

В. М. Атражев, Д. И. Жуховицкий, И. Т. Якубов

### ФОТОЭМИССИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

*Описан фотоэмиссионный механизм генерации тока и «быстрой» компоненты спонтанного магнитного поля при воздействии лазерного излучения на металлическую поверхность. Принципиальным моментом в предложенной теории является учет замагниченности проводящего ореола и неоднородности засветки мишени излучением факела. Получены аналитические выражения для индукции поля вблизи поверхности и тока на нее в катодной области. Проведено сопоставление с экспериментальными данными.*

Воздействие мощных импульсов излучения на металлическую поверхность сопровождается возникновением системы электрических токов и магнитных полей [1—4]. При плотностях потока излучения  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и выше импульсные магнитные поля могут достигать порядка 1 МГс и влиять на формирование эрозионного факела [5, 6]. При меньших интенсивностях индуцированные поля и токи существенны для диагностики. Для этих условий экспериментально исследована фонтанообразная система токов, замыкающихся через проводящую мишень [3, 7], и измерены напряженности магнитных полей, создаваемых этими токами [3, 4, 8]. Установлена зависимость этой величины от давления газа, окружающего мишень [2, 4, 8].

По отношению к такому свойству как задержка относительно лазерного импульса можно выделить две компоненты спонтанного магнитного поля. Одна из них, «медленная», регистрируется только тогда, когда плазма эрозионного факела достигает точки наблюдения, т. е. возникает с задержкой [8, 9]. «Медленная» компонента поля обычно отождествляется с токами, текущими внутри эрозионного факела. Ее источником является неколлинеарность градиентов концентрации электронов и их температуры и термоЭДС [10—12]. Другая, «быстрая», компонента регистрируется практически одновременно с лазерным импульсом независимо от расстояния между центром фокального пятна и точкой наблюдения [4, 8]. Она возникает лишь в случае проводящей мишени и может быть связана с токами, протекающими через плазму ионизованного остаточного газа (ореола) и металл мишени. Возможные механизмы генерации: термоЭДС на границе факел — ореол, термоэмиссия и фотоэмиссия электронов с поверхности металла [7, 8, 13].

В данной работе рассматривается фотоэмиссионный механизм генерации электрического тока через мишень и связанной с ним «быстрой» компоненты магнитного поля, который был реализован в экспериментах [4]. Учет основных особенностей — замагниченности плазмы ореола и неоднородности засветки мишени — позволил построить замкнутую модель поверхностного источника спонтанного электрического тока и магнитного поля вблизи него.

Рассмотрим особенности фотоэмиссионного механизма. Заметная доля энергии лазерного импульса переизлучается плазмой эрозионного факела в УФ и рентгеновском диапазонах. Это излучение взаимодействует как с остаточным газом, так и с поверхностью металла. В результате фотоионизации остаточного газа образуется проводящая среда — ореол [2]. Фотоэмиссия электронов с поверхности металла за короткое время (порядка периода ленгмюровских колебаний) приводит к образованию вблизи нее двойного слоя, играющего роль источника ЭДС. Поскольку поток излучения факела убы-

вает при увеличении расстояния  $\rho$  от факела, двойной слой реализуется в конечной области, которую будем называть катодной. В достаточно широком круге условий размер катодной области существенно превосходит размер факела. Если ток направленного движения электронов, переходящих из двойного слоя в ореол, много меньше тепловых хаотических токов, можно считать, что внутри слоя имеется локальное равновесие. Тогда, полагая потенциал электрического поля на поверхности металла равным нулю и приравнивая плотность фототока  $j_\phi(\rho) = -e(4\pi)^{-1}\alpha Sz_0(z_0^2 + \rho^2)^{-3/2}$  обратному тепловому току  $-en_e v/4$ , получаем с помощью формулы Больцмана распределение потенциала на границе ореола и двойного слоя в катодной области [14]:

$$\varphi(\rho) = Ee^{-1} \ln [\pi n_e v (z_0^2 + \rho^2)^{3/2} (\alpha S z_0)^{-1}], \quad (1)$$

где  $\alpha$  — усредненный по спектру фотовыход электронов из металла;  $S$  — полное число жестких фотонов, испускаемых факелом за единицу времени;  $z_0$  — высота факела над поверхностью металла;  $E$  — средняя энергия фотоэлектронов;  $v = (8E/\pi m)^{1/2}$  — их тепловая скорость;  $n_e$  — концентрация электронов в ореоле. Распределение электронов по скоростям считаем максвелловским. Размер катодной области  $\rho_0$  определим из условия  $\varphi(\rho_0) = 0$ :

$$\rho_0 = z_0 [(\alpha S / \pi v n_e z_0^2)^{2/3} - 1]^{1/2}. \quad (2)$$

Сильный ток в катодной области вызывает появление значительного магнитного поля  $B_\theta$ , направленного азимутально. Электроны, покидающие катодную область, движутся в ореоле в скрещенных перпендикулярных электрическом ( $-d\varphi/d\rho$ ) и магнитном ( $B_\theta$ ) полях. В широком интервале давлений остаточного газа длина пробега электронов в ореоле значительно превышает ларморовский радиус и вблизи катодной области электроны ореола совершают бесстолкновительный электрический дрейф с нормальной к поверхности металла скоростью

$$V_z = (c/B_\theta) d\varphi/d\rho. \quad (3)$$

Скорость этого дрейфа зависит от магнитного поля, которое в свою очередь определяется электронным током  $j_z = -en_e V_z$ , т. е. скоростью дрейфа. Таким образом, задача о нахождении тока и магнитного поля является самосогласованной [14]. В магнитоэстатическом приближении (ток смещения мал:  $d\varphi/d\rho \tau^{-1} \ll j_z$ , где  $\tau \leq 50$  нс — длительность «быстрой» компоненты магнитного поля)

$$\rho^{-1} d(\rho B_\theta)/d\rho = -4\pi c^{-1} en_e V_z. \quad (4)$$

Граничное условие аксиальной симметрии имеет вид  $B_\theta(0) = 0$ . Выражения (3), (4) позволяют найти распределения магнитного поля  $B_\theta(\rho)$ , плотности

тока  $j_z(\rho)$  и полный ток через катодную область  $I = \int_0^{\rho_0} 2\pi r j_z(r) dr$  [14]:

$$B_\theta(\xi) = -(12\pi En_e)^{1/2} f(\xi); \quad I = -c\rho_0 (3\pi En_e)^{1/2} f(\xi_0); \quad f(\xi) = (1 - \xi^{-2} \ln(1 + \xi^2))^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\xi = \rho/z_0$  и  $\xi_0 = \rho_0/z_0$ . В области, где  $\xi \gg 1$ ,  $B_\theta$  максимально:  $B_\theta^{\max} = -(12\pi En_e)^{1/2}$  и зависит только от концентрации электронов в ореоле (т. е. от давления остаточного газа  $p$ ) и от средней энергии фотоэлектронов  $E$ . Эта величина близка ко второму порогу фотоэффекта (для меди  $E \approx 20$  эВ) и определяется свойствами материала мишени. Важно отметить, что как  $B_\theta$ , так и  $I$  слабо зависят от  $S$ , определяемого с большой погрешностью. Фотоэмиссионный механизм дает немонотонную зависимость индуцируемого тока от давления остаточного газа. Если ореол полностью однократно ионизован, то  $n_e = p/T$ , где  $T$  — температура остаточного газа, близкая к нормальной. При малых давлениях  $\rho_0 \sim p^{-1/3}$  и полный ток растет с ростом  $p$ :  $I \sim p^{1/6}$ .

При больших давлениях  $\rho_0(p)$  убывает до нуля и ток падает. Максимум тока приходится на  $n_e = 1,8 \cdot 10^{-2} \alpha S / v z_0^2$ .

Обсудим условия применимости предложенной модели. Очевидно, что катодная область должна быть достаточно большой:  $\rho_0 > z_0$ , в противном случае генерация «быстрой» компоненты обусловлена другими механизмами. Это условие дает ограничение на  $n_e$  (или  $p$ ) сверху:  $n_e < \alpha S / 2\pi \sqrt{2} v z_0^2$ . Условие замагничности плазмы ореола также приводит к ограничению на  $n_e$  сверху:  $n_e \ll (12/\pi)(E/e^2)^4 (e^2/mc^2) \Lambda^{-2}$ , где  $\Lambda$  — кулоновский логарифм. Поскольку средняя энергия фотоэлектронов ореола близка к энергии электронов, выбитых из металла, то это неравенство нарушается лишь при очень высоких давлениях  $p$ . Как показывают оценки, оно выполняется и в том случае, когда основную роль играет ЭДС на границе факел—ореол, а также факел—мишень. Поэтому учет замагничности плазмы ореола, аналогичный предложенному в настоящей работе, необходим и в этих случаях. Условие малости ларморовского радиуса по сравнению с размером катодной области дает сравнительно мягкое ограничение на  $n_e$  снизу:  $n_e \gg (2mc^2/3e^2)^3 (v/\pi^2 \alpha S z_0)^2$ .

Радиус Дебая — толщина двойного слоя в катодной области — является самым малым размером задачи, поэтому токи, замыкающиеся на мишень внутри этого слоя и рассмотренные в [15], малы в условиях [4] и могут выходить на первый план лишь при гораздо меньших давлениях. Наконец, нетрудно убедиться, что другие виды дрейфа — градиентный, центробежный и поляризационный — не превосходят учтенный в модели электрический дрейф.

Как показывают оценки, в экспериментах не всегда выполняется одно из основных условий применимости предложенной модели — условие малости направленного тока по сравнению с тепловым,  $j_z \ll en_e v / 4$ , поэтому рассмотрим противоположный случай. Равновесие на границе двойного слоя и ореола теперь отсутствует, в результате чего разность потенциалов на его границах  $\phi(\rho)$  меньше величины, определяемой (1). Для нахождения  $\phi(\rho)$  запишем условие непрерывности нормальной компоненты тока на границе двойного слоя и ореола:  $j'_\phi = j_z + en_e v / 4$ , где  $j'_\phi = j_\phi(\rho) \exp(e\phi/E)$  — ток фотоэлектронов, покидающих двойной слой. Второй член в правой части теперь мал, поэтому вместо (1) получим  $\phi(\rho) = E e^{-1} \ln(j_z / j_\phi(\rho))$ . Подставляя это выражение в (3) и (4), получаем уравнение, определяющее магнитное поле  $B_0$  при  $\xi \gg 1$ :

$$\xi^2 d^2 y / d\xi^2 + 2\xi dy / d\xi - y (dy / d\xi)^2 = 0,$$

где  $y = B_0 \xi / (4\pi n_e E)^{1/2}$ . Уравнение имеет решение  $y = \sqrt{2} \xi$ . Отсюда получаем выражения для магнитного поля и полного тока через катодную область:

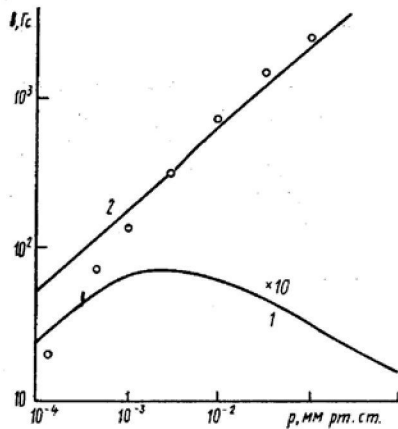
$$B_0 = -(8\pi n_e E)^{1/2}; I = -c \rho_0 (2\pi n_e E)^{1/2}. \quad (6)$$

Они отличаются от асимптотик выражений (5) лишь численным множителем порядка единицы. Следует отметить, что численные множители в (6) определены недостаточно надежно. Поскольку токовая скорость превосходит тепловую, то распределение электронов по скоростям является сильно неравновесным. Это может повлиять на численные коэффициенты. Более того, возможно развитие неустойчивостей, на что, однако, требуется определенное время.

Существенно изменяется выражение лишь для радиуса катодной области. Теперь он определяется условием  $j_z(\rho_0) = j_\phi(\rho_0)$ , что дает  $\rho_0 = (\alpha e S z_0 / c |B_0|)^{1/2}$ , где  $B_0$  определяется (6). Отсюда следует, что  $\rho_0 \sim p^{-1/4}$ , поэтому  $I \sim p^{1/4}$ , т. е. при малых давлениях изменение полного тока оказывается несколько более быстрым.

Границу, разделяющую области применимости выражений (5) и (6), получим, записав условие малости тока  $I \ll \rho_0^2 en_e v / 4$  в интегральной форме:  $n_e \gg (27/\pi)(4c/e)^6 E^3 / (z_0 \alpha S v^2)$ . Таким образом, случай «слабых» токов реализуется при высоких  $p$  (высоких  $n_e$ ), а случай «сильных» токов — при низких.

Перейдем к оценкам токов и полей и сопоставлению их с экспериментами. Для этого необходима информация о параметрах, характеризующих излучение факела. Излучение эрозионного факела в области параметров, соответствующ-



Зависимость магнитного поля от давления газа: данные работы [4] (1), пересчет по экспериментальным данным  $B_0^z(r)$  для  $r=r_0$  (точки) и расчет по (5) (2)

ших данным [2, 4] ( $q \sim 10^{11} - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau \sim 30 - 60$  нс), исследовалось в [16]. Было показано, что в УФ диапазоне (энергия квантов порядка десятков электронвольт) переизлучается приблизительно 10 % энергии лазерного импульса. Размер области, где ореол полностью ионизован, имеет порядок 1 см. Качественно схожие результаты были получены при исследовании мягкого рентгеновского излучения эрозионного факела, образующегося при воздействии на металлическую поверхность лазерного излучения с интенсивностью  $q \sim 10^{13} - 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью импульса  $\tau \leq 1$  нс. Для рентгеновского излучения коэффициент преобразования достигает 60 % при  $q = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> [17, 18] и быстро падает при  $q < 5 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> [19, 20]. Из результатов расчета [21] следует, что при  $q \leq 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, когда коэффициент преобразования лазерного излучения в рентгеновское мал, интенсивность УФ излучения все еще составляет заметную долю лазерного, поэтому можно считать, что в условиях экспериментов [2, 4] фотоэффект вызван УФ излучением с  $\eta = 10$  % и  $S = \eta W/E$ , так как нас интересует УФ излучение, обеспечивающее наибольший фототок с поверхности, с квантом порядка порога внутреннего фотоэффекта  $E$  (здесь  $W$  — мощность лазерного импульса).

Значительная неопределенность имеется в выборе параметра  $z_0$ . Наиболее интенсивное излучение исходит из области поглощения лазерного излучения с размером порядка размера фокального пятна (200—400 мкм [19, 20, 22]). Таким образом, следует положить  $z_0 = 2 \cdot 10^{-2}$  см. По-видимому, это будет оценкой  $z_0$  снизу, поскольку заметный вклад в излучательную способность факела может дать его корона.

Примем следующие исходные значения для оценок:  $W = 10^7$  Вт,  $\eta = 0,1$ , тогда  $S = 5 \cdot 10^{24}$  с<sup>-1</sup>. При  $p = 10^{-3}$  мм рт. ст. размер катодной области  $r_0 = 5$  мм, ток  $I = 400$  А и магнитное поле  $B_0 = 200$  Гс. Сравнение результатов расчета магнитного поля с данными эксперимента [4] представлены на рисунке. При сопоставлении теории и эксперимента следует учитывать, что измеренные в [4] поля  $B_0^z$  не соответствуют расчетным  $B_0$ , вычисленным по (5), (6). Поле  $B_0^z$  определялось в [4] на расстоянии от фокального пятна  $r = 1,8$  см, превосходящем размер катодной области. Проекстраполируем эти значения  $B_0^z$  к катодной области ( $r \rightarrow r_0$ ). Экспериментально было установлено, что  $B_0^z(r)$  растет с уменьшением расстояния  $r$  по закону  $B_0^z(r) \sim r^{-2,2}$ . Поэтому поле в катодной области  $B_0^z(r_0) = B_0^z(r = 1,8 \text{ см}) (r/r_0)^{2,2}$ . Как следует из рисунка, имеется качественное согласие теории с экспериментом.

Наблюдаемое при больших давлениях уменьшение  $B_0^z(p)$ , на наш взгляд, объясняется тем, что при увеличении давления размер токового «тора» уменьшается и точка наблюдения выходит за его пределы. Внутри же катодной области немонотонность не должна иметь места.

Среди результатов теории, которые могли бы быть проверены на опыте, отметим выражение (5) для индукции магнитного поля вблизи катода:

$B_{\theta}^{ax}$  при малых давлениях пропорционально  $p^{1/2}$ , слабо зависит от свойств мишени ( $\sim E^{1/2}$ ) и не зависит от каких-либо других параметров. Полученная оценка размера катодной области может быть полезна при выборе оптимальных размеров катода при преобразовании лазерной энергии в электрическую.

1. J. A. Stamper et al. *Phys. Rev. Letts*, **26**, 1012 (1971).
2. Т. У. Арифов, Г. А. Аскаръян, И. М. Раевский, Н. М. Тарасова. *ЖЭТФ*, **55**, 385 (1968).
3. M. G. Drouet, R. Bolton. *Phys. Rev. Letts*, **36**, 591 (1976).
4. В. В. Коробкин, С. Л. Мотылев, Р. В. Серов, Д. Ф. Эдвардс. *Письма в ЖЭТФ*, **25**, 531 (1977).
5. Ф. В. Бункин, Ю. С. Касьянов, В. В. Коробкин, С. Л. Мотылев. *Квантовая электроника*, **10**, 2149 (1983).
6. H. Daido, F. Miki et al. *Phys. Rev. Letts*, **56**, 846 (1986).
7. Д. А. Дементьев, В. И. Конов, П. И. Никитин, А. М. Прохоров. *Квантовая электроника*, **8**, 1532 (1981).
8. С. Л. Мотылев, П. П. Пашинин. *Квантовая электроника*, **5**, 1230 (1978).
9. M. G. Drouet. In „Laser Interaction and Related Plasma Phenomena“, V. 4B, N. Y., Plenum Press, 1977.
10. D. G. Colombant, N. K. Winsor. *Phys. Rev. Letts*, **38**, 697 (1977).
11. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, И. Г. Лебо, В. Б. Розанов. *ЖЭТФ*, **74**, 516 (1978).
12. Ю. В. Афанасьев, А. П. Канавин. *Квантовая электроника*, **11**, 423 (1984).
13. О. Б. Ананьин, Ю. А. Быковский и др. *Квантовая электроника*, **10**, 523 (1983).
14. В. М. Атражев, Д. И. Жуховицкий, И. Т. Якубов. *Письма в ЖТФ*, **14**, 1214 (1988).
15. Ю. В. Афанасьев, А. П. Канавин. *Квантовая электроника*, **10**, 2267 (1983).
16. Т. У. Арифов, Г. А. Аскаръян, Н. М. Тарасова. *ЖЭТФ*, **56**, 516 (1969).
17. M. D. Rosen et al. *Phys. Fluids*, **22**, 2020 (1979).
18. Н. Г. Басов, Г. А. Вергунова и др. *Квантовая электроника*, **14**, 1887 (1987).
19. M. Repin et al. *J. Appl. Phys.*, **48**, 3312 (1977).
20. R. D. Bleach, J. D. Nagel. *J. Appl. Phys.*, **49**, 3832 (1978).
21. А. В. Виноградов, В. Н. Шляпцев. *Квантовая электроника*, **14**, 5 (1987).
22. А. Г. Аскаръян, И. М. Раевский. *ЖТФ*, **53**, 1871 (1983).

Институт высоких температур  
АН СССР, Москва

Поступило в редакцию  
6 июня 1988 г.

V. M. Atrazhev, D. I. Zhukhovitskii, I. T. Yakubov. **The photoemission mechanism of current and magnetic field oscillation upon exposure of a metal surface to the laser radiation.**

The photoemission mechanism is described for the source of the current and a „fast“ component of the spontaneous magnetic field upon exposure of a metal surface to the laser radiation. The suggested theory is based on taking into account the magnetization of the conducting halo and inhomogeneity of target illumination by the laser radiation. Analytical expressions are derived for the field induction in the vicinity of the surface and for the current onto it in the cathode region. Theoretical and experimental data are compared.