

О РАЗРЯДЕ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. Я. Никулин^{1,2}, С. П. Цыбенко¹, А. Е. Гурей¹

Обсуждается возможность создания разряда в лазерной плазме во внешнем электрическом поле с генерацией квазистатических токов в направлении поля. Знание механизма генерации квазистатических токов в лазерной плазме, связанного с ударной волной разрежения (УВР), позволяет установить пространственное распределение этих токов при облучении плоской мишени лазером. Включив мишень (плоской или цилиндрической формы) во внешний контур, предлагаем схему разряда в лазерной плазме, где разрядный ток нарастает в течение действия лазерного импульса.

Ключевые слова: лазерная плазма, ударная волна разрежения, квазистатический ток, пинчевый разряд.

Введение. Большой интерес вызывают эксперименты по воздействию лазерного излучения на твердотельные мишени, в которых генерируются квазистатические токи как вдоль поверхности мишени, так и в остальной лазерной плазме [1–4]. К настоящему времени открыто много тепловых, радиационных и динамомеханизмов генерации квазистатических магнитных полей в лазерной плазме [4, 5], которые так или иначе связаны с явлениями переноса или с неустойчивостями (термоэлектрический механизм [6], генерация магнитного поля при резонансном поглощении [7] и др.). Обычно обсуждение мегагауссных (или мультимегагауссных) магнитных полей в лазерной плазме связывают с традиционным инерциальным термоядерным синтезом (ИТС) или реализацией быстрого поджига в ИТС. Однако здесь нас интересует прежде всего возможность получения больших токов при взаимодействии мощного лазерного излучения и плазмы, поэтому обратим внимание на механизм генерации токов, связанный с ударной волной разрежения (УВР) [8], так как именно в этом случае следует рассчитывать на значи-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kink@sci.lebedev.ru.

² НИЯУ МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

тельные токи (плотность тока может достигать по порядку величины 1 кА/мкм² для мегагауссного магнитного поля).

В данной работе сначала рассмотрим плоские УВР, затем квазиплоские УВР и распределения квазистатических токов вдоль поверхности мишени. Затем обсудим схему разряда, инициированного и формируемого лазерным излучением во внешнем электрическом поле, созданном между двумя электродами.

Механизм генерации токов УВР. Вышеуказанный механизм генерации токов удобно рассмотреть в простой модели в формализме Давыдова–Захарова (одножидкостная бездиссипативная модель квазинейтральной полностью ионизованной плазмы), которая включает в себя уравнения непрерывности и движения для плотности ρ и скорости плазмы v , а также уравнения для квазистатического векторного потенциала \mathbf{A} и комплексной амплитуды высокочастотного (на частоте лазерного излучения ω) векторного потенциала $\tilde{\mathbf{A}}$ (следствия уравнений Максвелла) [8]. Тогда в системе координат, движущейся вместе с ударной волной, запишем непрерывность потока плазмы, непрерывность потока импульса и энергии через разрыв для нормально падающего излучения в виде

$$\begin{aligned} \{\rho v\} = 0, \quad & \left\{ \rho v^2 + P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} + \frac{|\tilde{\mathbf{E}}|^2}{16\pi} + \frac{|\tilde{\mathbf{B}}|^2}{16\pi} \right\} = 0, \\ \left\{ \rho v \left(\frac{v^2}{2} + w + \frac{Ze^2}{m_e m_i c^2} \mathbf{A}^2 + \frac{|\tilde{\mathbf{E}}|^2}{16\pi \rho_c} \right) + \frac{v \mathbf{B}^2}{4\pi} + I \right\} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ввели обозначение разности двух величин одного физического параметра на сторонах разрыва, включив параметр в фигурные скобки. Здесь m_e и c – масса электрона и скорость света в вакууме, Ze и m_i – заряд и масса иона, ρ_c – критическая плотность плазмы, P и w – давление и удельная энтальпия плазмы, \mathbf{B} – магнитная индукция квазистатического поля, $\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$ – амплитуды электрического и магнитного лазерного поля, соответственно. I – плотность потока электромагнитной энергии, усредненная по периоду $2\pi/\omega$.

Из системы (1) следует уравнение для ударной адиабаты

$$\begin{aligned} w_2 - w_1 + \frac{1}{2}(P_1 - P_2)(V_1 + V_2) + \frac{1}{16\pi}(V_2 - V_1)(|\mathbf{B}_1| - |\mathbf{B}_2|)^2 = \frac{|I_2|}{J} + \\ + \frac{1}{16\pi}|\tilde{\mathbf{E}}_2|^2 \left(\frac{1}{2}(V_1 + V_2) - V_c \right) + \frac{1}{32\pi}|\tilde{\mathbf{B}}_2|^2(V_1 + V_2) + \frac{b}{4\pi}(|\mathbf{B}_1| - |\mathbf{B}_2|), \end{aligned} \quad (2)$$

где индексы 1 и 2 относятся соответственно к сверхкритической ($\rho > \rho_c$) и докритической ($\rho < \rho_c$) плазме, $J > 0$ – поток плазмы через разрыв, $V = \rho^{-1}$ – удельный

объем, $b = V_1|\mathbf{B}_1| = V_2|\mathbf{B}_2|$. Нетрудно показать, что уравнение для ударной адиабаты содержит решение УВР. Действительно, из уравнения (2) в случае волн малой интенсивности следует соотношение $s_2 - s_1 \approx I_2/T_2J$, в котором s – удельная энтропия, а T – температура в энергетических единицах. Так как $s_2 > s_1$ и $\rho_2 < \rho_1$, то это значит, что предыдущее соотношение и уравнение ударной адиабаты (2) описывают УВР, индуцированную мощным лазерным излучением. УВР характеризуется наличием квазистатических токов и магнитных полей на обеих сторонах ударной волны. Причем из соотношения для связи магнитного поля на обеих сторонах разрыва следует, что квазистатическое магнитное поле в сверхкритической плазме должно быть больше, чем магнитное поле в докритической плазме. Кроме того, существует соотношение между квазистатическим магнитным полем и током на каждой стороне ударной волны [8]: $2\pi\mathbf{j}^2/\omega_p^2 = \mathbf{B}^2/4\pi$, где \mathbf{j} – плотность квазистатического тока, генерируемого лазерным излучением, а ω_p – плазменная частота. Отсюда можно заключить, что плотность тока \mathbf{j} в сверхкритической плазме больше, чем в докритической.

Оценим величину тока в лазерной плазме. Для этого положим, что $\omega_p = \omega$. Если длина волны лазерного излучения и магнитное поле в плазме равны соответственно 1 мкм и 1 МГц, тогда из предыдущего соотношения получим, что $|\mathbf{j}| \sim 1$ кА/мкм².

Механизм генерации квазистатических токов в лазерной плазме посредством УВР выявляет генерацию токов большой плотности на сторонах разрыва, связанных с ударной волной, причем в рамках решения для плоской ударной волны токи могут принимать произвольное направление, оставаясь параллельными поверхности разрыва. Эти токи имеют индукционную природу, т.е. генерируются током, текущим по поверхности разрыва в структуре УВР. Поверхностные токи можно рассматривать как пучки электронов с высокими энергиями. Индукционные токи направлены в сторону, противоположную току, текущему по поверхности разрыва в структуре УВР, как в филаментах пинчевых разрядов [9].

Квазиплоские УВР. Когда наносекундный мощный лазерный импульс (плотность потока излучения $\geq 10^{14}$ Вт/см²) фокусируется на твердотельную мишень, диаметр лазерного пятна может достигать 15–20 мкм. С помощью фарадеевской методики было установлено, что квазистатический ток, генерируемый в расширяющейся лазерной плазме в результате воздействия лазерного пучка на плоскую мишень, направлен навстречу падающему лазерному излучению вблизи оси лазерного пучка и в обратном направлении вдали от оси пучка (в фокусированном излучении максимальный угол наклона был меньше 5°) [3]. Распределение токов оказывается аксиально-симметричным,

следуя за симметрией пучка падающего излучения. Кроме того, линии тока должны быть замкнуты, поэтому линии тока схематически имеют вид, показанный на рис. 1. Учитывая механизм генерации токов УВР, распределение токов в плазме на поверхности разрыва должно быть радиальным, чтобы соответствовать рис. 1. Токи генерируются внутри области лазерного пятна, однако в центре этой области токи не генерируются из-за индуцируемого положительного заряда, который компенсирует заряд электронов, циркулирующих около мишени. В каждой небольшой области на поверхности разрыва токи можно считать определенно направленными, и для такой области справедливо решение для плоской УВР. В целом распределение токов внутри области лазерного пятна соответствует квазиплоской УВР. Таким образом, при воздействии лазерного пучка на плоскую мишень на поверхности разрыва в структуре УВР возникает осесимметричное распределение токов. Квазиплоская УВР может быть организована по-другому, вызывая на поверхности разрыва распределение токов, отличное от того, что обсуждалось выше. Так, например, токи могут быть направлены в одну сторону, меняясь по величине от оси лазерного пятна к его краям, так что в любой узкой полоске пятна все величины постоянны, как в плоской УВР.

Поместив мишень во внешнее электрическое поле, можно рассчитывать получить распределение токов на поверхности разрыва в структуре УВР, ориентированных по направлению внешнего поля. Для того чтобы определить значение напряженности внеш-

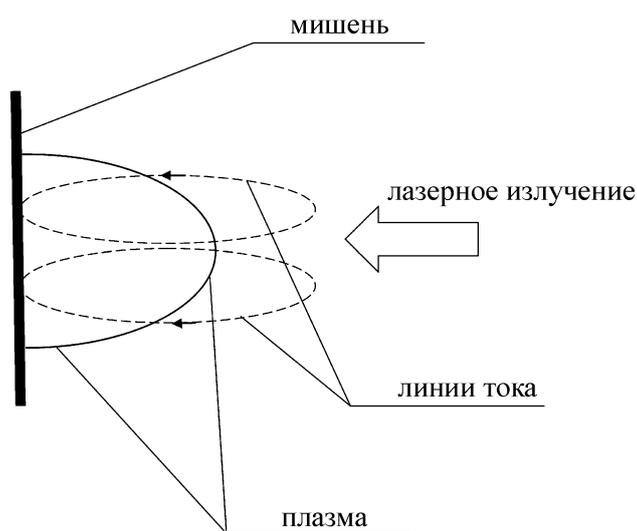


Рис. 1: Схема воздействия лазерного излучения на плоскую мишень. УВР располагается вблизи мишени.

него поля E^* , при превышении которого токи, генерируемые лазерным излучением, должны выстраиваться по полю, обратим внимание на напряженность поля E_l , созданную лазерным излучением и пропорциональную его плотности потока [1]. Поле E_l определяет э.д.с. $\mathcal{E} = \int \mathbf{E}_l d\mathbf{r}$, перекачивающую электроны на периферию лазерного пятна. Данные [2] позволяют нам оценить значение E_l , которое оказывается порядка 10^9 В/м при $I = 1.3 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Кроме того, следует учесть, что режим взаимодействия излучения с плазмой определяется величиной плотности потока лазерного излучения I , причем значение $I^* = 10^{12}$ Вт/см² может служить некоторой граничной величиной [2]: при меньших значениях I присутствуют только тепловые электроны за счет обратного тормозного поглощения, наблюдаемые напряжения ограничены величиной 100 В; при больших значениях I напряжение на мишени может достигать 100 кВ и выше, присутствуют горячие электроны с температурой 10 кэВ и больше, наблюдается деформация профиля плотности плазмы в критической области [8]. Отсюда получим значение критического поля $E^* \sim 10^7$ В/м, которое соответствует I^* . Таким образом, поместив мишень во внешнее электрическое поле с напряженностью $E > E^*$, при облучении ее лазером на поверхности разрыва в структуре квазиплоской УВР можно создать токи, ориентированные по внешнему полю (мишень следует расположить в вакууме, как в [3]).

Схема разряда. Поместив мишень-диэлектрик между электродами и создав между ними соответствующее поле, можно организовать разряд через мишень, замыкая разрядный ток по контуру, соединяющему электроды, а не в лазерной плазме. Для этого подключим электроды к высоковольтному источнику питания, как на рис. 2, где S – высоковольтный источник питания, C – замыкатель, запускающий ток в основном контуре, содержащем индуктивность L и сопротивление $R \ll R_S$. Замыкатель должен срабатывать синхронно с приходом переднего фронта лазерного импульса на мишень. Заметим, что для мишени размером 100 мкм требуется напряжение порядка 1 кВ. Кроме того, следует иметь в виду, что токи, вызываемые лазерным излучением, возникают в диэлектрике, соединенном с мишенью, на расстоянии в несколько диаметров фокусного пятна [10].

Из уравнения колебательного контура следует, если пренебречь сопротивлением контура, что работа источников тока, генерируемых лазерным излучением, оказывается порядка магнитной энергии тока, т.е. $\int_0^t \mathcal{E} I dt' \sim LI^2/2$, где \mathcal{E} – э.д.с. источников тока, генерируемых лазерным излучением, которая действует в течение действия лазерного импульса. Заметим, что в эксперименте [2] получено напряжение ~ 100 кВ между двумя

медными дисками, а значит и в этом случае, где подвергалась воздействию лазерным излучением (наносекундный CO_2 -лазер с энергией 100 Дж) область медной пластины с диаметром ≈ 300 мкм, импульсы тока с амплитудой ~ 100 кА и длительностью несколько наносекунд распределялись по пластине радиальным образом.

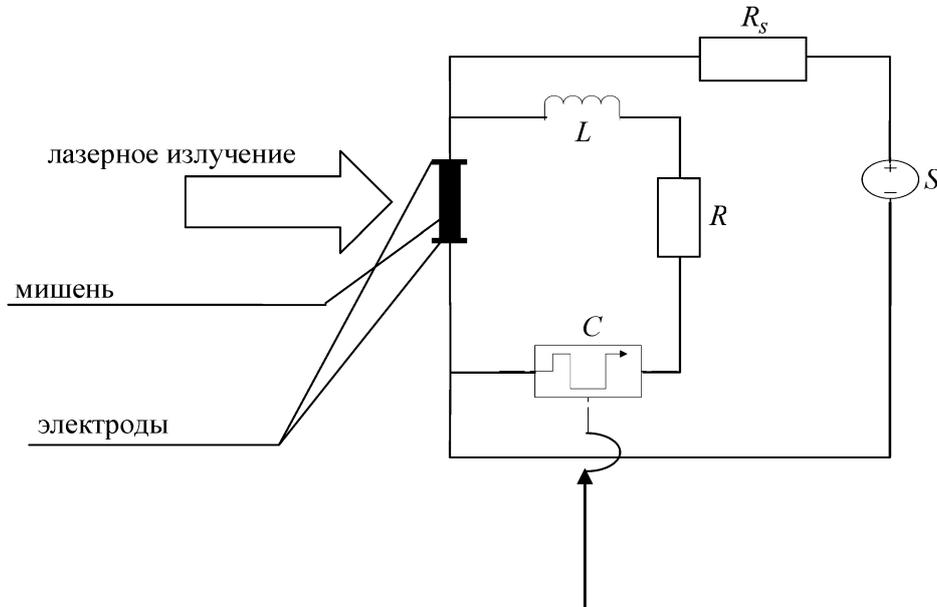


Рис. 2: Схема разряда в лазерной плазме во внешнем электрическом поле.

Заметим, что отношение магнитной энергии квазистатических токов $LI^2/2$ к энергии лазерного излучения W при облучении плоской мишени оказывается на уровне 4% [3]. Полученная величина отношения $Q \equiv LI^2/2W$ для случая рис. 1 занижена по следующим причинам. Из-за зоны непрозрачности для лазерного излучения фарадеевская методика определения магнитного поля работает лишь в докритической области плазмы [3] и не учитывает токи в плазме с большей плотностью. Во втором случае (рис. 2) создание разряда в лазерной плазме, включенного во внешнюю цепь, позволяет увеличивать величину Q путем согласования параметров источника тока с параметрами нагрузки, как в случае [2], где $L = 4.5$ нГн, а $Q_{\max} = 22.5\%$ при максимальном токе 100 кА (типичная величина Q оказалась на уровне 10%).

Далее предположим, что для случая, показанного на рис. 2, когда токи ориентируются вдоль направления внешнего поля, $Q \sim 1$. Оценим величину тока I , который будет протекать в разряде в лазерной плазме, если $L = 5$ нГн, а $W = 1$ Дж. Тогда из соотношения для Q следует, что $I \sim 10$ кА. Увеличивая энергию лазерного импульса W , можно увеличить разрядный ток I . Например, при энергии $W = 100$ Дж из соотно-

шения для Q следует $I \sim 100$ кА, что совпадает с характеристиками плазмодифокусных разрядов [11]. Заметим, что создание разряда через плоскую мишень позволит перейти к более симметричным пинчевым разрядам в лазерной плазме. Для этого вместо плоской мишени нужно использовать цилиндрическую мишень в схеме на рис. 2, на боковую поверхность которой следует направить лазерное излучение. Тогда при энергии лазерного импульса $W = 10$ кДж согласно соотношению для Q получится разрядный ток $I \sim 1$ МА. Заметим, что при облучении лазерной системой с энергией 2.3 кДж основания полого тонкого цилиндра с высотой меньше миллиметра оцениваемый ток, текущий по боковым стенкам цилиндра, достигал 0.8 МА, вызывая пинчевание образующейся плазмы [12].

Заключение. На основе разработанной модели механизма генерации токов УВР обсуждается возможность получения разряда в лазерной плазме во внешнем электрическом поле по предложенной схеме. Ожидаемые максимальные разрядные токи оказываются на уровне токов известных пинчевых разрядов, причем плотности вещества в лазерной плазме должны быть сверхкритическими, т.е. намного выше достижимых плотностей плазмы в обычных пинчевых разрядах (для микроволнового лазерного излучения концентрация электронов больше 10^{21} см $^{-3}$).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-02-05995) и Программы Повышения Конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, А. Д. Смирнова, В. Б. Студенов, Письма ЖЭТФ **5**, 116 (1967).
- [2] H. Daido, F. Miki, K. Mima, et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 846 (1986).
- [3] Yu. S. Kas'yanov and G. S. Sarkisov, J. Russian Laser Research **15**, 265 (1994).
- [4] T. Pisarczyk, S.Yu. Gus'kov, R. Dudzak, et al., Physics of Plasmas **22**, 102706 (2015).
- [5] J. A. Stamper, Laser and Particle Beams **9**, 841 (1991).
- [6] J. A. Stamper, K. Papadoupoulos, R. N. Sudan, et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 1012 (1971).
- [7] J. J. Tompson, C. E. Max, and K. Estabrook, Phys. Rev. Lett. **35**, 663 (1975).
- [8] S. P. Tsybenko, Physica Scripta **56**, 396 (1997).
- [9] В. Я. Никулин, С. А. Старцев, С. П. Цыбенко, Краткие сообщения по физике ФИАН **42**(5), 21 (2015).
- [10] R. F. Benjamin, G. H. McCall, and A. W. Ehler, Phys.Rev. Lett. **42**, 890 (1979).
- [11] A. V. Dubrovsky and V. A. Gribkov, Nukleonika **45**, 159 (2000).
- [12] A. Hauer and R. J. Mason, Phys. Rev. Lett. **51**, 459 (1983).

Поступила в редакцию 16 июня 2016 г.