom , что в несколько раз превышает энергию, необходимую для испарения мостика и даже диссоциации создаваемых этим процессом молекул Li_2 (см. [3]). Таким образом, испарение лития произойдет за время, меньшее t_f .

Для доказательства несущественности радиационных потерь за время t_f при энерговыделении в мостик на уровне приблизительно 10 eV/atom можно воспользоваться законом Стефана–Больцмана (см., например, [4]). Это доказательство основано на том, что в ситуации, когда нагретое тело не является лазером, мощность потока энергии излучения, испускаемого с единицы его поверхности, не превышает мощности W_{bb} потока энергии излучения с единицы поверхности абсолютно черного тела с той же температурой. Выбрав в качестве примера температуру 10 eV , мы получаем, что произведение W_{bb} на площадь поверхности мостика, равную $7 \mu\text{m}^2$, приблизительно равно 72 W . Умножение этой мощности потерь на 20 ps дает результат, который удобно представить как приблизительно 0.2 eV/atom .

Для оценки минимального удельного сопротивления ρ_{pl}^{\min} плазмы, образующейся в результате нагрева мостика, воспользуемся выражением

$$\rho_{pl}^{\min} [\Omega \cdot \text{m}] \approx \frac{10^3}{(T_e [\text{K}])^{3/2}}, \quad (1)$$

где T_e — электронная температура плазмы (см. [5]). Это выражение соответствует предположению о том, что плазма состоит из электронов и ионов Li^+ ; увеличение степени ионизации ионов приведет к увеличению удельного сопротивления вследствие приблизительно квадратичной зависимости сечения рассеяния электрона на ионе от степени ионизации (см. [5]).

Согласно формуле (1), удельное сопротивление плазмы с T_e порядка $1\text{--}10 \text{ eV}$ будет значительно превосходить удельное сопротивление твердого лития. Так, например, эта формула дает, что если бы разлет плазмы был пренебрежимо мал, то ее сопротивление R_{pl} при $T_e \leq 1.86 \cdot 10^5 \text{ K} \approx 16 \text{ eV}$ было бы не менее 50Ω , а значение $\rho_{pl}^{\min} \approx 1.55 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$, в десять раз превышающее удель-

ное сопротивление лития при температуре плавления, соответствует $T_e \approx 7.5 \cdot 10^5 \text{ K} \approx 64 \text{ eV}$.

Увеличение поперечных размеров образующегося из мостика плазменного облака вследствие разлета приведет к уменьшению R_{pl} . Отметим, что при постоянной степени ионизации удельное сопротивление плазмы практически не зависит от ее плотности (см. (1)). Это связано с тем, что уменьшение плотности приводит как к уменьшению концентрации электронов, так и к увеличению их подвижности [5].

Для анализа важности разлета плазмы оценим его скорость v по формуле из [6]

$$v \approx \sqrt{\frac{5}{3} \frac{(Z^* + 1)k_B T}{M_{ion}}}, \quad (2)$$

где Z^* — средняя степень ионизации ионов, k_B — постоянная Больцмана, M_{ion} — масса иона. Эта формула соответствует предположению о том, что электронная и ионная температуры совпадают [6]. В рассматриваемой ситуации точность расчета, соответствующего этому приближению, вполне приемлема.

Подставляя в (2) величины $T = 10\text{--}100 \text{ eV}$ и $Z^* = 1\text{--}3$, охватывающие практически весь диапазон ожидаемых значений соответствующих параметров, мы получаем $v \approx (2.2\text{--}9.6) \cdot 10^6 \text{ sm/s}$. Этот результат показывает, что разлет плазменного облака за времена, меньшие t_f , приведет к увеличению d_{pl}^t не более чем в 5–10 раз. Так, например, разлет со скоростью приблизительно 10^7 sm/s в течение 20 ps соответствует смещению границ плазменного столба на $2 \mu\text{m}$, т.е. увеличению ширины столба от одного до пяти μm .

Анализ радиационного охлаждения плазмы с $T_e \geq 10 \text{ eV}$ в приближении оптически тонкой плазмы (см. [5,7,8]) показал, что этот процесс не приведет к существенному выносу энергии фотонами непрерывного спектра и фотонами линейчатого спектра, испускаемыми при переходах электронов на уровни с главным квантовым числом $n \geq 2$ (верхняя граница энергии фотона этой области линейчатого спектра составляет приблизительно 30 eV). Это в сочетании с мощным омическим нагревом представляется фактором, обеспечивающим достижение значений E_{int} порядка 10–100 eV/ion.

Радиационные потери, связанные с тормозным и рекомбинационным излучением, рассчитывались по формулам из [5]. Было показано, что эти потери не могут воспрепятствовать образованию двух- и трехкратно заряженных ионов лития.

Потери, связанные с линейчатым спектром, анализировались по методике типа описанной в [8]. Она заключается в оценке верхней границы потерь в предположении, что их величина ограничивается только скоростью излучательных переходов, а процесс возбуждения атомов и ионов происходит мгновенно. В рассматриваемой ситуации мощность спонтанного излучения, испускаемого при переходах на уровни с $n \geq 2$, довольно мала. Так, например, в водородоподобном ионе самым быстрым переходом на уровень с $n = 2$ является переход $3d-2p$ [9]. Характерное время такого перехода в ионе Li^{+2} составляет приблизительно $1.9 \cdot 10^{-10}$ s (см. [8,9]; подчеркнем, что оно на порядок превышает t_f), энергия испускаемого при этом фотона приблизительно равна 17 eV. Таким образом, мощность спонтанного излучения, соответствующего переходу $3d-2p$ в ионе Li^{+2} , приблизительно равна $8.8 \cdot 10^{10}$ eV/s, что в рассматриваемой ситуации удобно представить как приблизительно $(1.8 \text{ eV})/t_f$.

Интересно отметить, что характерное время самого быстрого перехода в ионе Li^{+2} , а именно перехода $2p-1s$, приблизительно равно 20 ps, т.е. фактически совпадает с t_f (см. [8,9]).

Малые плазменные облака, создаваемые электрическими импульсами с $t_f \simeq 20$ ps, могут представлять интерес как источник излучения для фотолитографии. Их ожидаемые достоинства заключаются в малой стоимости соответствующего оборудования, а также в невозможности образования из материала мостика крупных осколков и капель, способных повредить конструкционные элементы многократного использования. Последнее связано с тем, что размеры осколков и/или капель, образующихся, например, в результате случайной генерации сравнительно слабого импульса, не вызывающего полного испарения материала мостика, будут, очевидно, меньше начальных размеров мостика (см. также [10]).

Плазменные облака обсуждаемого типа могут, по-видимому, использоваться и в других целях. В частности, они, вероятно, могут служить источником излучения для диагностики микрорезистивных устройств, при этом мостик может находиться как снаружи, так и внутри устройства. Представляет интерес изучение возможности использования цепочки таких облаков в качестве активной среды рентгеновского лазера (см. также [11–14]). Они могут использоваться и в экспериментах, не связанных непосредственно с генерацией излучения, в частности для изучения процессов столкновения плазменных потоков. Как излучение

плазменных облаков, так и кинетические энергии их частиц могут, по-видимому, использоваться в медицинских целях.

В зависимости от конкретного применения плазмы, оптимизация состава мостика может заключаться как в легировании лития элементами с большими атомными номерами, так и в использовании других элементов (см. также [4,5,7]). Отметим, что при нахождении лития на воздухе происходит образование пленки из оксида и нитрида [3]. Наличие такой пленки приведет к усилению радиационного охлаждения возникающей из мостика плазмы и к появлению в ее излучении спектральных линий, соответствующих ионам азота и кислорода (см. [4,5,7]).

Список литературы

- [1] *Rodin P., Ebert U., Hundsdorfer W., Grekhov I.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. N 2. P. 958–964.
- [2] *Стриганов А.Р., Одицова Г.А.* Таблицы спектральных линий атомов и ионов: Справочник. М.: Энергоатомиздат. 312 с.
- [3] *Бердонос С.С.* // Физическая энциклопедия. Т. 2. С. 598. М.: Сов. энциклопедия, 1990. 704 с.
- [4] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Часть 1 (Теоретическая физика. Т. 5). 3-е изд. М.: Наука, 1976. 584 с.
- [5] *Арцимович Л.А.* Элементарная физика плазмы. 3-е изд. М.: Атомиздат, 1969. 192 с.
- [6] *Ho D.D.-M., Brandon S.T.* // Nucl. Fusion. 1996. V. 36. N 6. P. 769–781.
- [7] *Виноградов А.В., Шляпцев В.Н.* // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 1. С. 5–26.
- [8] *Шматов М.Л.* Быстрый поджиг через конус. Материалы VII Забабахинских научных чтений. Снежинск, 2003. Секция 3.
<http://www.vniitf.ru/rig/konfer/7zst/reports/3-17.pdf>
- [9] *Бете Э., Солпитер Э.* Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз, 1960. 564 с.
- [10] *Rytell L., Berglund M., Malmqvist L., Hertz H.M.* // Inst. Phys. Conf. Ser. 1996. N 151. P. 472–474.
- [11] *Боровский А.В., Коробкин В.В., Мокров В.Б.* // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 12. С. 2438–2442.
- [12] *Платонок В.Т., Шаяхметова М.К.* // Квантовая Электроника. 1991. Т. 18. № 7. С. 781–782.
- [13] *Wülker C., Theobald W., Ouw D. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 121–125.
- [14] *Шматов М.Л.* // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 4. С. 311–312.