

УДК 533.9.082.76

PACS: 52.38.-r, 52.38.kd,
52.50.Jm, 52.70.-m, 52.70.Ds**Зондовые исследования лазерной плазмы при интенсивности излучения на мишени на уровне 10^9 Вт/см²***С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. С. Каторов, В. О. Ревазов, Р. Х. Якубов*

Зафиксировано появление трех групп заряженных частиц при воздействии импульса лазерного излучения оптического диапазона с интенсивностью $\sim 10^9$ Вт/см² на металлическую мишень в среде разреженного газа. Результаты измерений электронной температуры образующейся плазмы хорошо согласуются с результатами модельных расчетов для оценки электронной температуры в области поглощения лазерного излучения при параметрах, отвечающих условиям представленных экспериментов.

Ключевые слова: зондовая диагностика, лазерная плазма, мишень.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-3-187-201

Введение

Обычные искровые разрядники получили широкое распространение в силу своей уникальной способности коммутировать токи большой силы и высокие напряжения, часто встречающиеся в современных исследованиях [1–4]. Со временем возникли новые направления использования коммутаторов, которые, помимо способности коммутировать большие токи и высокие напряжения, требовали малых времен задержки и разброса

срабатывания. К числу подобных приложений относятся, например, электрооптические затворы для высокоскоростной фотографии и радиографии [5], радары с высоким пространственным разрешением [6]. Обычные искровые разрядники не могут удовлетворить этим требованиям. Лазеры дали новый импульс развитию сильноточных высоковольтных коммутаторов, а именно, появились разрядники с лазерным поджигом [7, 8]. В настоящий момент перспективным для ряда приложений классом управляемых быстродействующих коммутаторов, запускаемых импульсом лазерного излучения, являются вакуумные разрядники [9, 10].

Целью данной работы было исследовать физические процессы, протекающие в плазме, образующейся при воздействии на поверхность твердотельной мишени лазерного излучения с интенсивностью порядка 10^9 Вт/см² в присутствии разреженной газовой среды, а в качестве инструмента исследования был выбран одионный зонд Ленгмюра.

Давыдов Сергей Геннадьевич, нач. лаборатории.

Долгов Александр Николаевич, в.н.с., д.ф.-м.н.

Каторов Алексей Сергеевич, инженер 1-й кат.

E-mail: katorovalexey@mail.ru

Ревазов Владислав Олегович, зам. нач. отдела.

Якубов Рустам Халимович, нач. отделения –
нач. отдела, к.т.н.

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова.

Россия, 127055, Москва, ул. Суцёвская, 22.

Статья поступила в редакцию 27 ноября 2020 г.

© Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Каторов А. С.,
Ревазов В. О., Якубов Р. Х., 2021

Методика эксперимента

Исследования лазерной плазмы проводились на экспериментальном стенде, блок-схема которого показана на рис. 1. Средняя интенсивность лазерного излучения, падающего на мишень, составляла $q \approx 10^9$ Вт/см². Длина волны падающего на мишень излучения – $\lambda = 0,53$ мкм. Длительность импульса лазерного излучения на полувысоте импульса – $\tau_{ли} = 20$ нс. Плоская мишень ($S_m = 40$ мм²), изготовленная из ковара, и цилиндрический электростатический зонд размещались внутри оптически прозрачной вакуумной камеры, оснащенной двухэлектродной системой электрических вводов и откачиваемой последовательно форвакуумным и магнито-разрядным насосами до остаточного давления $\sim 10^{-4}$ – 10^{-2} мм рт. ст.

Лазерное излучение при проведении исследований фокусировалось на мишень на расстоянии от зонда $b = 6$ мм. Угол падения лазерного луча на мишень был близок к нулю (нормальное падение на поверхность мишени), а угол между нормалью к поверхности мишени и направлением от пятна фокусировки лазерного луча к зонду составлял $\alpha = 9^\circ$.

Мишень находилась под постоянным нулевым потенциалом и выполняла до-

полнительную функцию противозонда (опорного электрода). Знак и величина потенциала зонда могли варьироваться в пределах от -500 В до $+500$ В. Напряжение, называемое в дальнейшем сигналом с зонда (на согласующем сопротивлении номиналом $R_{согл} = 47$ Ом, по которому протекал ток, поступающий на зонд), регистрировалось осциллографом Tektronix TDS 2024C с наносекундным временным разрешением при заданном потенциале зонда. Для полученного при различных значениях потенциала зонда набора осциллограмм сигнала с зонда производились временные срезы, т. е. определялись значения тока на зонд в фиксированный относительно начала импульса лазерного излучения момент времени при различных значениях потенциала зонда. В дальнейшем это позволяло построить вольт-амперные характеристики (ВАХ) зонда в избранные моменты времени после начала облучения мишени излучением лазера. В качестве положительного тока на зонд был принят, как обычно, ток электронов.

Электростатический зонд был изготовлен из стальной проволоки диаметром $d = 1$ мм, длина рабочей, т. е. «обнаженной», незаизолированной части, составляла $h = 2,5$ мм. Таким образом, площадь поверхности рабочей части зонда составляла

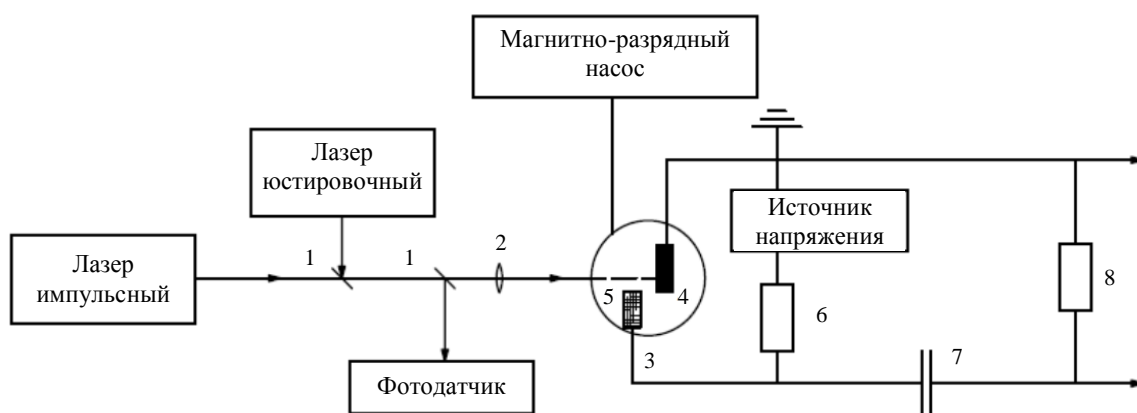


Рис. 1. Блок-схема экспериментального стенда: 1 – полупрозрачные зеркала; 2 – собирающая линза; 3 – вакуумная камера; 4 – мишень из ковара (29НК); 5 – зонд; 6 – резистор с сопротивлением 20 кОм; 7 – конденсатор с емкостью 2,2 мкФ; 8 – резистор с сопротивлением 47 Ом.

примерно $S_{\text{зонд}} = 8 \text{ мм}^2$. Нерабочая часть зонда была изолирована от контакта с плазмой с помощью диэлектрического экрана (в виде керамической трубки). Диапазон используемых значений потенциала зонда ограничивался возникновением самостоятельного разряда в остаточном газе между зондом и мишенью.

Ожидаемый режим регистрации заряженных частиц

В зависимости от соотношения характерных размеров зонда (d , h) и характерных масштабов плазмы (длины свободного пробега электронов λ_e и ионов λ_i , длины релаксации энергии электронов $\lambda_{\epsilon e}$ и ионов $\lambda_{\epsilon i}$, дебаевской длины экранирования r_D , толщины призондового слоя пространственного заряда x) различают несколько режимов работы зонда. При этом нужно учитывать, что $\lambda_e \ll \lambda_{\epsilon e} = \lambda_{\epsilon} = \delta^{-1/2} \lambda_e$, где $\delta = 10^{-2} - 10^{-4}$ – средняя доля потери энергии электроном в одном столкновении, в то время как для ионов $\delta \approx 1$ и $\lambda_i \approx \lambda_{\epsilon i}$.

При $\lambda = \lambda_e \approx \lambda_i \gg x$ реализуются условия бесстолкновительного слоя (классический зонд Ленгмюра [11, 12]), при $\lambda_e \ll x \ll \lambda_{\epsilon}$ реализуется диффузионный режим для электронов, а при $x \gg \lambda_{\epsilon}$, λ_i реализуется режим сплошной среды. Для оценок можно полагать толщину призондового слоя от величины порядка радиуса Дебая [13] до $x \approx (5-7) \times r_D$ [14].

В той части ВАХ зонда, где расположена переходная область, в случае максвелловского распределения электронов температура плазмы связана с током электронов на зонд i_e соотношением:

$$T_e = -e / \left[d \ln i_e / d \phi_{\text{зонд}} \right], \quad (1)$$

где e – заряд электрона; $\phi_{\text{зонд}}$ – потенциал зонда.

В точке выхода электронного тока на насыщение его значение позволяет найти концентрацию электронов n_e :

$$I_{\text{ен}} = en_e v_e S_{\{\text{зонд}\}} / 4, \quad (2)$$

где $v_e = kT / \pi m_e^{1/2}$ – средняя скорость электронов; $S_{\{\text{зонд}\}}$ – площадь собирающей заряды поверхности с учетом толщины x призондового слоя; k – постоянная Больцмана; m_e – масса электрона.

Исходя из энергии лазерного излучения $E_{\text{ли}} \approx 10^{-2}$ Дж, размеров пятна фокусировки, скорости увеличения глубины прогрева материала мишени, энергии сублимации и ионизации молекул материала мишени, можно оценить количество N заряженных частиц, эмитируемых с поверхности мишени:

$$E_{\text{ли}} \times t / \tau_{\text{ли}} = \epsilon_{\text{си}} N, \quad (3)$$

$$N = \rho_m N_A / \mu_m \times \chi t^{1/2} S_{\text{фок}}, \quad (4)$$

где t – время, в течение которого происходит образование сгустка плазмы, экранирующего поверхность мишени от излучения лазера; $\epsilon_{\text{си}} \approx 12$ эВ – суммарная энергия сублимации и ионизации атомов материала мишени; ρ и μ – плотность и молярная масса материала мишени; N_A – число Авогадро; χ – коэффициент температуропроводности материала мишени; $S_{\text{фок}}$ – площадь пятна фокусировки на мишени. Искомое число частиц N оказывается порядка 10^{14} и является, по-видимому, оценкой снизу. Если же принять, что практически вся энергия лазерного излучения будет затрачена на образование плазмы, то подобная оценка сверху даст значение примерно 3×10^{15} частиц одного знака. Таким образом, концентрация частиц в плазменном факеле, достигающем зонда, может составить величину $10^{10} - 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, если полагать, что разлет плазмы факела происходит изотропно. При этом концентрация молекул остаточного газа составляет $\sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Учитывая, что интенсивность падающего на мишень излучения близка к плотности потока энергии в центрах взрывной эмиссии электронов в ка-

тодном пятне, можно ожидать, что температура электронов в факеле лазерной плазмы окажется близкой к значениям этого параметра в плазме вакуумной искры или дуги, соответственно, в диапазоне 0,2–5 эВ [15–17]. Оценка радиуса Дебая для плазмы факела в этом случае дает величину $\sim 10^{-5}$ м, что примерно на порядок больше длины свободного пролета частиц в газе атмосферного давления. Таким образом, мы можем ожидать, что зонд будет регистрировать поток частиц в режиме тонкого бесстолкновительного слоя.

Рассмотрим ожидаемые величины ионных токов на зонд в указанной ситуации. Если использовать выражение для плотности тока насыщения ионов на сферический зонд в разреженной изотропной плазме с учетом проникновения поля зонда в плазму при $T_e \gg T_i$, полученное Бомом, то придем к соотношению (вытекающему из решения кинетических уравнений):

$$\begin{aligned} I_{\text{ен}} / I_{\text{ин}} &= Z_{\text{эф}} / 0,8\pi^{1/2} \times M_i / m_e^{1/2} = \\ &= Z_{\text{эф}} / 1,4 \times M_i / m_e^{1/2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $Z_{\text{эф}}$ – средняя или эффективная зарядность ионов. Для разреженной изотропной изотермической ($T_e = T_i$) плазмы с учетом проникновения поля зонда в плазму для сферического зонда получим (из анализа движения частиц в центрально симметричном поле):

$$I_{\text{ен}} / I_{\text{ин}} = Z_{\text{эф}} / 1,47 \times M_i / m_e^{1/2}. \quad (6)$$

Для разреженной неизотермической ($T_e \ll T_i$) плазмы (из анализа траекторий ионов)

$$I_{\text{ен}} / I_{\text{ин}} = Z_{\text{эф}} / 2\pi^{1/2} k \times M_i / m_e^{1/2}, \quad (7)$$

где $k = 0,8$ для сферического зонда ($2\pi^{1/2}k = 2,8$) и $k = 0,4$ для цилиндрического зонда ($2\pi^{1/2}k = 1,4$) [18].

Автор работы [19] получил выражение для $I_{\text{ин}}$ с центрально симметричным полем зонда с учетом уменьшения концентрации ионов перед переходным слоем, где происходит ускорение ионов до скорости Бома, в случае отрицательного потенциала зонда. В окрестности зонда, обладающего отрицательным потенциалом, концентрации электронов и ионов падают по мере приближения к зонду, но разным образом. Концентрация электронов убывает потому, что электроны отражаются зондом. Напротив, ионы ускоряются в направлении зонда и их концентрация падает в силу непрерывности плотности тока. Слой положительного объемного заряда может сформироваться только в том случае, когда концентрация ионов превосходит концентрацию электронов на краю слоя, а чтобы концентрация ионов убывала медленнее, чем концентрация электронов, ионы должны достигать слоя со скоростью, превышающей скорость Бома $(kT_e/M_i)^{1/2}$. В этом случае:

$$\begin{aligned} I_{\text{ен}} / I_{\text{ин}} &= \left[Z_{\text{эф}} / 0,6 \cdot 2\pi^{1/2} \right] M_i / m_e^{1/2} = \\ &= Z_{\text{эф}} / 1,5 M_i / m_e^{1/2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Результаты эксперимента и их первичный анализ

Исследователи, использующие в своих работах в качестве средства диагностики нестационарной плазмы зонды Ленгмюра, отмечают, что наличие высокочастотных колебаний в плазме приводит к искажениям ВАХ зонда. Причем, в первую очередь, это касается ионной ветви ВАХ и часто выражается в виде регистрации аномально больших ионных токов насыщения, сравнимых по величине с электронными токами насыщения [20–22]. С целью оценки возможностей достоверной интерпретации ВАХ в условиях описываемых экспериментов, было принято решение о проведении на первом этапе регистрации сигналов

с зонда с интегрированием по времени. Интегрирование поступающего с зонда сигнала при различных значениях потенциала зонда производилось путем численного интегрирования регистрируемых осциллограмм сигнала.

Вид интегральных ВАХ (их можно было бы назвать, по аналогии, вольт-кулоновскими характеристиками – ВКХ) в

целом соответствует классической теории зонда Ленгмюра в разреженной плазме (см. рис. 2). Наличие ступеньки в области электронной ветви может означать, что регистрируемая зондом плазма представляет собой поток, который обладает довольно значительной скоростью, по-видимому, существенно превышающей ионно-звуковую скорость [18].

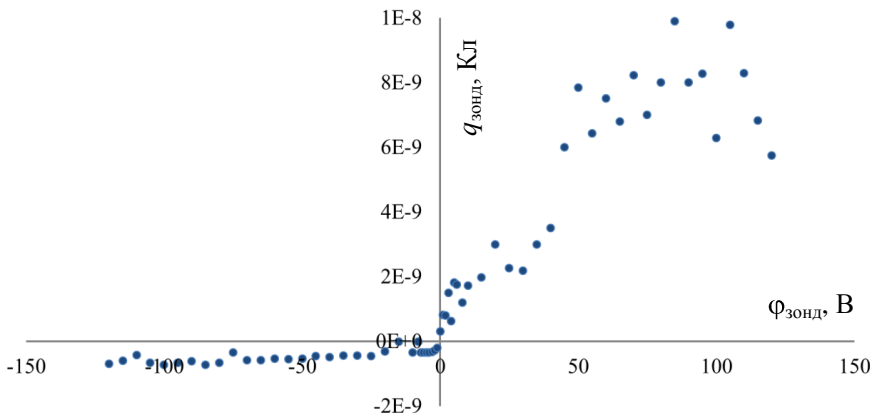


Рис. 2. Вольт-кулоновская характеристика лазерной плазмы.

При восстановлении соответствующих $I_{ен}/I_{ин}$ величин на ВКХ по принятой для восстановления токов насыщения методике [12, 13, 18, 23] получено отношение интегральных зарядов $q_{es}/q_{is} = 250\text{--}400$. Для металлов из состава ковара (Fe, Co, Ni) соответствующее отношение имеет величину $(m_i/m_e)^{1/2} = 325\text{--}333$, а для азота (основной компоненты из состава остаточных газов) оно имеет величину 164. Если $Z_{эф} \approx 3$, как это имеет место при искровом разряде по литературным данным [15, 16], то отношение токов насыщения $I_{ен}/I_{ин}$, а соответственно, и q_{es}/q_{is} должно составлять примерно 430–480 для ковара и примерно 330–350 для остаточного газа. Если же принять $Z_{эф} \approx 1,5$ (что ближе для дуги – продолжая аналогию с плазмой вакуумного разряда), то получим примерно 330 и 240 соответственно, что дает вполне удовлетворительное совпадение с полученным в эксперименте значением указанного параметра.

Автор работы [24] в экспериментах с разреженной плазмой высокочастотного разряда зарегистрировал ВАХ зонда Ленгмюра похожей ступенчатой формы. Он

трактовал данное обстоятельство как наличие пучка достаточно высокоэнергетичных электронов. Оценка электронной температуры, выполненная по результатам линейной аппроксимации двух участков ВКХ в области положительных потенциалов зонда (см. рис. 3), построенной в полулогарифмическом масштабе [12, 18, 23], дает двухтемпературное распределение и следующие величины для холодной (в левой части ВКХ) и горячей (в правой части ВКХ) компонент $T_{ec} = (4 \pm 2)$ эВ и $T_{eh} = (10 \pm 2)$ эВ. Тем самым мы характеризуем, возможно, присутствующий в плазме пучок величиной, близкой к средней кинетической энергии, приходящейся на частицу. Однако нам данная трактовка ВАХ представляется сомнительной. Частицы с более высокой энергией должны проявлять себя, в первую очередь, при отталкивающем, т. е. отрицательном потенциале зонда. Действительно, тот же автор приводит пример зарегистрированной ВАХ с двухтемпературным распределением электронов, т. е. в ситуации, когда в плазме

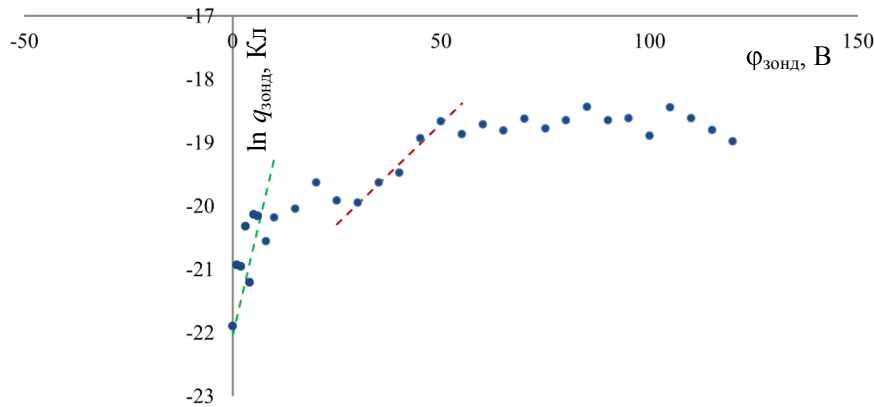


Рис. 3. Вольт-кулоновская характеристика лазерной плазмы в полулогарифмическом масштабе.

присутствуют две группы электронов, каждая обладающая распределением Максвелла по энергиям, но отличающиеся температурой. При этом не наблюдается двухступенчатой структуры ВАХ. Мы считаем, что предпочтительней трактовать зарегистрированную ВКХ именно как свидетельство присутствия сверхзвукового потока плазмы с температурой электронов, соответствующей вышеуказанной холодной компоненте.

На осциллограммах сигнала с зонда ($b = 6$ мм, $\alpha = 9^\circ$) просматриваются три группы заряженных частиц (см. рис. 4): 1-я группа возникает практически синхронно с импульсом лазерного излучения; 2-я группа фиксируется примерно через 150 нс (пик сигнала с зонда, т. е. максимум потока частиц на зонд) после старта лазерного излучения; 3-я группа фиксируется примерно через ~ 500 нс (пик сигнала с зонда) после старта лазерного излучения.

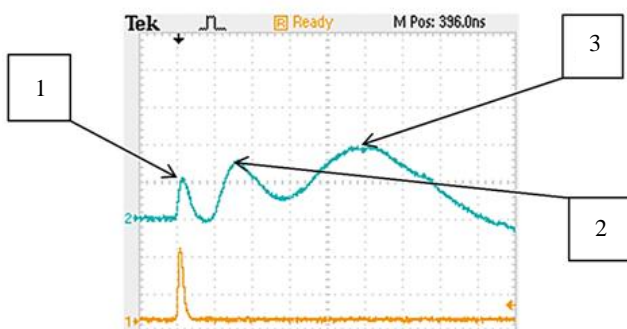


Рис. 4. Осциллограмма сигнала с зонда при потенциале зонда +60 В. Луч 1 – интенсивность лазерного излучения; луч 2 – ток на зонд, чувствительность 10 мА (а), развертка 100 нс/дел.

Вид ВАХ для 1-й и 2-й групп частиц обнаруживает возможность проведения с их помощью оценки электронной температуры и электронной концентрации, но не дает возможности осуществить оценку концентрации ионов. Особенно заметна аномальность ионного тока для 1-й группы частиц (см. рис. 5). Нечто подобное наблюдалось в работе [25], где зафиксировано даже превышение тока насыщения электронов током насыщения ионов. На ВАХ, соответствующей 2-й группе частиц, отчетливо прослеживается «ступенька» на электронной ветви, что говорит нам о том, что 2-я группа частиц – быстро движущийся корпускулярный поток (см. рис. 6). На ВАХ, соответствующей 1-й группе частиц, столь отчетливые признаки формирования плазменного потока отсутствуют. Для ВАХ, отвечающих 1-й и переднему фронту 2-й группы частиц, характерно отрицательное значение плавающего потенциала, который в дальнейшем становится и сохраняется равным нулю. Это может говорить, в частности, о том, что в плазме, отвечающей 1-й и переднему фронту 2-й группы частиц, преобладает электронная компонента. Зато ВАХ, отвечающая 3-й группе частиц, не позволяет сделать никаких заключений, кроме единственного: в плазме, каковой является, по-видимому, эта группа частиц, происходят сильные колебания, собственное электрическое поле которых превосходит по величине поле, создаваемое в плазме зондом (см. рис. 7) [26–28].

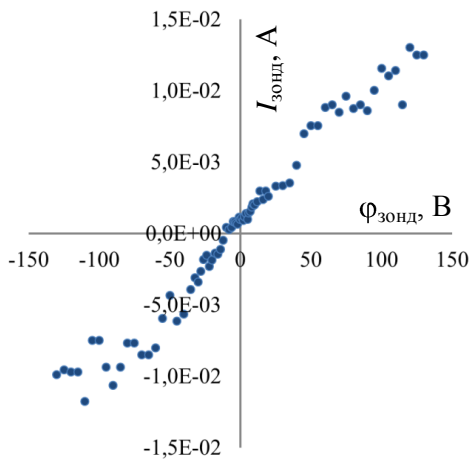


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика лазерной плазмы, регистрируемая зондом через 10 нс после старта воздействия лазерного излучения на мишень.

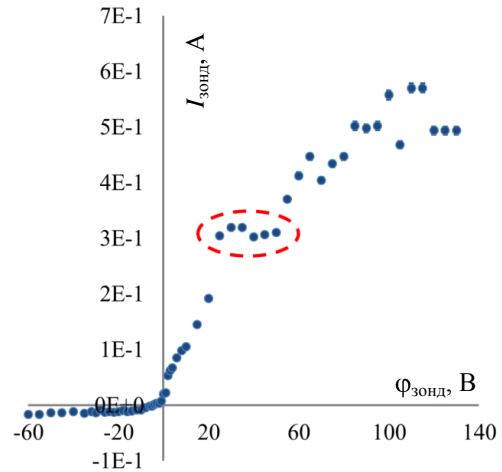


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика лазерной плазмы, регистрируемая зондом через 150 нс после старта воздействия лазерного излучения на мишень. Отмечена «ступенька» на электронной ветви.

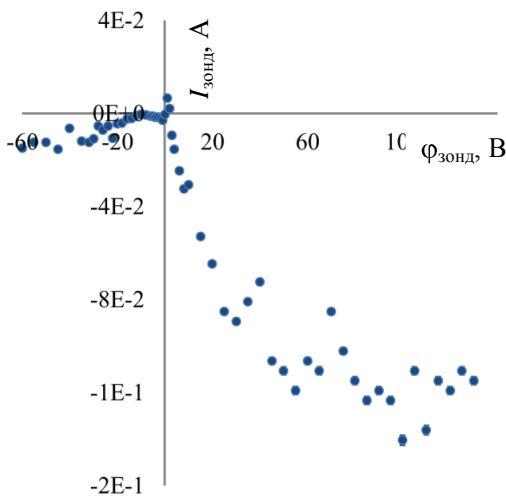


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика лазерной плазмы, регистрируемая зондом через 500 нс после старта воздействия лазерного излучения на мишень.

Авторы работы [29] указывают на то обстоятельство, что эмитируемые зондом и поступающие в плазму электроны способны стать причиной резкого возрастания кажущегося тока насыщения ионов. Оценим, с этой точки зрения, возможности термоэмиссии электронов. Энергию, приносимую на зонд потоком бомбардирующих его электронов, оценим с запасом, исходя из величины заряда насыщения зонда $(\phi_{зонд})_{max} = 500 \text{ В}$ как $E_{терм} \approx 10^{-5} \text{ Дж}$. Далее принимаем длительность всего процесса нагрева равной $\Delta t \approx 10^{-6} \text{ с}$ и решаем уравнение:

$$E_{терм} = c_{зонд} \times \rho_{зонд} \times S_{зонд} \chi_{зонд} \Delta t^{1/2} \Delta t, \quad (9)$$

где $c_{зонд}$ и $\rho_{зонд}$ – удельная теплоемкость и плотность материала зонда; $\chi_{зонд} = \mu / (\rho_{зонд} c)$ – коэффициент температуропроводности материала зонда; μ – теплопроводность материала зонда. Увеличение температуры зонда ΔT при контакте с плазмой оказывается меньше 1 К, т. е. влиянием термоэмиссии, вероятно, можно пренебречь. Влиянием вторичной ион-электронной эмиссии, вероятно, также в силу того обстоятельства, что ее показатель для металлов меньше единицы. В тоже время превышение кажущегося тока

насыщения ионов по сравнению с теоретически ожидаемым, исходя из регистрируемого тока насыщения электронов, значительно больше двухкратного.

Имеется еще одно обстоятельство, которое способно приводить к искажению ВАХ, к ее деформации и даже к появлению на ней перегибов. Имеется в виду наличие и появление в процессе измерений на поверхности зонда загрязнений. Например, образование на поверхности металлического зонда диэлектрической пленки способно значительно увеличить омическое сопротивление в цепи зонда. Следствием будет то, что отнюдь не все напряжение на промежутке «зонд-противозонд» будет приложено к призондовому слою объемного заряда, как это подразумевается при построении теоретической модели свойств зонда. Следует отметить, что наша ситуация обладает тем преимуществом, что измерения зондовой характеристики проводятся в импульсном режиме с достаточно короткими импульсами. За счет большой емкости диэлектрического покрытия зонда вследствие его малой толщины будет происходить замещение омического сопротивления покрытия его реактивным емкостным сопротивлением. Подробнее остановимся на этом вопросе далее. Следует отметить, что, во-первых, неоднократное использование в процессе измерений отрицательных потенциалов зонда величиной 100 В и более способно эффективно очищать поверхность зонда от загрязнений. Во-вторых, изучение экспериментальных данных, приводимых в литературе и специально посвященных данному вопросу, демонстрирует, что искажения ВАХ под влиянием указанного фактора малы по сравнению с имеющимся в наших экспериментах случайным разбросом показаний прибора [14, 30].

Для 1-й группы частиц на пике сигнала с зонда при вакууме в системе $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст. получены следующие параметры плазмы: $T_e = (6 \pm 2)$ эВ, $n_e \approx 6 \times 10^{10}$ см $^{-3}$. Отметим,

что на переднем фронте данного сигнала температура электронов достигает 10 эВ. Для 2-й группы частиц: $T_e = (5 \pm 1)$ эВ, $n_e \approx 10^{11}$ см $^{-3}$. Скорости направленного движения частиц во 2-й и 3-й группах, соответствующие максимуму потока и определяемые по времени пролета, составляют примерно 4×10^4 м/с и $1,3 \times 10^4$ м/с, а кинетические энергии ионов в плазменном потоке составляют при этом ~ 500 эВ и ~ 60 эВ (предполагается, что регистрируются ионы материала мишени) соответственно. Оценка концентрации ионов для указанных групп частиц, исходящая из величины их направленной скорости и учитывающая, что площадь собирающей поверхности зонда в плазменном потоке представляет собой площадь проекции зонда на плоскость, ортогональную направлению потока, с учетом $Z_{эф} \approx 1$ дает величины $\sim 3 \times 10^{11}$ см $^{-3}$ и $\sim 4 \times 10^{12}$ см $^{-3}$. Временное разрешение зонда Ленгмюра при полученных значениях температуры и плотности плазмы вполне позволяет производить измерения с временным разрешением в наносекундном диапазоне [18, 31], что будет подтверждено соответствующими расчетами.

Обсуждение результатов эксперимента

Радиус Дебая для регистрируемой плазмы с $T_e \approx 5$ эВ и $n_e \approx 10^{11}$ см $^{-3}$ составит:

$$r_D \approx \varepsilon_0 k T_e / e^2 n_e^{1/2} \approx 10^{-5} \text{ м}, \quad (10)$$

где ε_0 – электрическая постоянная; k – постоянная Больцмана. Из чего следует, что зонд работает в режиме тонкого переходного призондового слоя [12, 23, 26]:

$$h, d \gg r_D, \quad (11)$$

т. е. для расчета концентрации электронов в плазме в качестве собирающей поверхности зонда фигурирует его геометрическая поверхность.

Оценим длину свободного пробега электронов в плазме. При рассеянии электронов на ионах длину свободного пробега λ можно оценить, используя соотношение для сечения кулоновского рассеяния:

$$\lambda \approx 1/(n_e \sigma_K), \quad (12)$$

$$\sigma_K = \pi \Lambda \left[Ze^2 / 2\pi \epsilon_0 m_e v_e^2 \right]^2, \quad (13)$$

где $\Lambda \approx 10$ – кулоновский логарифм (можно положить $Z_{эф} \approx 1$ в данном случае без особого ущерба для дальнейших рассуждений [32]). В интервале характерных энергий, регистрируемых для электронов, длина свободного пробега составит $\lambda \approx 0,3$ м. Не стоит забывать о наличии остаточного газа с концентрацией нейтральных молекул $n_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и сечением рассеяния порядка $\sigma_0 \approx 10^{-15} \text{ см}^2$, что соответствует длине свободного пробега $\sim 0,1$ м. Таким образом, выполняется соотношение:

$$\lambda \gg h, r_D, \quad (14)$$

т. е. зонд работает в бесстолкновительном режиме [12, 23, 26], следовательно, он вносит в плазму пренебрежимо малые возмущения, и мы с полным правом можем воспользоваться для интерпретации полученных результатов классической теорией ленгмюровского зонда, по крайней мере, для электронной ветви ВАХ.

Проведем оценку временного разрешения используемой методики измерений. Согласно автору работы [18], временное разрешение ленгмюровского зонда можно оценить следующим образом

$$\tau \approx 1/\omega_0, \quad (15)$$

$$\omega_0 = e^2 n_e / 4\pi \epsilon_0 m_e^{1/2}, \quad (16)$$

где ω_0 – круговая частота ленгмюровских колебаний, т. е. временное разрешение определяется временем установления дебаевской экранировки. В наших условиях

$\tau \approx 10^{-10} - 10^{-9}$ с. Иной подход предлагает автор работы [31]: в качестве оценки нижнего предела временного разрешения зонда Ленгмюра следует принимать время прохождения ионами переходного слоя. При температуре ионов порядка 5–10 эВ скорость ионов составит $\sim 5 \times 10^3$ м/с и указанное время прохождения переходного слоя порядка $10^{-9} - 10^{-8}$ с. Следовательно, результаты, полученные при восстановлении параметров исследуемой плазмы на основе ВАХ, регистрируемых с наносекундным временным разрешением, имеют право на существование.

Остановимся на рассмотрении причин, которые могут вызвать искажение результатов измерений за счет перераспределения потенциала между элементами цепи зонда.

Изменение напряжения на емкости $C \approx 2 \times 10^{-6}$ Ф в цепи зонда, определяющей его потенциал, в процессе поступления заряженных частиц на зонд при создаваемом частицами токе ~ 1 А за время порядка 10^{-8} с составляет величину $\sim 10^{-2}$ В, которой вполне можно пренебречь. Вероятное искажение потенциала зонда, обусловленное индуктивностью в цепи зонда, которую можно оценить величиной $L \approx 10^{-8}$ Гн, при изменении тока на зонд порядка 1 А за время $\sim 10^{-8}$ с составит порядка 1 В и также вряд ли заметным образом отразится на результатах измерений.

Одна из причин искажения результатов измерений при использовании зонда Ленгмюра – изменение свойств плазмы вблизи зонда из-за того, что диффузия электронов из невозмущенных областей плазмы не успевает компенсировать потери зарядов в его окрестностях за счет стока электронов на зонд. Влияние стока электронов на зонд тем сильнее, чем ближе потенциал зонда к потенциалу плазмы, т. е. при выходе тока электронов на зонд на насыщение. Зависимость степени искажения результатов измерений от стока электронов определяется отношением

омического сопротивления призондового слоя $R_{\text{пл}}$ к сопротивлению плазмы между противозондом (опорным электродом) и призондовым слоем $R_{\text{зонд}}$ [30]. Оценку сопротивления призондового слоя осуществим в предположении максвелловской функции распределения электронов [30]:

$$R_{\text{зонд}} = \left[4kT_e / 1,5n_e v_e e^2 S_{\{\text{зонд}\}} \right] \times \exp e\phi_{\text{зонд}} / kT_e \approx 5 \times 10^4 \text{ Ом} \quad (17)$$

где n_e , T_e и $\phi_{\text{зонд}}$ принимают значения 10^{11} см^{-3} , 5 эВ и 100 В соответственно. Что касается выполнения оценки сопротивления плазмы между противозондом и призондовым слоем, то для наглядной демонстрации степени приближенности оценки, что обусловлено сложной геометрией рассматриваемого промежутка, предлагается выполнить ее в двух вариантах. Удельное сопротивление плазмы, следуя [30], выразим как:

$$X_{\text{пл}} = m_e v_{\text{эф}} / e^2 n_e = m_e v_e / e^2 n_e \lambda \approx 3 \times 10^{-3} \text{ Ом}, \quad (18)$$

где n_e , v_e и λ принимают значения 10^{11} см^{-3} , 10^6 м/с и $b \text{ м}$ соответственно. Рассмотрим сначала ситуацию, следуя [30], когда замкнутый цилиндрический слой однородного проводника, ограниченный радиусами $d/2$ и b , протяженностью h равномерно пронизывают радиальные линии тока.

В этом случае с учетом $d/2 \ll b$ получим:

$$R_{\text{пл}} \approx (X_{\text{пл}} / 2\pi h) \ln(2b/d) \approx 0,5 \text{ Ом}. \quad (19)$$

Теперь рассмотрим ситуацию, когда слой не замкнут, но линии тока в его пределах распределены таким же образом, как и прежде. Площадь внешней цилиндрической поверхности слоя примем равной S_M . В этом случае получим:

$$R_{\text{пл}} \approx (X_{\text{пл}} l / S_M) \ln(2b/d) \approx 1 \text{ Ом}. \quad (20)$$

Как видим, условие незначительного влияния стока электронов на результаты измерений $R_{\text{пл}} / R_{\text{зонд}} \ll 1$ выполняется.

Согласно расчетам, проделанным авторами [33] для случая холодных ионов $T_i \ll T_e$, если диффузия электронов из невозмущенной плазмы не успевает компенсировать потери, связанные с их уходом на зонд, то ВАХ претерпевает определенные искажения. Например, если $R_{\text{пл}} / R_{\text{зонд}} \approx S_{\text{зонд}} / S_M \approx 1$ или $R_{\text{пл}} / R_{\text{зонд}} < 1$, то кривая ВАХ цилиндрического зонда на графике приобретает плавную затянутую форму и не наблюдается ее излом. Наоборот, при $R_{\text{пл}} / R_{\text{зонд}} \approx S_{\text{зонд}} / S_M \ll 1$ ВАХ должна иметь четко выраженный (с изломом) выход электронного тока на насыщение. В нашем случае $R_{\text{пл}} / R_{\text{зонд}} \ll 1$ и излом на ВАХ присутствует. Можно сделать вывод о том, что в нашем случае $T_i \approx T_e$.

Требуется уточнить, не происходит ли искажающее результаты измерений перераспределение потенциала между элементами внутреннего участка цепи зонда: имеется в виду промежутки «зонд-противозонд», обусловленное электрической емкостью элементов цепи.

Определимся сначала с диапазоном частот рассматриваемых явлений. Нас интересуют процессы, протекающие с характерными временами 10–100 нс. Следовательно, интересующий нас диапазон частот $\omega = 10^8 - 10^9 \text{ с}^{-1}$. Оценим импеданс диэлектрического слоя диэлектрика ($\epsilon \approx 1-10$), оказавшегося на поверхности зонда. Возьмем толщину диэлектрического слоя $\sim 10^{-7} \text{ м}$ (в реальности едва ли возможный случай, т. к. соответствует наличию $\sim 10^2 - 10^3$ слоев сорбированных атомов). При такой толщине диэлектрическая пленка на поверхности металла уже может быть практически сплошной, а не островковой, и создавать большое омическое сопротивление зонда. В этом случае емкость $\sim 10^{-9} \text{ Ф}$ и импеданс $Z_{\text{диэл}} \approx 1-10 \text{ Ом}$.

Если толщина слоя Дебая $10^{-5} - 10^{-4} \text{ м}$,

то толщина переходного слоя $\sim 5r_D$ и емкость переходного слоя у зонда $\sim 10^{-12}$ Ф. Далее получим импеданс переходного призондового слоя – $Z_{\text{зонд}} = 10^3\text{--}10^4$ Ом.

Емкость промежутка «зонд-противозонд» оценим как емкость уединенной сферы, имеющей радиус $d/2$, принимая во внимание, что $d/2 \ll b$:

$$C_{\text{пл}} \approx 2\pi \varepsilon_0 d \approx 10^{-14} \text{ Ф.} \quad (21)$$

Импеданс промежутка «зонд-противозонд» составит $Z_{\text{пл}} = 1/\omega C_{\text{пл}} \approx 10^5\text{--}10^6$ Ом.

Таким образом, сравнивая полученные путем оценок значения параметров $R_{\text{зонд}}$, $R_{\text{пл}}$, $Z_{\text{диэл}}$, $Z_{\text{зонд}}$ и $Z_{\text{пл}}$, приходим к выводу, что отсутствуют условия для перераспределения потенциала зонда на внутреннем участке цепи зонда.

Необходимо сделать одно замечание. Зарегистрированное значение тока насыщения электронов для вышеуказанной 1-й группы частиц согласуется с результатами приведенных оценок. Действительно: $(\varphi_{\text{зонд}}/I_{\text{ен}})_1 \approx 10^4$ Ом, где значения параметров $\varphi_{\text{зонд}}$ и $I_{\text{ен}}$ равны 10^2 В и 10^{-2} А соответственно. Однако для 2-й группы зарегистрированных частиц соотношение параметров иное: $(\varphi_{\text{зонд}}/I_{\text{ен}})_2 \approx 2 \times 10^2$ Ом ($\varphi_{\text{зонд}}$ и $I_{\text{ен}} = 10^2$ В и $0,5$ А). По-видимому, здесь имеет место явление, на которое указывают авторы [29]. Высокоскоростной поток ионов на цилиндрический зонд, ориентированный поперек потока плазмы, разрушает экранирующий слой объемного отрицательного заряда. В результате, не наступает насыщение электронного тока, что является следствием падения сопротивления призондового слоя. Таким образом, находит свое, пусть и косвенное, подтверждение предположение о том, что 2-я группа частиц – быстро движущийся корпускулярный поток.

Результаты измерений электронной температуры в наших экспериментах хорошо согласуются с результатами модельных расчетов. Например, расчет, выполненный на основе модели, разработанной

авторами [34], дает в качестве оценки электронной температуры в области поглощения лазерного излучения при параметрах, отвечающих условиям наших экспериментов, величину ~ 10 эВ.

Разлет лазерной плазмы из области пятна фокусировки происходит недостаточно быстро для того, чтобы обеспечить за время в несколько наносекунд создание вокруг зонда плазменной среды. Наблюдаемые в наших экспериментах скорости движения плазменных сгустков и соответствующие им кинетические энергии направленного движения ионов в составе плазмы при сравнимых или аналогичных интенсивностях лазерного излучения на мишени вполне соответствуют наблюдениям иных авторов [35–40]. Появление в спектре ионной эмиссии из лазерной плазмы ионов с энергиями, которые способны обеспечить требуемое экспериментальными данными быстрое появление плазмы в окрестностях зонда, возможно только при достижении несравнимо больших интенсивностей излучения $q \sim 10^{20}$ Вт/см² [34].

По-видимому, механизм первоначального быстрого образования плазмы, имеющей электронную температуру до ~ 10 эВ, связан с воздействием излучения и потока быстрых электронов из области пятна фокусировки на остаточный газ в окрестностях зонда. В пользу предположения, что именно таков механизм появления сигнала с зонда, отвечающего 1-й группе частиц, говорит и тот факт, что с ростом давления остаточных газов амплитуда сигнала возрастает.

Фиксируемая скорость 2-й группы регистрируемых зондом частиц позволяет предположить, что указанный сгусток плазмы – это результат амбиполярной диффузии плазмы в вакуум [16]. В пользу данного предположения свидетельствует и обнаруженное преобладание отрицательно заряженных частиц, т. е. электронов, на переднем фронте указанной группы частиц. Наконец, 3-я группа зарегистрирован-

ных частиц – это, по-видимому, результат газокинетического разлета плазмы из области вблизи пятна фокусировки.

Заключение

Проведенные оценки временного разрешения используемой методики измерений и результаты, полученные при восстановлении параметров исследуемой плазмы на основе ВАХ, регистрируемых с наносекундным временным разрешением, показали, что одиночный зонд Ленгмюра, по крайней мере, в соответствующих условиях вполне успешно может быть использован для исследования быстропротекающих процессов.

Зафиксировано появление трех групп заряженных частиц в окрестностях зонда: 1-я группа возникает практически синхронно с импульсом лазерного излучения, падающего на мишень; 2-я группа фиксируется примерно через 150 нс (пик сигнала с зонда, т. е. максимум потока частиц на зонд) после старта лазерного излучения; 3-я группа фиксируется примерно через ~500 нс (пик сигнала с зонда) после старта лазерного излучения.

Зарегистрированные в наших экспериментах ВАХ имеют одну и ту же отличительную черту – аномально большой ионный ток насыщения и большие флуктуации этого тока. Искажение ВАХ зонда, т. е. отличие их формы от классической, авторы связывают с раскачкой в плазме электростатических колебаний. Форма проинтегрированных по времени характеристик (ВКХ), близкая к классической, служит подтверждением мнения авторов по данному поводу. Сравнительный анализ полученных с временным разрешением ВАХ и проинтегрированных по времени ВКХ зонда показывает, что в условиях описываемых экспериментов до определенного момента времени, по крайней мере, до появления 3-й группы частиц, электронная ветвь ВАХ не подвергается значительным

искажениям и может быть использована для определения параметров появляющейся в окрестностях зонда плазмы.

Вид ВАХ для 1-й и 2-й групп частиц дает возможность проведения с их помощью оценки электронной температуры и электронной концентрации, но не дает возможности осуществить оценку концентрации ионов в силу аномального вида ионной ветви. На ВАХ, соответствующей 2-й группе частиц, отчетливо прослеживается «ступенька» на электронной ветви, что говорит нам о том, что 2-я группа частиц – быстро движущийся корпускулярный поток. Вид ВАХ, отвечающей 3-й группе частиц, не позволяет произвести оценку температуры и концентрации частиц, потому что в плазме происходят сильные колебания, собственное электрическое поле которых превосходит по величине поле, создаваемое в плазме зондом.

Разлет лазерной плазмы из области пятна фокусировки лазерного излучения на мишени происходит недостаточно быстро для того, чтобы обеспечить за время в несколько наносекунд создание вокруг зонда, удаленного на расстояние порядка 10^{-2} м, плазменной среды. По-видимому, механизм первоначального быстрого образования плазмы связан с воздействием излучения и потока быстрых электронов из области пятна фокусировки на остаточный газ в окрестностях зонда.

Скорости направленного движения частиц во 2-й и 3-й группах, соответствующие максимуму потока и определяемые по времени пролета, составляют примерно 4×10^4 м/с и $1,3 \times 10^4$ м/с, а кинетические энергии ионов в плазменном потоке составляют при этом ~500 эВ и ~60 эВ соответственно. Фиксируемая скорость 2-й группы регистрируемых зондом частиц позволяет предположить, что указанный сгусток плазмы – это результат амбиполярной диффузии плазмы в вакуум. Наконец, 3-я группа зарегистрированных частиц – это, по-видимому, результат газокинетического разлета плазмы из области

вблизи пятна фокусировки.

Результаты измерений электронной температуры в наших экспериментах хорошо согласуются с результатами модельных расчетов для оценки электронной температуры в области поглощения лазерного излучения при параметрах, отвечающих условиям этих экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов Д. Ф., Иванов В. П., Сидоров В. А., Федоров В. В. // Прикладная физика. 2001. № 4. С. 41.
2. Алферов Д. Ф., Матвеев Н. В., Сидоров В. А., Хабаров Д. А. // ПТЭ. 2004. № 3. С. 94.
3. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука, 2004.
4. Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Пшеничный А. А., Якубов Р. Х. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 6. С. 605.
5. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975.
6. Guenther A., Bettis J., Andersen R. E., Wick R. V. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1970. QE-6. P. 492.
7. Pendleton W. K., Guenther A. H. // Rev. Sci. Instrum. 1965. Vol. 36. P. 1546.
8. Guenther A. H., McKnight R. H. // Proceedings of the IEEE (Letters). 1967. Vol. 55. P. 1504.
9. Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов О. В., Селезнев В. П., Якубов Р. Х. // Прикладная физика. 2014. № 6. С. 32.
10. Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов О. В., Селезнев В. П., Якубов Р. Х. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 6. С. 613.
11. Mott-Smith H. M., Langmuir Irving. // Phys. Rev. 1926. Vol. 28. No. 5. P. 727.
12. Каган Ю. М., Перель В. И. // УФН. 1963. Т. 81. № 3. С. 409.
13. Алексеев Б. В., Котельников В. А. Зондовый метод диагностики плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
14. Овсянников А. А., Энгельшт В. А., Лебедев Ю. А. и др. Диагностика низкотемпературной плазмы. – Новосибирск: Наука, 1994.
15. Кобайн Дж. Введение в физику вакуумной дуги // Вакуумные дуги. Теория и приложения / под ред. Дж. Лафферти. – М.: Мир, 1982.
16. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Мир, 2000.
17. Иванов В. А., Коньжеев М. Е., Зимин А. М., Тройнов В. И., Камолова Т. И., Летунов А. А. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 1. С. 31.
18. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969.
19. Merlino Robert L. // Am. J. Phys. 2007. Vol. 75. No. 12. P. 1078.
20. Ji H., Toyama H., Yamagishi K., Shinohara S., Fujisawa A., Miyamoto K. // Rev. Sci. Instrum. 1991. Vol. 62. No. 10. P. 2326.
21. Schubert M., Endler M., Thomsen H. // Rev. Sci. Instrum. 2007. Vol. 78. P. 053505.
22. Лебо А. И., Лебо И. Г. О возможности диагностики спонтанных магнитных полей в турбулентной лазерной плазме: материалы Международной научно-технической конференции INTERMATIC–2013. – М.: МИРЭА. 2013. Ч. 1. С. 173.
23. Орлов К. Е. Диагностика низкотемпературной плазмы. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехнического университета, 2005.
24. Chen Francis F. Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics. Mini-Course on Plasma Diagnostics, IEEE-ICOPS meeting. – Jeju, Korea, June 5, 2003. – 40 p.
25. Chang C. T., Hashmi M., Pat H. C. // Plasma Physics. 1977. Vol. 19. P. 1129.
26. Shunko Evgeny V. Langmuir Probe in Theory and Practice. – Universal Publishers Boca Raton, Florida, USA, 2009.
27. Чен Ф. Электрические зонды. В кн.: Диагностика плазмы / под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. – М.: Изд-во Мир, 1967.
28. Nold B., Ribeiro T. T., Ramisch M., Huang Z., Muller H. W., Scott B. D., Stroth U. // New Journal of Physics. 2012. Vol. 14. P. 063022.
29. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. – М.: Мир, 1978.
30. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. – М.: Наука, 1981.
31. Шотт Л. Электрические зонды. В кн.: Методы исследования плазмы / под ред. В. Лохте-Хольтгревена. – М.: Изд-во Мир, 1971.
32. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. – М.: Атомиздат, 1968.
33. Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1996.
34. Ерохин А. А., Кишинец А. С., Коробкин Ю. В., Романов И. В., Романова В. М., Рупасов А. А., Шиканов А. С. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 6. С. 1151.
35. Быковский Ю. А., Васильев Н. М., Дегтяренко Н. Н., Елесин В. Ф., Лаптев И. Д., Неволин В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. № 6. С. 308.
36. Барабаш Л. З., Быковский Ю. А., Голубев А. А., Козырев Ю. П., Кречет К. И., Латицкий Ю. А., Шарков Б. Ю. // Препринт ИГЭФ № 126. 1981.
37. Латышев С. В., Рудской И. В. // Физика

плазмы. 1985. Т. 11. № 10. С. 1175.

38. Бедилов М. Р., Холбаев А. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 1. С. 223.

39. Нуриев К. З. // Электронная обработка материалов. 2007. № 2. С. 78.

40. Буланов С. В., Вилкенс Я. Я., Есиркенаев Т. Ж., Корн Г., Крафт Г., Крафт С. Д., Моллс М., Хорошков В. С. // УФН. 2014. Т. 184. № 12. С. 1265.

PACS: 52.38.-r, 52.38.kd, 52.50.Jm, 52.70.-m, 52.70.Ds

Probe investigating of laser plasma when intensity of radiation on the target near 10^9 W/cm²

S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. S. Katorov, V. O. Revazov, and R. Kh. Yakubov

Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA)
22 Sushevskaya st., Moscow, 127055, Russia
E-mail: katorovalexey@mail.ru

Received November 27, 2020

The appearance of third charged particles groups has been fixed when the laser radiation interacted with metal target in rarefied environ gas. The intensity of optical range laser radiation was $\sim 10^9$ W/cm². The opportunity of using Langmuir probe for diagnosing plasma processes with nanosecond resolution has been demonstrated. The results of electron temperature measurements have agreed with results of estimate model calculations for the two fasted groups of particles in the absorbtion area (for experimental conditionals).

Keywords: laser-plasma, probe diagnostics, target.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-3-187-201

REFERENCES

1. D. F. Alferov, V. P. Ivanov, V. A. Sidorov, and V. V. Fedorov, Applied Physics, No. 4, 41 (2001) [in Russian].
2. D. F. Alferov, N. V. Matveev, V. A. Sidorov, and D. A. Habarov, Instrum. Exp. Tech., No. 3, 94 (2004).
3. G. A. Mesyac, *Pulse energetics and electronics* (Nauka, Moscow, 2004) [in Russian].
4. V. I. Asyunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, A. A. Pshenichnyi, and R. Kh. Yakubov, Usp. Prikl. Fiz. **2** (6), 605 (2014).
5. E. D. Lozanskii and O. B. Firsov, *Spark theory* (Atomizdat, Moscow, 1975) [in Russian].
6. A. Guenther, J. Bettis, R. E. Andersen, and R. V. Wick, IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-6**, 492 (1970).
7. W. K. Pendleton and A. H. Guenther, Rev. Sci. Instrum **36**, 1546–1550 (1965).
8. A. H. Guenther and R. H. McKnight, Proceedings of the IEEE (Letters) **55**, 1504 (1967).
9. S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. Kh. Yakubov, Applied Physics, No. 6, 32 (2014) [in Russian].
10. V. I. Asyunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. Kh. Yakubov, Usp. Prikl. Fiz. **2** (6), 613 (2014).
11. H. M. Mott-Smith and Irving Langmuir, Phys. Rev. **28** (5), 727 (1926).

12. Yu. M. Kagan and V. I. Perel, *Sov. Phys. Usp.* **81** (3), 409 (1963).
13. B. V. Alekseev and V. A. Kotel'nikov, *Plasma Diagnostic by Probe Method* (Energoatomizdat, Moscow, 1988) [in Russian].
14. A. A. Ovsyannikov, V. A. Engelsht, and Yu. A. Lebedev, *Diagnostic of Low-Temperature Plasma* (Nauka, Novosibirsk, 1994) [in Russian].
15. Dzh. Kobajn, *Introduction in Physics of Vacuum Arc* (Mir, Moscow, 1982) [in Russian].
16. G. A. Mesyac, *Ectons in Vacuum Discharge* (Mir, Moscow, 2000) [in Russian].
17. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, A. M. Zimin, V. I. Trojnov, T. I. Kamolova, and A. A. Letunov, *Usp. Prikl. Fiz.* **2** (1), 31 (2014).
18. O. V. Kozlov, *Electrical Probe in Plasma* (Atomizdat, Moscow, 1969) [in Russian].
19. Robert L. Merlino, *Am. J. Phys.* **75** (12), 1078 (2007).
20. H. Ji, H. Toyama, K. Yamagishi, S. Shinohara, A. Fujisawa, and K. Miyamoto, *Rev. Sci. Instrum.* **62** (10), 2326 (1991).
21. M. Schubert, M. Endler, and H. Thomsen, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 053505 (2007).
22. A. I. Lebo and I. G. Lebo, in *Materialy MNTK INTERMATIC* (2013, MIREA), part 1, p. 173–176.
23. K. E. Orlov, *Low temperature plasma diagnostics* (Izdatelstvo Politehnicheskogo universiteta, St. Petersburg, 2005) [in Russian].
24. Francis F. Chen, *Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics. Mini-Course on Plasma Diagnostics*. (IEEE-ICOPS meeting, Jeju, Korea, June 5, 2003), pp. 40.
25. C. T. Chang, M. Hashmi, and H. C. Pat, *Plasma Physics* **19**, 1129 (1977).
26. Evgeny V. Shunko, *Langmuir Probe in Theory and Practice* (Universal Publishers Boca Raton, Florida, USA, 2009).
27. R. Hadlstone and S. Leonard, *Plasma diagnostic* (Izdatelstvo Mir, Moscow, 1967) [in Russian].
28. B. Nold, T. T. Ribeiro, M. Ramisch, Z. Huang, H. W. Muller, B. D. Scott, and U. Stroth, *New Journal of Physics* **14**, 063022 (2012).
29. P. Chan, L. Telbot, and K. Turyan, *Electrical Probes in Moving Plasma* (Mir, Moscow, 1978) [in Russian].
30. Yu. A. Ivanov, Yu. A. Lebedev, and L. S. Polak, *Methods of Contact Diagnostic in Plasma Chemistry* (Nauka, Moscow, 1981) [in Russian].
31. V. Lohte-Holtgreven, *Plasma investigating methods* (Izdatelstvo Mir, Moscow, 1971) [in Russian].
32. D. A. Frank-Kameneckii, *Plasma physics lectures* (Atomizdat, Moscow, 1986) [in Russian].
33. V. I. Demidov, N. B. Kolokolov, and A. A. Kud-ryavcev, *Probe methods of low temperature plasma investigation* (Energoatomizdat, Moscow, 1996) [in Russian].
34. A. A. Erohin, A. S. Kishinec, Yu. V. Korobkin, I. V. Romanov, V. M. Romanova, A. A. Rupasov, and A. S. Shikanov, *J. Exp. Theor. Phys.* **119** (6), 1151 (2001).
35. Yu. A. Bukovskii, N. M. Vasilev, N. N. Degtyarenko, V. F. Elesin, I. D. Laptev, and V. N. Nevolin, *Sov. JETP Lett.* **15** (6), 308 (1972).
36. L. Z. Barabash, Yu. A. Bukovskii, A. A. Golubev, Yu. P. Kozurev, K. I. Krechet, Yu. A. Lapickii, and B. Yu. Sharkov, Preprint ITEF. No. 126, (1981), pp. 36.
37. S. V. Latushev and I. V. Rudskoi, *Sov. Plasma Physics*. **11** (10), 1175 (1985).
38. M. R. Bedilov and A. Holbaev, *Sov. Quant. Electronics* **15** (1), 223 (1988).
39. K. Z. Nyriev, *Elektronnaya Obrabotka Materialov*, No. 2, 78 (2007).
40. S. V. Bulanov, Ya. Ya. Vilkins, T. G. Esirkepaev, G. Korn, G. Kraft, S. D. Kraft, M. Molls, and V. S. Horoshkov, *Phys. Usp.* **184** (12), 1265 (2014).