

# Скачок потенциала на лазерной мишени

Ю.А.Быковский, И.Ю.Конюхов, В.Д.Пекленков

*Рассмотрены возможные механизмы возникновения скачка потенциала на мишени, находящейся в вакууме, при воздействии на нее импульсного лазерного излучения с длиной волны 10.6 мкм. Показана принципиальная возможность использования скачка потенциала для контроля за параметрами лазерного излучения, а также для измерения электронной температуры лазерной плазмы.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, электронная температура, потенциал.

Результаты исследования лазерной плазмы как источника ионов нашли применение при создании лазерных источников ионов, которые в настоящее время используются на ускорителях, в нейтронных генераторах, для ионной имплантации и т. п. Менее изученными являются вопросы, связанные с электронной эмиссией из лазерной плазмы в вакууме на ранних стадиях ее разлета. В результате такой эмиссии, например, на границе плазмы формируется двойной слой и, как следствие этого, изменяется потенциал лазерной мишени [1–4]. Механизмы возникновения электрических полей при оптическом пробое воздуха достаточно подробно изложены в [5–7].

Интерес к изучению этих вопросов вызван возможностью создания на основе лазерной плазмы импульсных источников тока, например для питания соленоидов с целью получения магнитных полей  $\sim 100$  Тл [8]. Предприняты попытки связать измеряемые характеристики электронной эмиссии с одним из важнейших параметров лазерной плазмы – электронной температурой  $T_e$  [9–11], что представляется крайне важным, поскольку в настоящее время практически отсутствуют универсальные и простые методики контроля  $T_e$  в лазерноплазменных установках. Наряду с прикладными задачами изучение характеристик электронной эмиссии лазерной плазмы имеет и важнейший физический аспект, связанный с исследованием процессов формирования двойного слоя на ее границе, который оказывает существенное влияние на энергетический спектр многозарядных ионов лазерной плазмы [12].

Цель настоящей работы – изучение корреляции лазерного импульса и скачка потенциала лазерной мишени  $V$ , исследование зависимости скачка потенциала от параметров лазерного излучения, вакуума и других физических условий, разработка на основе проведенных исследований методики контроля плотности потока лазерного излучения на мишени по величине  $V$ , а также изучение возможности создания методики контроля электронной температуры плазмы  $T_e$ .

## 1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Использовался импульсный  $\text{CO}_2$ -лазер 1 с поперечным разрядом. Лазерный импульс имел форму, типичную для  $\text{CO}_2$ -лазеров высокого давления: после гигантского импульса с длительностью на полувысоте 100–200 нс наблюдается менее интенсивное излучение с временем затухания 5 мкс. Лазерное излучение с помощью поворотных зеркал 2 и 3 вводилось в вакуумную камеру 4 через входное окно 5. В камере располагались фокусирующая линза 6 из NaCl с фокусным расстоянием 45 мм и мишень 7. Максимальная интенсивность сфокусированного лазерного излучения  $\Phi$  составила  $2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Между мишенью и линзой на расстоянии 2 см от мишени устанавливалась пластинка из латуни 8 (электрод) размером  $6 \times 6$  см, в центре которой имелось отверстие диаметром 5 мм для прохода лазерного пучка. Мишень и

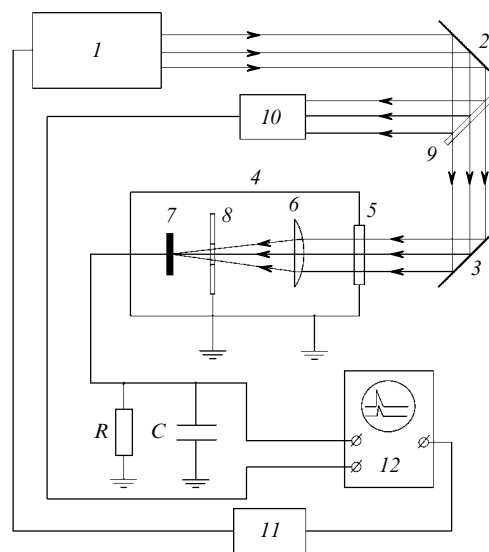


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер; 2, 3 – поворотные зеркала; 4 – вакуумная камера; 5 – входное окно; 6 – фокусирующая линза; 7 – мишень; 8 – пластинка из латуни (электрод); 9 – светоделительная пластинка; 10 – фотоприемник ФП-3; 11 – генератор импульсов Г5-15; 12 – осциллограф С8-12.

пластинка были изолированы от стенок камеры, которая в эксперименте была заземлена. Это позволяло измерять скачок потенциала как на мишени, так и на электроде. В процессе этих измерений один из вышеперечисленных элементов заземлялся, а другой нагружался на  $RC$ -цепочку, сигнал с которой подавался на вход осциллографа. Вакуумная камера была изготовлена из нержавеющей стали и имела форму прямоугольного параллелепипеда размером  $20 \times 30 \times 60$  см. В качестве материала мишени использовались С, Zr, Ta, Pb. Для изучения корреляции временного хода интенсивности лазерного излучения с временным ходом потенциала мишени (электрода) применялась светоделительная пластина 9 и фотоприемник 10. Для регистрации сигнала с фотоприемника и мишени (электрода) использовался запоминающий двухлучевой осциллограф 12. Для синхронизации запуска лазера и осциллографа применялся генератор импульсов 11.

## 2. Экспериментальные результаты

На первом этапе исследований ставилась цель проследить, как зависит скачок потенциала лазерной мишени от интенсивности лазерного излучения, а также изучить саму природу возникновения скачка потенциала на мишени. В этих экспериментах мишень нагружалась на сопротивление  $R = 1$  МОм и емкость  $C = 100$  пФ (параллельная емкость), а электрод заземлялся. Вакуум в системе составлял  $(2-3) \cdot 10^{-5}$  Тор.

На рис.2 приведены характерные осциллограммы сигналов с мишени и лазерного импульса. Форма сигналов с мишени не зависела от материала мишени и была близка к форме лазерного импульса. Импульс скачка потенциала мишени был положителен и имел однопиковую структуру с резким передним фронтом (время нарастания 100 нс) и медленно спадающим задним фронтом (время спада 10 мкс). При этом, как показал эксперимент, начало лазерного импульса совпадает с началом изменения потенциала мишени. Слабая модуляция амплитуды сигналов, наблюдающаяся на поздних временах, является следствием наводки.

На рис.3 в логарифмическом масштабе приведены результаты экспериментальных исследований зависимости скачка потенциала  $V$  от интенсивности лазерного излучения  $\Phi$ . Интенсивность  $\Phi$  изменялась с помощью калиброванных фильтров с коэффициентом ослабления  $K = 1.36$ . Диаметр пятна фокусировки в эксперименте не изменялся и был равен 300 мкм. Видно, что независимо от материала мишени наблюдается монотонный рост скачка потенциала лазерной мишени с ростом  $\Phi$ . Необходимо отметить, что возникновение скачка потенциала

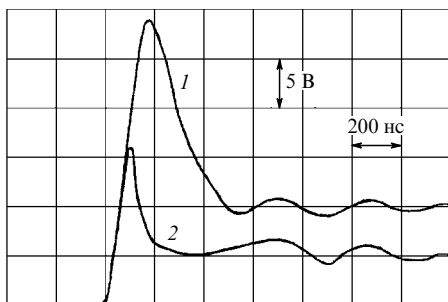


Рис.2. Осциллограммы скачка потенциала на лазерной мишени (1) и лазерного импульса (2) при  $R = 1$  МОм,  $C = 100$  пФ и заземленном электроде.

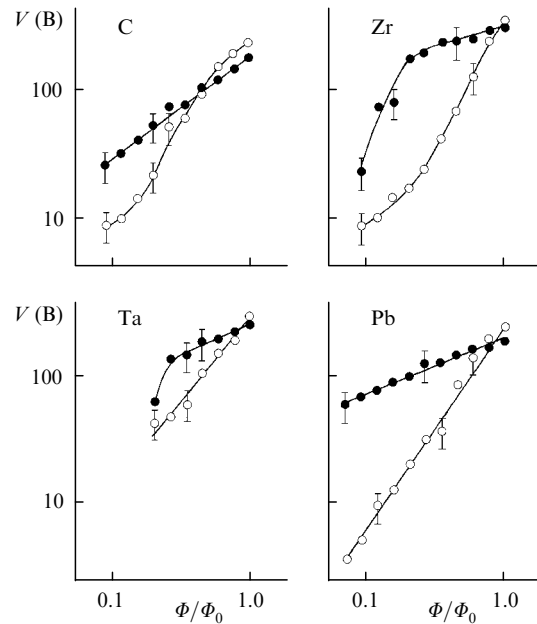


Рис.3. Зависимости скачка потенциала  $V$  мишени из С, Zr, Ta, Pb от интенсивности лазерного излучения  $\Phi$  при  $\Phi_0 = 2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, давления  $2 \cdot 10^{-5}$  (○) и  $2 \cdot 10^{-2}$  Тор (●) и заземленном электроде.

имело пороговый характер: при уменьшении  $\Phi$  ниже порога плазмообразования наблюдалось сильное (скачкообразное) уменьшение сигнала с мишени (более чем на порядок). Порог плазмообразования определялся по исчезновению ионного тока с электрода, который в данных экспериментах использовался в качестве коллектора, а мишень заземлялась. Таким образом, можно полагать, что ни термоэмиссия, ни фотоэмиссия с поверхности мишени под действием лазерного излучения не оказывают существенного влияния на скачок потенциала мишени.

Другой возможный механизм возникновения скачка потенциала — вторичная электронная эмиссия с поверхности мишени под действием рентгеновского и УФ излучения из плазмы. Для определения возможности влияния на потенциал мишени вторичной электронной эмиссии был проведен специальный эксперимент. Поверхность мишени покрывалась тонким слоем органического стекла толщиной 0.5 мм, непрозрачного для лазерного излучения. Наличие такого экрана должно приводить к резкому уменьшению вторичной эмиссии под действием излучения из плазмы.

В ходе эксперимента было зарегистрировано отсутствие изменения потенциала мишени до прожигания пластины из оргстекла лазерным излучением. После прожигания пластины амплитуда и форма сигнала (головной его части) с мишени в пределах экспериментальной погрешности 30% не отличались от соответствующих характеристик сигнала, полученного в отсутствие пластины. На основании вышеизложенного можно сделать вывод, что в данных экспериментальных условиях вторичная электронная эмиссия с поверхности мишени под действием излучения из плазмы также существенно не влияет на наблюдаемый скачок потенциала мишени. Это согласуется с результатами работы [10], в которой при интенсивности лазерного излучения  $\Phi = 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и использовании микромишеней показано, что ни один из рассматриваемых механизмов не является ответственным за скачок потенциала.

Таким образом, единственным разумным объяснением возникновения скачка потенциала является уход из плазменного сгустка электронов и образование на границе плазмы двойного слоя, состоящего из внешнего электронного облака и соприкасающегося с ним плазменного слоя, обедненного электронами. Причиной такого разделения зарядов является различие в массах электронов и ионов [12]. Наличие электронной эмиссии из плазменного сгустка подтверждается экспериментом. Если сигнал с мишени имеет положительную полярность, то сигнал с электрода при заземленной мишени имеет отрицательную полярность, что говорит о наличии зарядового разделения. При этом, как показывает эксперимент (рис.4), зависимость от  $\Phi$  модуля скачка потенциала электрода  $|V_e|$  ( $V_e < 0$ ) при заземленной мишени и  $R = 1$  МОм близка к зависимости  $V(\Phi)$  для мишени при заземленном электроде (рис.3).

Однако авторы работы [7], где изучались электрические поля плазмы при оптическом пробое в воздухе вблизи различных мишеней, считают причиной образования двойного слоя градиенты электронной плотности и температуры в плазме. Компенсируя подобное разделение зарядов, силы электромагнитного происхождения приводят к генерации двойных слоев в плазменных сгустках (появление дипольных моментов, направленных противоположно друг к другу, на переднем и заднем фронтах). Присутствие проводящей мишени вызывает исчезновение диполя на заднем фронте плазмы, т. к. любая разность потенциалов, возникающая в плазме в результате разделения зарядов, замыкается на поверхность металла. Таким образом, наличие двойного слоя определяется диполем на переднем фронте плазмы и приводит к отрицательному потенциалу перед мишенью. Однако если предположить, что градиент температуры в плазме несуществен и плазме можно приписать некую среднюю электронную температуру, то причиной разделения зарядов на передней границе лазерной плазмы, разлетающейся в вакуум, будет различие в массах электронов и ионов.

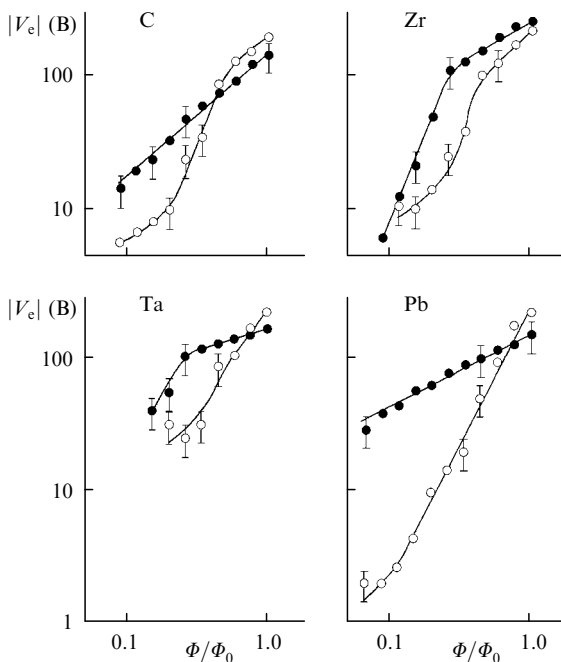


Рис.4. Зависимости модуля скачка потенциала электрода  $|V_e|$  ( $V_e < 0$ ) от интенсивности лазерного излучения  $\Phi$  для заземленной мишени из C, Zr, Ta, Pb при давлении  $2 \cdot 10^{-5}$  (○) и  $2 \cdot 10^{-2}$  Тор (●).

Теоретическая модель возникновения скачка потенциала  $V$  на мишени вследствие электронной эмиссии из плазменного сгустка приведена в [9]. Для изолированной мишени, имеющей емкость  $C$  относительно электрода (в работе таким электродом являлись стенки камеры), получаем

$$V = eN_0(eV)^{1/2} \left(1 + \frac{kT_e}{2eV}\right) \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) \frac{1}{C(\pi kT_e)^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $N_0$  – полное число электронов в плазме;  $e$  – элементарный заряд;  $k$  – постоянная Больцмана. Выражение (1) получено в предположении, что все электроны, обладающие энергией, превышающей  $eV$ , попадают на стенки камеры. Таким образом происходит заряд емкости  $C$  до потенциала  $V$ , когда электроны максвеллизированы и влиянием двойного слоя на границе плазмы можно пренебречь. Расчет, проведенный по формуле (1), при фиксированных  $N_0/C$  дает зависимость  $V(T_e)$ , близкую к  $V \sim T_e$ . Скачок потенциала  $V$  зависит от отношения  $N_0/C$  весьма слабо: при изменении  $N_0/C$  от  $10^{27}$  до  $10^{29}$  скачок  $V$  меняется (увеличивается) менее чем в 2 раза. В соответствии с [13, 14]  $T_e \sim \Phi^{4/9}$  или  $\Phi^{2/3}$  (показатель степенной функции зависит от экспериментальных условий), и, следовательно, потенциал  $V$  должен быть пропорционален  $\Phi^{4/9+2/3}$ . Однако эксперимент показал (см. рис.3, 4), что имеет место более сильная зависимость  $V \sim \Phi^\alpha$ , где  $1 \leq \alpha \leq 2$  и определяется атомным весом материала мишени.

Вместе с тем, исходя из анализа осциллограмм скачка потенциала и корреляции его с лазерным импульсом (рис.2), можно видеть, что имеет место временной сдвиг между максимумом  $V$  и максимумом  $\Phi$ , причем с уменьшением интенсивности излучения этот сдвиг увеличивается. Максимум  $V$  достигается на временах, более поздних, чем максимум  $\Phi$ . Такой временной сдвиг легко объяснить, если предположить, что  $V < \phi$ , где  $\phi$  – разность потенциалов на двойном слое. В этом случае между границей плазмы и электродом образуется потенциальная яма для электронов, которая ограничивает ток зарядки конденсатора  $C$ . Предполагая, что распределение электронов по энергии является максвелл-больцмановским, и пренебрегая током утечки, получаем

$$V = j_e \exp\left(-\frac{e\phi}{kT_e}\right) \tau \frac{S}{C}, \quad (2)$$

где  $j_e = en_e(2kT_e/\pi m_e)^{1/2}/2$  – плотность теплового тока электронов;  $m_e$  – масса электрона;  $e\phi$  – глубина потенциальной ямы двойного слоя для электронов;  $\tau$  – длительность лазерного импульса;  $n_e$  – плотность электронов;  $S$  – площадь плазменной поверхности. Полагая, что  $S$  – площадь пятна фокусировки, и учитывая, что  $T_e \sim \Phi^{4/9+2/3}$ ,  $n_e = Zn_i$  (исходя из квазинейтральности плазмы), где  $Z = 1$  ( $Z$  – средний ионный заряд) и  $n_i \sim N_i \sim \Phi^{0.9+1.1}$  ( $N_i$  – полное число ионов в плазме), при  $\Phi$  вблизи порога плазмообразования [15] имеем  $V \sim \Phi^{\alpha_{th}}$  ( $1.1 \leq \alpha_{th} \leq 1.4$ ). Верхний предел в данных оценках занижен из-за того, что не учитывается увеличение  $S$  с увеличением  $\Phi$ . Для двумерной геометрии при  $S \ll \pi \tau^2 kT_e/2m_i$  (где  $m_i$  – масса иона) имеем  $T_e \sim \Phi^{4/9+2/3}$ . Это дает верхний предел  $\alpha_{th} \sim 2$ , что хорошо согласуется с экспериментом.

Таким образом, из проведенного анализа видно, что при интенсивностях лазерного излучения, близких к порогу плазмообразования, реально регистрируемый ска-

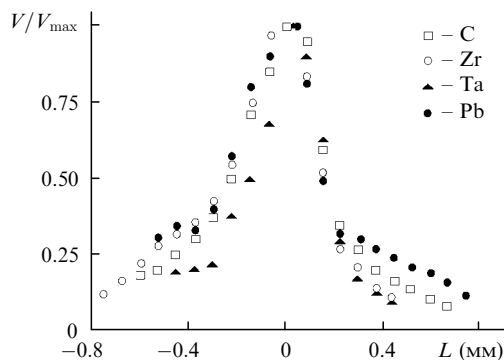


Рис.5. Зависимости относительного изменения скачка потенциала мишени  $V/V_{\max}$  от расстояния до фокальной плоскости  $L$  для различных материалов мишени при заземленном электроде.

чок потенциала на лазерной мишени (электроде) самым существенным образом может зависеть от наличия двойного слоя на границе плазмы. Несмотря на достаточную сложность интерпретации полученных результатов, эксперимент показал, что между интенсивностью  $\Phi$  и скачком  $V$  существует однозначная связь: с увеличением  $\Phi$  наблюдается монотонный рост  $V$ .

На рис.5 приведены результаты экспериментального измерения  $V$  при расфокусировке лазерного излучения с сохранением его энергии (мощности). Расфокусировка осуществлялась продольным смещением линзы  $b$  (см. рис.1) в обе стороны с соответствующим смещением ее фокальной плоскости на расстояние  $L$ . Из рис.5 видно, что вне зависимости от материала мишени максимальное  $V$  достигается при минимальном размере пятна фокусировки или максимальном  $\Phi$ . Полученные результаты представляются весьма важными, поскольку позволяют предложить достаточно простой метод контроля  $\Phi$  в лазерноплазменных установках.

Весьма интересным представляется использовать потенциал мишени для контроля параметров лазерной плазмы, в частности одного из важнейших ее параметров – электронной температуры. Однако применить для этих целей формулу (2) весьма затруднительно из-за зависимости ее от многих параметров, включая физические условия образования и разлета плазмы, для которых достаточно трудно найти простые аналитические выражения. В этой связи более перспективным представляется нахождение экспериментальных методов измерения разности потенциалов на двойном слое  $\varphi$ , которая главным образом должна зависеть от параметров лишь самой плазмы. Определить ее можно как плавающий потенциал плазмы, исходя из предположения равенства электронного и ионного токов, протекающих сквозь двойной слой (аналогично тому, как это делается для электрических зондов [16]):

$$\varphi = \frac{1}{2} kT_e \ln \frac{2m_i}{\pi m_e}$$

Отсюда для атомного веса иона  $A = 12 - 200$  имеем  $kT_e \approx (0.16 - 0.2)\varphi$ . Более строгий теоретический анализ зависимости  $\varphi(T_e)$  для лазерной плазмы (без учета ее расширения) проведен в [17], где получено  $kT_e \sim 0.2\varphi$ .

В работе [18] показано, что повышение давления в вакуумной камере до  $10^{-2}$  Тор, благодаря образованию фоновой плазмы в пространстве между мишенью и электродом, позволяет увеличить электронный ток, текущий

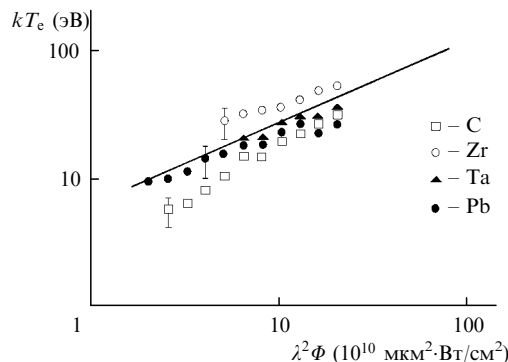


Рис.6. Зависимости  $kT_e$  от  $\lambda^2\Phi$  для различных материалов мишени при вакууме  $2 \cdot 10^{-2}$  Тор и заземленном электроде, а также результаты, приведенные в обзорной работе [14] (прямая).

от мишени на электрод. Это равносильно включению низкоомного сопротивления в цепь между отрицательной составляющей двойного слоя и электродом. Основываясь на этих результатах, можно было ожидать, что для данных экспериментальных условий увеличение электронного тока за счет ухудшения вакуума до  $10^{-2}$  Тор позволит зарядить конденсатор  $C$  до максимально возможного потенциала, равного  $\varphi$ .

На рис.3, 4 приведены экспериментальные зависимости  $V$  и  $|V_e|$  от  $\Phi$  при давлении  $2 \cdot 10^{-2}$  Тор. В этом случае в пределах экспериментальной погрешности наблюдается удовлетворительное соответствие между изменением потенциала мишени и изменением температуры в зависимости от интенсивности лазерного излучения:  $V(\Phi) \sim \Phi^\alpha$ , где  $\alpha = 0.7$  для мишени из углерода и  $0.5$  для мишеней из Zr, Ta, Pb. Отклонение экспериментальных зависимостей от вышеуказанных вблизи порога плазмообразования может быть следствием отражения определенной части лазерного излучения металлическими поверхностями (Zr, Ta). Это подтверждается тем фактом, что для мишени из C такая аномалия в зависимости  $V(\Phi)$  отсутствует вплоть до порога плазмообразования. Для мишени из Pb выбранный диапазон находится существенно выше порога плазмообразования.

На рис.6 показана зависимость электронной температуры лазерной плазмы от параметра  $\lambda^2\Phi$  ( $\lambda$  – длина волны лазерного излучения), построенная по результатам различных экспериментов, приведенным в обзорной работе [14]. На рис.6 приведены также экспериментальные результаты настоящей работы по измерению  $T_e$  при вакууме  $2 \cdot 10^{-2}$  Тор, исходя из зависимости  $kT_e = (0.16 - 0.2)V$ , где числовой коэффициент, как указывалось выше, зависит от  $A$ . Видно, что имеет место удовлетворительное совпадение этих результатов с зависимостью  $kT_e$  от  $\Phi$ , приведенной в [14], при учете того, что  $kT_e$  нами дается с точностью до коэффициента  $(A/Z)^{1/3}$ . Вместе с тем, несмотря на достаточно хорошее совпадение результатов, возможность использования  $V$  для числового расчета  $T_e$  по вышеуказанной зависимости требует более детальных физических исследований.

### Заключение

Результаты проведенных экспериментов и анализ опубликованных работ подтверждают корректность предложенного объяснения появления скачка потенциала на лазерной мишени возникновением двойного слоя из-за различия в массах электронов и ионов. Исследования за-

висимости скачка потенциала лазерной мишени от интенсивности лазерного излучения показали однозначную зависимость между этими величинами, что позволяет предложить простой способ контроля параметров лазерного излучения (интенсивности, пятна фокусировки).

Предложенный способ использования скачка потенциала лазерной мишени для определения электронной температуры лазерной плазмы позволяет существенно упростить измерение одного из важнейших параметров лазерноплазменных установок и повысить его экспрессность.

Работа выполнена при поддержке УНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия» в рамках ФЦП «Интеграция».

1. Silfvast W.T., Szeto L.H. *Appl.Phys.Letts*, **31**, 726 (1977).
2. Mendel C.W., Olsen J.N. *Phys.Rev.Letts*, **34**, 859 (1975).
3. Антипов А.А., Грасюк А.З., Лосев Л.Л., Луценко А.П., Мешалкин Е.А. *Физика плазмы*, **13**, 336 (1987).
4. Бархударов Э.М., Гелашвили Г.В., Гумберидзе Г.Г., Тактакишвили М.И. *Физика плазмы*, **10**, 757 (1984).
5. Дементьев Д.А., Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **8**, 1532 (1981).
6. Кабашин А.В., Никитин П.И. *Квантовая электроника*, **24**, 551 (1997).
7. Кабашин А.В., Никитин П.И., Марине В., Сентис М. *Квантовая электроника*, **25**, 26 (1998).
8. Daido H., Mima R. et al. *Phys.Rev.Letts*, **56**, 846 (1985).
9. Peariman J.S., Dahibacka G.H. *Appl.Phys.Letts*, **31**, 414 (1977).
10. Vanjamen R.F., McCall G.H., Ehler A.W. *Phys.Rev.Letts*, **42**, 890 (1979).
11. Barhudarov E.M., Gelashvili G.V., Gumberidze G.G. *XV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Bases* (Minsk, 1981, p. 207).
12. Crow J.E., Auer P.L., Allen J.E. *Plasma Phys.*, **14**, 65 (1975).
13. Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. *Труды ФИАН*, **76**, 186 (1974).
14. Tonon G.F. *IEEE Trans.Nuclear Science*, **19**, 172 (1972).
15. Yamanato T., Munakata T., Nomiga Y. et al. *Jap.J.Appl.Phys.*, **23**, 1337 (1984).
16. Хаддлстоун Р., Лернард С. *Диагностика плазмы* (М., Мир, 1967, с.94–164).
17. Гуревич А.В., Мещеркин А.П. *Физика плазмы*, **9**, 955 (1983).
18. Бархударов Э.М., Гелашвили Г.В., Гумберидзе Г.Г. *Физика плазмы*, **12**, 1489 (1986).