

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ТОКОВ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ

В.И.Конов, П.И.Никитин, А.М.Прохоров, А.С.Силенок

Обнаружены значительные магнитные поля и токи при оптическом пробое предварительно ионизованного атмосферного воздуха.

Магнитным полям и токам в лазерной плазме посвящено много работ, в частности ¹⁻⁵. В основном, опыты проводились для плазменного факела на мишени и низком давлении P окружающего газа. Это связано с тем, что зависимость амплитуд регистрируемых токов и полей от P имеет резонансный характер ^{3, 4} с максимумом при $P_M = 0,01 \div 1$ торр. При $P = 1$ атм лишь асимметричная фокусировка лазерного луча приводит к появлению слабого дипольного момента $\sim 0,05$ Гс/см³ плазмы оптического пробоя газа ¹.

В настоящей работе впервые показана возможность создания в атмосферном воздухе магнитных полей и токов того же порядка величины, что и при P_M , за счет предварительной импульсной ионизации среды. В качестве одного из возможных способов ионизации среды в опытах использовался пробой воздуха первым из двух последовательных импульсов ТЕА СО₂-лазера. Второй лазерный импульс, следующий с временной задержкой τ , поджигал оптический разряд в релаксирующей плазме, который и сопровождался генерацией интенсивных магнитных полей и токов. Постановка такого эксперимента представляет интерес как для выяснения механизмов генерации токов в лазерной плазме, так и для возможных применений ЭДС в плазме, например, для непосредственного преобразования лазерной энергии в электрическую ³.

Энергия в каждом из лазерных импульсов составляла $E_{1,2} = 1,5$ Дж, а их временная форма показана на рис. 1, а. Излучение фокусировалось в атмосферном воздухе на поверхность медной мишени линзой с $F = 10$ см в пятно диаметром ≈ 2 мм. Максимальная интенсивность излучения на мишени составляла $I_{1,2} = 100$ МВт/см². Для регистрации токов использовалась методика, предложенная в ⁴ (см. рис. 2): медный зонд $\Phi 0,9$ мм вводился в отверстие $\Phi 1$ мм в мишени. Ток между зондом и мишенью регистрировался поясом Роговского. Измерение производной магнитного поля осуществлялось 1 витком ($\Phi 4$ мм) тонкого провода. Плоскость витка была закрыта диэлектриком. В контрольных опытах использовались одновременно два таких витка, развернутых на 180°. Регистрируемые при этом сигналы имели противоположную полярность, что подтверждало их магнитную природу. Сигналы с датчиков подавались на двухлучевые осциллографы С8-14 и С8-2. Одновременно проводилась фотосъемка динамики развития плазмы вдоль лазерного луча с помощью фотохронографа ФЭР-7.

На рис. 1, б, в представлены осциллограммы производной азимутального магнитного поля B и тока J с зонда, расположенного вблизи центра пятна облучения, при $\tau = 20$ мкс и

$E_1 = E_2 = 1$ Дж. Зависимости амплитуд B и J от τ , приведенные на рис. 2, имеют четко выраженные максимумы при оптимальной задержке $\tau_M \approx 20$ мкс. При $\tau = 0$ на начальной стадии лазерного импульса магнитное поле отсутствовало в пределах чувствительности измерений (на уровне $\sim 0,01$ Гс), а величина тока, как и в ⁵, составляла $0,1 \div 0,2$ А. Отметим, что максимальный ток $J(\tau_M)$ близок к измеренному значению ≈ 6 А, которое было получено при испарении мишени ($P_M \approx 0,1$ торр) одиночным импульсом. Подробное сравнение этих двух случаев затруднено различием состава плазмы.

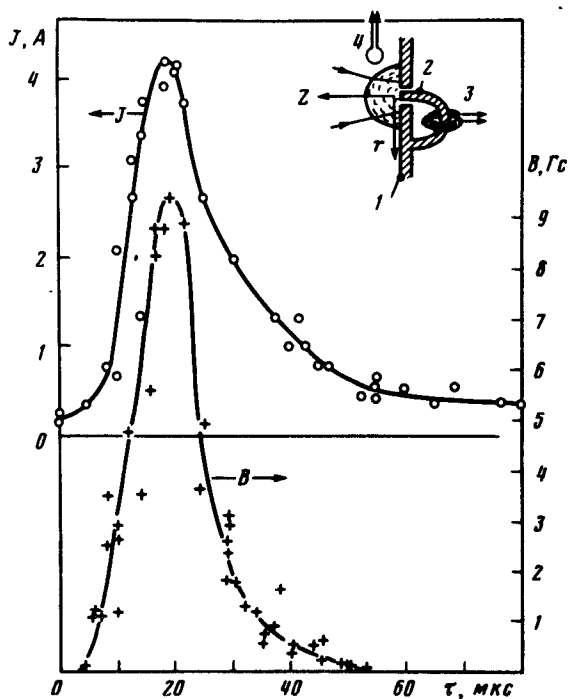


Рис. 1

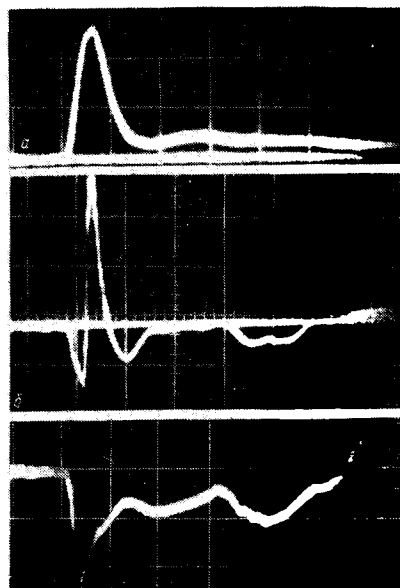


Рис. 2.

Рис. 1. а – Лазерный импульс, б – производная азимутального магнитного поля (центр витка в точке $r = 5$ мм, $z = 4$ мм), в – токовый сигнал с зонда. Развертка 200 нс/дел

Рис. 2. Зависимости амплитуд тока J с зонда, расположенного вблизи центра пучка фокусировки, и азимутального магнитного поля B (центр витка в точке $r = 5$ мм, $z = 4$ мм) от τ при $E_1 \approx E_2 \approx 1$ Дж: 1 – мишень, 2 – проволочный зонд, 3 – пояс Роговского, 4 – измерительный виток

Фотосъемка развития плазмы во время второго лазерного импульса показала, что в зависимости от τ при постоянных $E_{1,2}$ меняется структура оптического разряда. Малые задержки $\tau \lesssim 3$ мкс фактически эквивалентны увеличению энергии и длительности первого импульса. При увеличении τ до ~ 12 мкс оптический разряд поджигается вблизи границы достаточно горячей начальной плазмы и имеет сложную структуру, связанную с распространением плазменных фронтов в ионизованной среде. Пример фоторазвертки подобного разряда приведен на рис. 3, а. Наконец, при $\tau > 12$ мкс плазма поджигается на мишени (рис. 3, б), но распространяется с существенно большими скоростями, чем при первом лазерном импульсе. Если $\tau > 100$ мкс, влияние пробоя воздуха первым импульсом становится менее существенным. Заметим, что в случае а (рис. 3) формируется плазменный фронт, движущийся к мишени. Момент прихода к зонду плазменного сгустка сопровождается всплеском токового сигнала, в 2 – 5 раз превышающим величину тока на начальной стадии. Вблизи плазмы такого разряда магнитное поле имеет сложную временную зависимость.

Перейдем к интерпретации результатов. При пробое воздуха первым лазерным импульсом вблизи мишени образуется огненный шар (ОШ) с размерами (~ 1 см), значительно

превышающими размеры начальной плазмы. Теневые фотоснимки ОШ приведены в ⁶. Как показывают оценки, через ~ 10 мкс после пробоя давление нагретого в ОШ газа падает до ~ 1 атм, а его плотность составляет $\rho_{\text{ш}} \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-2} \rho_0$, где ρ_0 — нормальная плотность воздуха. При $\tau \sim \tau_{\text{м}}$ второй лазерный импульс поджигает оптический разряд именно в таком ОШ. Отметим, что величину и полярность ЭДС, возникающей при этом в плазме, нельзя объяснить давлением излучения в ионизованном газе ². Кроме того, только уменьшением плотности окружающего газа до $\rho_{\text{ш}}$ также нельзя объяснить наблюдаемого увеличения тока, обусловленного ЭДС двойного слоя на границе плазмы. Об этом свидетельствуют опыты при $P \approx 3 \cdot 10^{-2}$ атм, где в одиночном импульсе $J \approx 0,7$ А. Более существенным фактором является ионизация газа в протяженном ОШ, которая приводит к большим токам и магнитным полям в окружающем газе за счет увеличения его проводимости, в то время как при пробое воздуха одиночным импульсом существенные токи протекают лишь в непосредственной близости от плазмы ⁵. Таким образом, варьирование τ , по существу, позволяет достичь оптимальной (для зондовой регистрации J и B) ионизации релаксирующей плазмы в ОШ аналогично тому, как при $P_{\text{м}}$ происходит оптимальная фотоионизация окружающего газа за счет УФ излучения плазмы ^{3, 4}. Начальные участки графиков $J(\tau)$ и $B'(\tau)$ на рис. 2 при малых τ объясняются поджиганием оптического разряда лишь на границе достаточно горячего ОШ. Уменьшение J и B при $\tau > 30$ мкс свидетельствует о рекомбинации плазмы в ОШ.

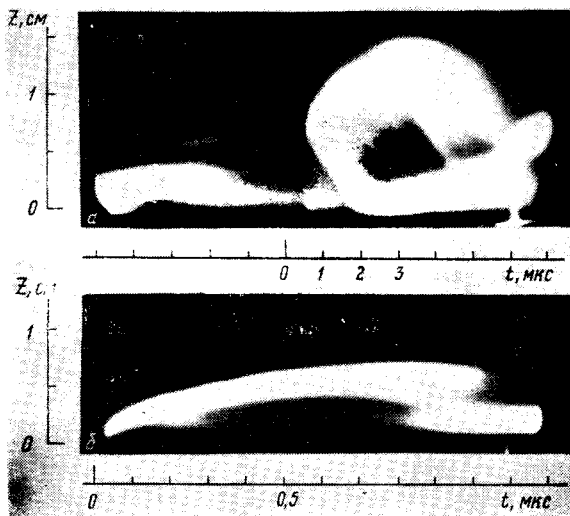


Рис. 3. Фоторазвертки развития оптического разряда в течение второго лазерного импульса: а — $\tau = 7$ мкс, $E_1 \approx E_2 \approx 1,4$ Дж; б — $\tau = 37$ мкс, $E_1 \approx E_2 \approx 0,4$ Дж. Начало координаты z совмещено с плоскостью мишени. Момент прихода второго импульса вблизи $t \approx 0$

Подчеркнем, что меньшая плотность газа в ОШ также способствует возрастанию J и B за счет увеличения температуры плазмы оптического разряда во время второго лазерного импульса по сравнению с первым. Об этом свидетельствуют и результаты измерения характерного сопротивления плазмы $R_{\text{пл}}$ по методике, предложенной в ⁵. Величина $R_{\text{пл}}$ уменьшается от $2 \div 5$ Ом при $\tau = 0$ до $\sim 0,1$ Ом во втором импульсе при $\tau = 20$ мкс.

В предварительных экспериментах при $P = 1$ атм и $\tau = 20$ мкс получено преобразование $0,01\% E_2$ в электрическую энергию на нагрузке $R = 0,1$ Ом ($R \sim R_{\text{пл}}$), что близко к результатам экспериментов в вакууме при $P_{\text{м}}$ ^{3, 7}. Однако, использование предложенной в настоящей работе ионизации атмосферного воздуха существенно удобнее для преобразования энергии лазеров с высокой частотой следования импульсов ввиду отсутствия вакуумной системы, испарения материала мишени и т. д.

Укажем еще один интересный факт. В разреженной атмосфере при $P_{\text{м}} < P < 1$ атм регистрируемые величины магнитных полей и токов во время второго лазерного импульса также больше, чем в первом импульсе, причем значения оптимальной задержки $\tau_{\text{м}}$ зависят от P .

В заключение отметим, что исследование оптических разрядов в предварительно ионизованной среде представляет самостоятельный интерес в связи с возможностью реализации новых режимов распространения плазменных фронтов.

Литература

1. Коробкин В.В., Серов Р.В. Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, 103.
2. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Смирнова А.Д., Студенов В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, 93.
3. Арифов Т.У., Аскарьян Г.А., Раевский И.М., Тарасова Н.М. ЖЭТФ, 1968, 55, 386.
4. Drouot M.G. In "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (ed. by H.J.Schwarz and H.Hora). Pl. New-York, 1977, 4B, 737.
5. Дементьев Д.А., Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. Квантовая электроника, 1981, 8, 1532.
6. Агеев В.П., Горбунов А.А., Конов В.И., Никитин П.И., Силенок А.С., Чаплиев Н.И. Известия АН СССР сер. физическая, 1982, 46, 1058.
7. Аскарьян Г.А., Раевский И.М. Письма в ЖЭТФ, 1982, 8, 472.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 марта 1984 г.