

Генерация магнитных полей при импульсном лазерном воздействии на алюминий в воздухе

А.Н.Чумаков, П.В.Чекан

Экспериментально исследована генерация магнитного поля при воздействии серии импульсов лазерного излучения на алюминиевую преграду в воздухе. Обнаружено, что индукция магнитного поля нелинейно возрастает от 10^{-5} до 10^{-3} Тл с ростом плотности мощности лазерного излучения от 10^7 до 10^9 Вт/см², причем степень нелинейности различна для случаев одиночных импульсов наносекундной длительности, серии таких импульсов с периодом следования 100–150 нс, а также комбинации миллисекундного и серии наносекундных лазерных импульсов. Установлены зависимости индукции магнитного поля от плотности мощности лазерного излучения в указанных выше режимах.

Ключевые слова: лазерная плазма, индукция магнитного поля, лазерное излучение.

1. Введение

Приповерхностная лазерная плазма, получаемая при импульсном лазерном воздействии на материалы, генерирует электромагнитные поля, которые могут оказывать влияние на динамику ее разлета [1–20]. Исследования генерации магнитных полей при лазерно-плазменном воздействии на изолированные объекты в воздухе и в вакууме приобретают особую актуальность в связи с разработкой и созданием лазерно-плазменных двигателей различного назначения для космических аппаратов [21–26]. Эти исследования показали, что высокая эффективность лазерной тяги обеспечивается при импульсно-периодическом воздействии наносекундного лазерного излучения с плотностью мощности $\sim 10^{10}$ Вт/см² [23, 25]. Истечение в окружающее пространство струй лазерной плазмы, образованных в таких условиях, будет вызывать накопление значительных зарядов на поверхности космических аппаратов [27, 28], что может сопровождаться рядом нежелательных процессов, создающих помехи в работе электронных компонентов отдельных устройств и приводящих к выходу части их из строя [29]. Об усилении токов и разделении зарядов в плазме можно судить по нарастанию импульсных магнитных полей, поэтому изучение процессов генерации электромагнитных полей, индуцированных лазерной плазмой, а также связанных с ними процессов накопления и динамики электрических зарядов на контактирующих с плазмой объектах имеет важное научное и практическое значение.

В выполненных ранее исследованиях было установлено, что индуцированное лазерной плазмой магнитное поле в ряде случаев уменьшается с расстоянием по закону $B \propto 1/r^2$ [2], причем источник тока, определяющий генерацию магнитного поля, находится в области контакта плаз-

мы с мишенью, которая активно участвует в процессах протекания тока [3]. Импульсы магнитного поля состоят, как правило, из двух компонент: быстрой – \dot{B}_1 и медленной – \dot{B}_2 , причем за происхождение \dot{B}_1 ответственна электронная эмиссия, а генерация \dot{B}_2 обусловлена взаимодействием разлетающейся плазмы с остаточным газом [4]. С увеличением давления газа кроме положительной составляющей импульсов магнитного поля появляется и отрицательная составляющая, генерируемая внутри плазмы [5]. Индукция магнитного поля лазерной плазмы нелинейно зависит от остаточного давления воздуха, достигая максимума при давлении ~ 0.1 Тор, и снижается на два-три порядка при его увеличении либо уменьшении во много раз [6], что может быть связано с изменением вклада ионов компонентов воздуха в ток, протекающий через плазму и мишень.

В ряде работ обсуждались различные механизмы генерации магнитных полей: термоэлектрические токи, возникающие вследствие больших температурных градиентов вблизи мишени [7–9] и токи, обусловленные электродвижущей силой двойного слоя, локализованного вблизи границы лазерной плазмы [10]. Предложены также механизмы, связанные с нарушением аксиальной симметрии в распределении градиентов электронной температуры и плотности, а также их коллинеарности [11, 12], с образованием быстрых фотоэлектронов при фотоионизации фоновой среды излучением плазмы [13–15] либо с эффективной контактной электродвижущей силой и неоднородностью потенциала двойного слоя [16, 17]. Обилие предложенных моделей свидетельствует о сложности происходящих процессов и недостаточности имеющихся экспериментальных данных. Экспериментальные исследования магнитных полей внутри лазерной плазмы сильно затруднены в связи с малыми размерами плазменного факела, поэтому расчет магнитного поля внутри факела чаще всего проводят на основе измерений за его пределами [18–20].

Переход от одноимпульсного к двухимпульсному или многоимпульсному лазерному воздействию на материалы сопровождается в ряде случаев существенным ростом эффективности образования лазерной плазмы [30, 31], что

А.Н.Чумаков, П.В.Чекан. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: chumakov@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 13 декабря 2013 г., после доработки – 17 октября 2014 г.

должно приводить и к изменению условий генерации магнитного поля. Действительно, эксперименты показали, что эффективность генерации магнитного поля возрастает при переходе от одноимпульсного к двухимпульсному лазерному пробою воздуха [14, 15], а также при приповерхностном плазмообразовании под действием серии импульсов лазерного излучения на различные материалы в воздухе [32] и существенно зависит от плотности мощности лазерного излучения, размеров пятна облучения и материала мишени. Целью настоящей работы являлось исследование особенностей генерации магнитных полей в условиях приповерхностного плазмообразования при воздействии на металлы в воздухе серии наносекундных импульсов лазерного излучения, следующих с временным интервалом ~ 100 нс, а также при комбинированном воздействии миллисекундного и наносекундных импульсов лазерного излучения.

2. Экспериментальная установка и методы измерений

Исследования проводились на экспериментальной установке, созданной на основе модифицированного лазера ГОС-301 на неодимовом стекле (длина волны $\lambda = 1.06$ мкм) с управляемым режимом генерации. В свободном режиме генерации лазер с полусферическим резонатором обеспечивал получение квазистационарного импульса длительностью 1 мс. С помощью оптического затвора LiF:F_2 была реализована пассивная модуляция добротности лазера и получены два режима генерации: импульсно-периодический со счетным числом лазерных импульсов и комбинированный, в котором разные части резонатора одновременно генерировали в свободном и импульсно-периодическом режимах. Последнее позволило реализовать совместное воздействие коротких и длинных лазерных импульсов на мишень. В импульсно-периодическом режиме генерируется серия из нескольких лазерных импульсов длительностью 80 нс (рис. 1). Энергия и форма лазерных импульсов измерялись стандартными методами импульсной фотометрии. Плотность мощности лазерного излучения в пятне облучения на поверхности мишени изменялась калиброванными светофильтрами.

Импульсные потоки лазерной плазмы формировались при воздействии лазерного излучения на преграду, пред-

ставляющую собой полый алюминиевый цилиндр толщиной 0.5 мм, в воздухе при атмосферном давлении. Лазерное излучение фокусировалось на плоский торец цилиндра на расстоянии не менее 5 мм от края торца, диаметр пятна облучения составлял 1.2 мм.

Для регистрации магнитного поля использовался магнитный зонд индукционного типа (диаметр катушки 1.7 мм), который был изготовлен и проградуирован с помощью катушек Гельмгольца [33]. Поскольку магнитное поле эрозионной плазмы имеет цилиндрическую симметрию [1–5], зонд был расположен вплотную к мишени на расстоянии 1 мм от центра пятна облучения. При этом ось катушки зонда была ориентирована перпендикулярно направлению движения лазерной плазмы, чтобы регистрировать азимутальную составляющую магнитного поля, создаваемого движущимися заряженными частицами плазмы. Сигнал с магнитного зонда, пропорциональный магнитному потоку в катушке зонда, в общем случае является одиночным биполярным импульсом. Рассчитанная на его основе магнитная индукция представляет собой одиночный униполярный импульс. При сильном уменьшении плотности мощности лазерного излучения импульс магнитной индукции может искажаться, приобретая двоякую и биполярную формы, что можно связать с приближением к порогу плазмообразования.

Сигналы, полученные с магнитного зонда, поступали на вход цифрового осциллографа Tektronix DPO4104 и сохранялись в оцифрованном виде для дальнейшей обработки. Индукция магнитного поля и плотность мощности лазерного излучения в отдельных импульсах рассчитывались методом численного интегрирования с помощью пакета MathCAD 11.

В экспериментах исследовалась генерация магнитных полей при лазерном воздействии на алюминиевую мишень в двух режимах: импульсно-периодическом и комбинированном. В импульсно-периодическом режиме резонатор полностью перекрывался пассивным затвором, энергия излучения составляла при этом $\sim 8-9$ Дж, а максимальная пиковая плотность мощности излучения в импульсах достигала 1×10^9 Вт/см². В комбинированном режиме энергия излучения лазера была равна $\sim 7-8$ Дж, причем максимальная плотность мощности излучения в миллисекундном импульсе достигала 1.8×10^7 Вт/см², а в наносекундном – 1.4×10^8 Вт/см².

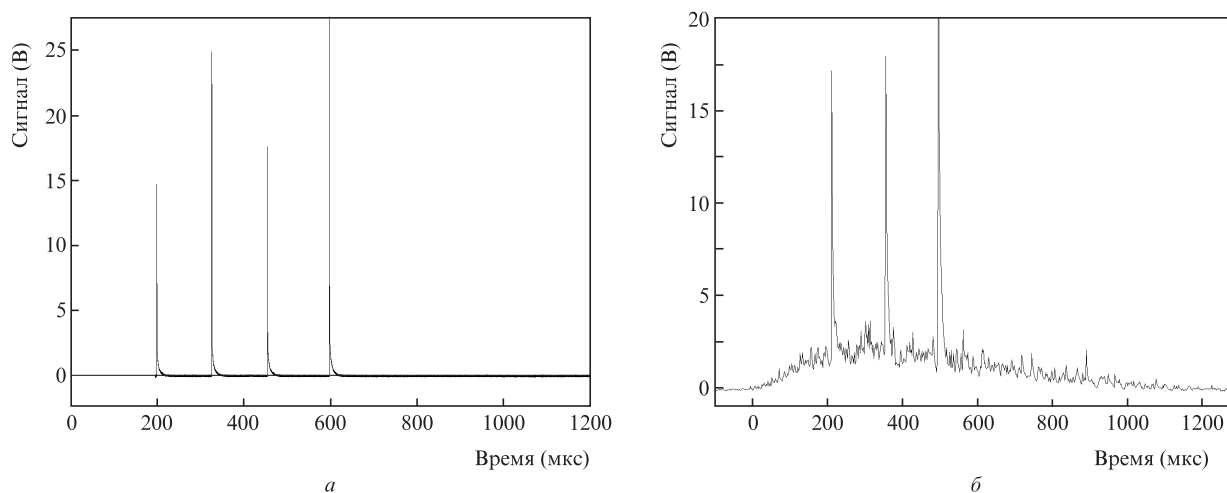


Рис. 1. Типичные осциллограммы периодической серии импульсов лазерного излучения (а) и комбинированного лазерного импульса (б).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Полученные экспериментальные зависимости максимальных значений индукции магнитного поля B от плотности мощности лазерного излучения q в различных режимах лазерного воздействия на алюминий для первых трех импульсов периодической серии приведены на рис.2. Эти зависимости имеют степенную форму и могут быть описаны выражением

$$B(q) = Cq^\alpha, \quad (1)$$

где α принимает значения от 0.9 до 2.4.

В комбинированном режиме лазерного воздействия наблюдается близкая к квадратичной зависимость магнитной индукции от плотности мощности лазерного излучения. Эта зависимость практически одинакова для первого и второго импульсов серии, а для третьего импульса имеет место незначительное снижение магнитной индукции, что может быть связано с уменьшением плотности мощности квазинепрерывной составляющей комбинированного импульса, при этом скорость возрастания магнитной индукции с ростом плотности мощности не меняется. С учетом установленной зависимости при увеличении плотности мощности импульсного лазерного излучения всего лишь на порядок (до 1×10^{10} Вт/см²) следует ожидать возрастания магнитной индукции до нескольких тесл, что может привести к существенному влиянию магнитного поля на динамику и структуру лазерных плазменных образований [34, 35].

В импульсно-периодическом режиме наблюдается зависимость амплитуды магнитной индукции не только от плотности мощности лазерного излучения, но и от порядкового номера лазерного импульса в серии. При этом зависимость скорости возрастания магнитной индукции с ростом плотности мощности изменяется от линейной (рис.2,а) до квадратичной (рис.2,б,в) для каждого последующего импульса. Для третьего лазерного импульса серии эта зависимость практически совпадает с зависимостью при комбинированном режиме облучения (рис.2,в).

Эти особенности можно связать с тем, что при воздействии на материал мишени высокочастотной серии лазерных импульсов происходит не только усиление эрозионного плазмообразования, но и смена плазмообразующей среды [30, 31]. Воздушная плазма, преобладающая в лазерном факеле, образованном первым импульсом, постепенно вытесняется эрозионной плазмой при воздействии последующих импульсов. При воздействии же на мишень в комбинированном режиме квазинепрерывная составляющая лазерного импульса создает и поддерживает эрозионный пароплазменный факел, в котором впоследствии происходит образование плазмы под действием модулированных импульсов лазерного излучения. Это приводит к увеличению вклада эрозионной плазмы в процессы формирования плазменных образований и генерации магнитного поля под действием коротких лазерных импульсов с высокой интенсивностью.

Вывод о вкладе разных составляющих комбинированного импульса в плазмообразование подтверждается полученными спектрами лазерной плазмы в импульсно-периодическом и квазинепрерывном режимах (рис.3). Вид-

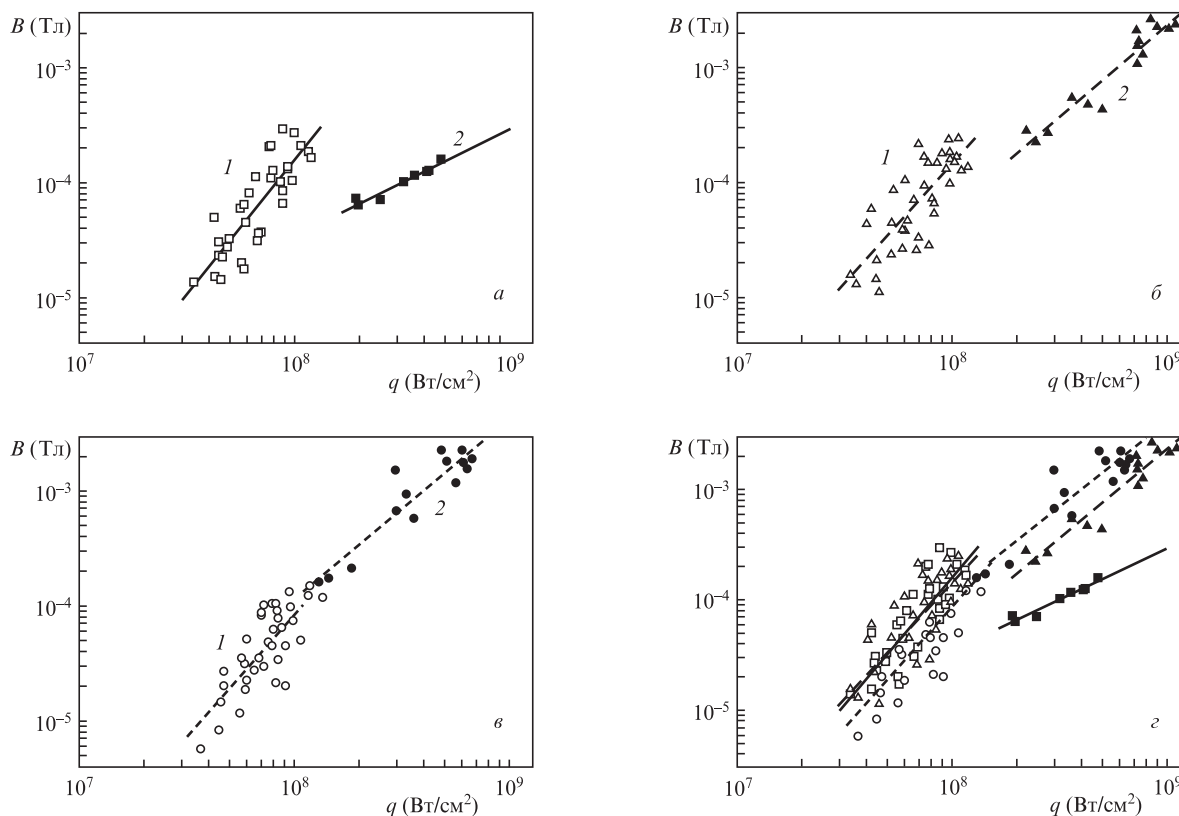


Рис.2. Фрагменты зависимости амплитуды индукции магнитного поля B от плотности мощности лазерного излучения q при облучении алюминиевого цилиндра в комбинированном (1) и импульсно-периодическом (2) режимах лазерного воздействия для первого (а), второго (б) и третьего (в) лазерных импульсов серии, а также полная зависимость $B(q)$ (з).

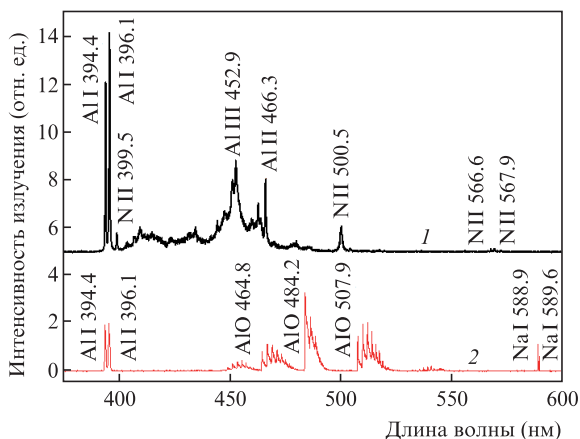


Рис.3. Спектры излучения приповерхностной лазерной плазмы, полученные в импульсно-периодическом (1) и квазинепрерывном (2) режимах воздействия.

но, что основной вклад в излучение при квазинепрерывном режиме вносит эрозионная плазма, а при импульсно-периодическом режиме наблюдается возбуждение спектральных линий азота атмосферного воздуха.

Хотя представленные результаты получены при атмосферном давлении воздуха, они справедливы и при пониженном его давлении с учетом того, что индукция магнитного поля лазерной плазмы достигает максимума при давлении воздуха ~ 0.1 Тор и снижается на один-два порядка при его увеличении либо уменьшении во много раз [6].

4. Заключение

Полученные результаты показывают, что индукция магнитного поля лазерной плазмы зависит не только от плотности мощности лазерного излучения, но и от режима лазерного воздействия, а при многоимпульсной генерации – еще и от номера импульса в серии. Это связано с изменением условий плазмообразования и увеличением вклада эрозионной плазмы при комбинированном и многоимпульсном лазерном воздействии, что проявляется при переходе ко второму и последующим лазерным импульсам.

Результаты исследований магнитного поля лазерной плазмы важны при выборе оптимальных режимов работы лазерно-плазменного двигателя космического назначения, т.к. указывают на существование общих закономерностей лазерно-плазменной генерации импульсного магнитного поля и взаимосвязь индукции магнитного поля с режимом лазерного воздействия на мишень. Учитывая относительно большие значения индукции магнитного поля лазерной плазмы (~ 1 Тл), которые могут достигаться при типичных плотностях мощности лазерного излучения ($\sim 10^{10}$ Вт/см²), в дальнейшем целесообразно выяснить особенности лазерно-плазменной генерации маг-

нитного поля в вакууме, а также его влияние на динамику и параметры эрозионной лазерной плазмы.

1. Коробкин В.В., Серов Р.В. *Письма в ЖЭТФ*, **4**, 103 (1966).
2. Serov R., Richardson M.C. *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 115 (1976).
3. Droet M.G., Bolton R., Saint-Hilaire G., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **29**, 469 (1976).
4. Коробкин В.В., Мотылев С.Л., Серов Р.В., Эдвардс Д.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **25**, 531 (1977).
5. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Новиков И.К. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 1471 (1984).
6. Drouet M.G., Bolton R., Saint-Hilaire G., Kieffer P., Szili Z., Pepin H., Grek B., Thibaudeau A., Trepanier K. *Appl. Phys. Lett.*, **29**, 469 (1976).
7. Stamper J.A., Papadopoulos K., Sudan R.N., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1012 (1971).
8. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Лебо И.Г. и др. *ЖЭТФ*, **74**, 516 (1978).
9. Горбунов В.А., Никольская Л.С., Петрухин А.И. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 349 (1984).
10. Мотылев С.Л., Пашинин П.П. *Квантовая электроника*, **5**, 1230 (1978).
11. Коробкин В.В., Мотылев С.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **29**, 700 (1979).
12. Горбунов В.А., Калмыков А.А., Петрухин А.И. и др. *Квантовая электроника*, **9**, 130 (1982).
13. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Замышляев Б.В. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 523 (1983).
14. Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М., Силенок А.С. *Письма в ЖЭТФ*, **39**, 501 (1984).
15. Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **49**, 1208 (1995).
16. Афанасьев Ю.В., Ибраев Р.А., Канавин А.П. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 392 (1985).
17. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Канавин А.П., Киселев А.Е. *Квантовая электроника*, **15**, 1862 (1988).
18. Захаров Н.С., Руденко В.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 1173 (1999).
19. Захаров Н.С., Руденко В.В. *Изв. вузов. Сер. Материалы электронной техники*, № 2, 32 (2000).
20. Захаров Н.С., Шайнога И.С. *Квантовая электроника*, **15**, 428 (1988).
21. Phipps C.R., Luke J.R. *AIAA J.*, **40**, 310 (2002).
22. Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю. *Изв. вузов. Сер. Машиностроение*, № 5, 35 (2002).
23. Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю. *Изв. вузов. Сер. Машиностроение*, № 8, 29 (2002).
24. Rezunkov Yu. *AIP Conf. Proc.*, **702**, 228 (2003).
25. Любченко Ф.Н., Феденев А.В., Босак Н.А., Чумаков А.Н., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. *Космонавтика и ракетостроение*, **56**, 62 (2009).
26. Phipps C., Birkan M., Bohn W., Eckel H.-A., Horisawa H., Lippert T., Michaelis M., Rezunkov Y., Sasoh A., Schall W., Scharring S. *J. Propul. Power*, **26**, 609 (2010).
27. Дмитриев И.А., Киселевский Л.И., Шкурко В.В. *ЖПС*, **48**, 909 (1988).
28. Dubois J.-L., Lubrano-Lavaderci F., Raffestin D., Ribolzi J., Gazave J., La Fontaine A.C., d'Humières E., Hulin S., Nicolai Ph., Royé A., Tikhonchuk V.T. *Phys. Rev. E*, **89**, 013102 (2014).
29. Вудс А.Дж., Уинас Э.П. *Аэрокосмическая техника*, **3**, 146 (1986).
30. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А. *Квантовая электроника*, **17**, 1480 (1990).
31. Чумаков А.Н., Авраменко В.Б., Босак Н.А. *ЖПС*, **79**, 279 (2012).
32. Чумаков А.Н., Быков И.М., Босак Н.А., Чекан П.В. *Вестник Военной Академии Республики Беларусь*, **3**, 40 (2009).
33. Phillips R.C., Turner E.V. *Rev. Sci. Instrum.*, **36**, 1822 (1965).
34. Harilal S.S., Tillack M.S., O'Shay B., Bindhu C.V., Najmabadi F. *Phys. Rev. E*, **69**, 026413 (2004).
35. Pandey P.K., Thareja R.K. *J. Appl. Phys.*, **109**, 074901 (2011).