

04

Изучение оптико-поляризационных свойств ударно-сжатого криптона

© Ю.Б. Запорожец, В.Б. Минцев, В.К. Грязнов

Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН,
Черноголовка, Московская обл., Россия
E-mail: yubz@icpr.ac.ru

Поступило в Редакцию 16 июня 2026 г.

В окончательной редакции 4 августа 2026 г.

Принято к публикации 10 августа 2026 г.

В качестве инструмента для проверки достоверности физических моделей, описывающих поведение вещества при высоких температурах и давлениях, может быть использован анализ реакции плотной плазмы на электромагнитную волну умеренной интенсивности. Выполнены новые эллипсометрические исследования оптико-поляризационных свойств ударно-сжатой сильно неидеальной плазмы газообразного криптона. Измерения осуществлены в инфракрасной области оптического спектра для $\lambda_{las} = 1064$ nm при массовой плотности плазмы $\rho_{pl} = 1.7$ g/cm³ в диапазоне углов воздействия пробного излучения на плазму $\theta = 0-45^\circ$. Определены пространственные параметры переходного слоя ударно-сжатой плазмы на основе численного решения уравнений поля.

Ключевые слова: коэффициент отражения, ударная волна, неидеальная плазма криптона.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.22.63880.20812

Плотная плазма с сильным взаимодействием частиц представляет значительный интерес для фундаментальной науки и практических приложений [1]. Однако создание точных физических моделей для такой плазмы остается сложной задачей [2–4]. Значительные трудности, возникающие при расчете физических параметров сильно неидеальной плазмы, как при использовании подходов теории возмущений, так и при прямом численном моделировании предопределяют необходимость получения возможно большего объема экспериментальной информации о свойствах разогретого плотного вещества. В свою очередь результаты экспериментального исследования оптико-поляризационных свойств плотной плазмы могут быть использованы для настройки функциональных зависимостей математических моделей, описывающих ее поведение, а также для верификации моделей в целом.

Поляризационные свойства ударно-сжатой сильно неидеальной плазмы газообразного криптона изучались с применением техники мощных ударных волн. Измерения коэффициента отражения плазмы осуществлены в ближней инфракрасной области спектра для $\lambda_{las} = 1064$ nm, $\omega_{las}/\omega_{pl} = 0.46$ в режиме наклонного зондирования линейно поляризованным пробным излучением при варьировании углов взаимодействия плазмы и электромагнитной волны. В физических экспериментах фиксировались коэффициенты отражения R_s и R_p для волн s - и p -поляризации при углах взаимодействия ударно-сжатой плазмы и линейно поляризованной электромагнитной волны в диапазоне $\theta = 0-45^\circ$. В ходе осуществления измерений электронная концентрация исследуемой плазмы поддерживалась на уровне $n_e = 4.6 \cdot 10^{21}$ cm⁻³ при массовой плотности $\rho_{pl} = 1.7$ g/cm³. Исследуемая плазма имела параметр

кулоновской неидеальности $\Gamma = 1.5$ при степени ионизации $\alpha_{ion} = 0.56$.

Измеренные в эксперименте значения коэффициентов отражения R_s и R_p для набора углов взаимодействия плазмы и электромагнитной волны использовались для определения пространственных параметров переходного слоя ударно-сжатой плазмы, который представляет собой узкую область, непосредственно связанную с фронтом ударной волны, внутри которой плотность, температура и степень ионизации плавно меняются от параметров невозмущенного газа до параметров сильно сжатой неидеальной плазмы за фронтом. При этом ширина переходного слоя определяется скоростью ионизационно-релаксационных процессов.

Экспериментальное изучение оптико-поляризационных свойств ударно-сжатой сильно неидеальной плазмы газообразного криптона выполнялось с применением лазерной системы диагностики короткоживущих динамических объектов, работающей в импульсном режиме (рис. 1).

Основу системы диагностики составлял $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ – лазерный блок (позиции 1, 14 на рис. 1), генерирующий излучение на длине волны $\lambda_{las} = 1064$ nm. Для измерения коэффициента отражения ударно-сжатого плазменного образования применялись лазерные импульсы длительностью $\tau_{las} = 15$ ns. При этом плотность мощности лазерного излучения в области плазменного объекта составляла $\sim 10^5$ W/cm². Указанная плотность мощности обеспечивала приемлемое соотношение полезный сигнал/шум.

Зондирующее излучение формировалось асферическими оптическими элементами (позиции 13, 16 на рис. 1) и асферическими линзами, установленными в газовой кювете. Отраженное от ударно-сжатой плазмы

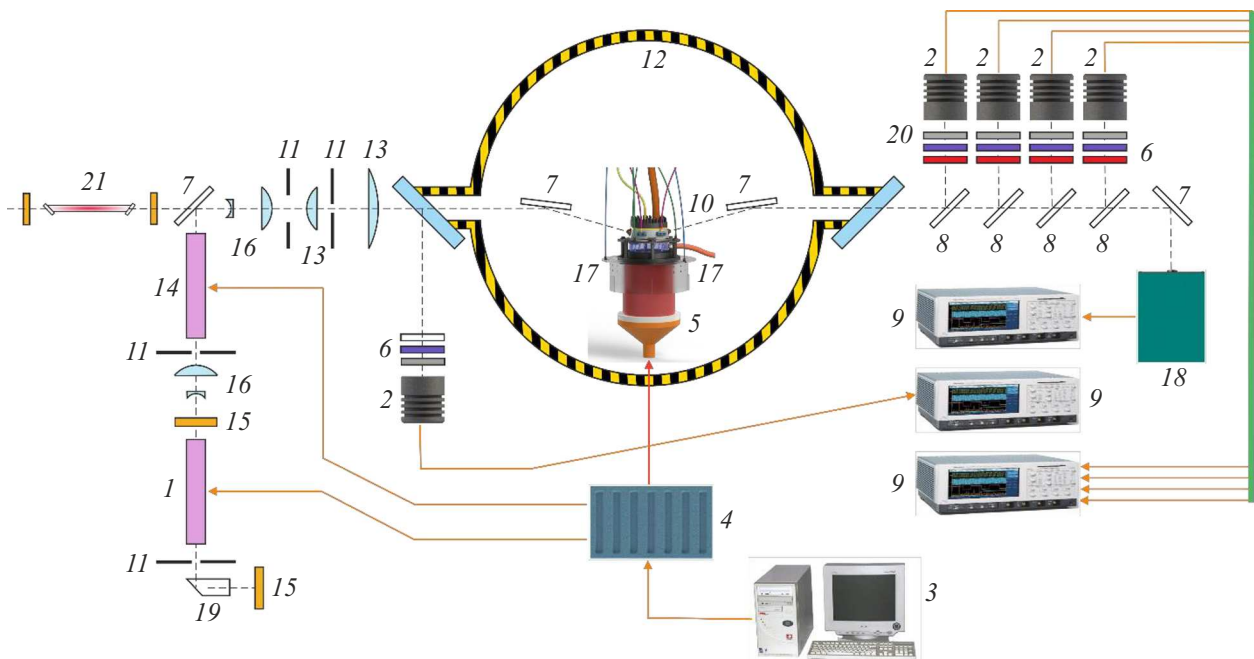


Рис. 1. Схема лазерной системы диагностики ударно-сжатой плазмы. 1 — задающий каскад на основе $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$, 2 — фотодетектор, 3 — управляющий компьютер, 4 — высокоскоростной блок управления, 5 — взрывной генератор, 6 — интерференционные фильтры, 7 — диэлектрическое зеркало, 8 — диэлектрический делитель, 9 — цифровой осциллограф, 10 — газовая кювета, 11 — диафрагма, 12 — взрывная камера, 13 — линзы, 14 — оптический трехпроходный усилительный каскад на основе $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$, 15 — диэлектрические зеркала резонатора, 16 — телескоп сопряжения, 17 — детектор положения и скорости ударника, 18 — цифровой спектрометр, 19 — затвор Поккельса, 20 — поляризатор, 21 — юстировочный He—Ne-лазер.

излучение фиксировалось для четырех поляризационных состояний (0, 45, 90 и 135°) быстродействующими фотодетекторами [5]. R_s и R_p вычислялись на основе данных эксперимента и калибровочных коэффициентов.

Для повышения устойчивости измерительной системы к влиянию различных дестабилизирующих факторов был выполнен уточняющий расчет параметров приемформирующей асферической оптики лазерного диагностического стенда с использованием данных, полученных в отдельной серии экспериментов, в которых фиксировалось распределение в пространстве плотности энергии отраженной от плазмы зондирующей электромагнитной волны.

На рис. 2, *a* показан снимок распределения плотности энергии отраженной от плазменного объекта пробной волны в плоскости матрицы электронно-оптической камеры. Видно, что основная часть отраженного излучения заключена в пространственном угле в $\sim 10^\circ$. На рис. 2, *b* можно видеть трехмерное изображение распределения отраженной энергии.

Задача изучения отражательных свойств плотной плазмы приводит к необходимости применения того или иного способа генерации сильно коррелированных плазменных состояний. Среди многочисленных приемов ввода в вещество энергии высоких концентраций, включающих лазерные, электронные и ионные пучки, электровзрывные и т.д., особое место занимает метод,

основанный на использовании химической энергии взрыва. Данный подход является предпочтительным ввиду отсутствия дополнительных воздействий электромагнитной и радиационной природы на объект исследования, усложняющих моделирование эксперимента. Следует отметить, что при проектировании взрывного генератора требуемых плазменных состояний особое внимание было уделено получению однородного, имеющего достаточную протяженность вдоль направления зондирования изучаемого плазменного объекта.

Генерация прямоугольных импульсов давления может быть осуществлена с использованием идеи одномерной кумуляции энергии взрывчатого вещества (ВВ) посредством ускорения продуктами детонации металлического диска (ударника) до гиперзвуковой скорости с последующим воздействием этого диска на исследуемый объект. Данный метод может быть реализован с применением цилиндрического заряда ВВ, оснащенного активно-пассивным блоком (взрывной линзой), инициирующим плоскую волну детонации в основном заряде [6].

На рис. 3, *a* представлена схема используемого в экспериментах по изучению оптико-поляризационных свойств плотной плазмы криптона генератора прямоугольных импульсов давления. Детонационная линза генератора (позиция 1 на рис. 3, *a*) состояла из наружного конического слоя ВВ и конического пассивного элемента (парафин), имеющих разную скорость дето-

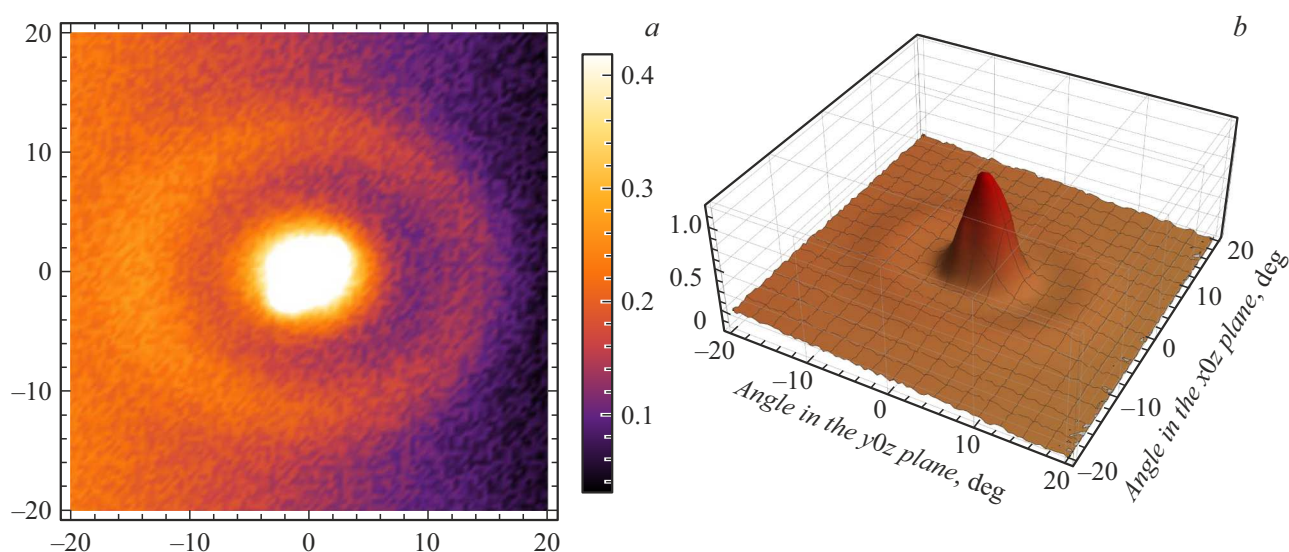


Рис. 2. Распределение плотности энергии отраженной от плазмы электромагнитной волны. *a* — в плоскости матрицы электронно-оптической камеры, *b* — восстановленное распределение в пространстве. $\lambda_{las} = 1064$ nm.

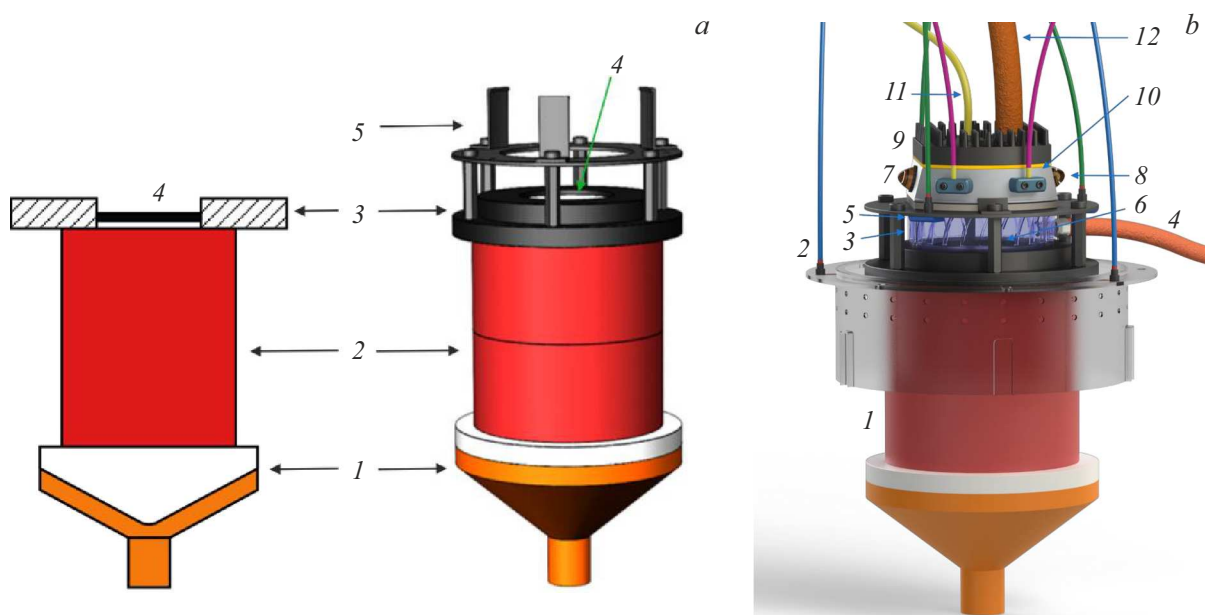


Рис. 3. Взрывной генератор прямоугольных ударных волн. *a*) 1 — детонационная линза, 2 — основной объем ВВ, 3 — охранное кольцо, 4 — разгоняемый ударник, 5 — опорная пластина, задающая базу разгона ударника; *b*) 1 — основной объем ВВ (масса взрывчатого вещества составляет 1 kg), 2 — датчик контроля детонационной волны, 3 — вакуумируемый канал, 4 — шланг откачки вакуумируемого канала, 5 — датчики положения ударника, 6 — разгоняемый ударник, 7 — асферическая линза, формирующая зондирующее излучение, 8 — асферическая линза приема отраженного от плазмы излучения, 9 — термостат, 10 — ионизационные датчики положения фронта ударной волны в газе, 11 — кабель управления, 12 — газонапуск и вакуумирование.

нации и ударной волны соответственно. Для получения плоского фронта волны на выходе из линзы скорость детонации конического слоя ВВ должна быть больше скорости ударной волны в парафине. Варьированием угла при вершине конуса и толщины цилиндрической части парафинового элемента была достигнута хорошая плоскостность фронта волны при входе в основание цилиндрической части заряда ВВ (позиция 2 на рис. 3, *a*).

Противоположный относительно взрывной линзы торец цилиндрической части заряда ВВ стыковался с плоской частью охранного кольца (позиция 3 на рис. 3, *a*). В конце цикла взрывного превращения ВВ образующиеся продукты детонации разгоняли ударник (позиция 4 на рис. 3, *a*) до гиперзвуковой скорости. Следует отметить, что в процессе взрывного превращения цилиндрической части ВВ из-за ограниченности ее раз-

меров происходит формирование треугольного профиля давления в детонационной волне. Размещение ударника в непосредственном контакте с ВВ может привести к его разрушению (явление откола) вследствие отражения треугольного импульса давления от свободной поверхности. Для того чтобы исключить разрушение, ударник помещался на некотором расстоянии от торцевой поверхности цилиндрического заряда ВВ (рис. 3, а). В этом случае [7] профиль давления на поверхности соударения продуктов взрыва с ударником будет иметь размытый фронт. С увеличением зазора между ударником и торцом заряда ВВ скорость спада давления за фронтом уменьшается. Учет этих обстоятельств позволяет разгонять ударники без разрушения. Исследования процесса разгона ударника продуктами детонации приводят к величине оптимального зазора между ударником и зарядом ВВ (2–4 мм). Нами был использован зазор 2 мм.

На рис. 3, б представлен в собранном виде взрывной генератор сильно коррелированных плазменных состояний. Генератор имеет регулируемую опорную пластину, задающую разгонную базу, и необходимое число ионизационных датчиков (позиции 2, 5, 10 на рис. 3, б) для фиксации ключевых моментов динамического эксперимента, а также вакуумируемый канал, в котором движется ударник. Данный взрывной генератор позволяет в режиме плоского однократного сжатия получить плазменные образования с хорошей повторяемостью.

Результаты исследования поляризационных свойств плотной плазмы криптона представлены в табл. 1.

Измерения коэффициента отражения выполнены в диапазоне углов падения $\theta = 0-45^\circ$ одновременно для s - и p -поляризации. Каждое значение коэффициента отражения является результатом усреднения нескольких опытов.

Расчет состава исследуемой ударно-сжатой плазмы выполнялся с использованием кода SANA [8]. В табл. 2 представлены состав и термодинамические параметры изучаемой плазмы. В ходе экспериментов термодинамические параметры плазмы поддерживались на неизменном уровне.

Анализ экспериментальных данных был выполнен на основе численного интегрирования уравнений поля.

Для s -поляризации имеем

$$\mathbf{E} = (0, E_y(z), 0)e^{i(k_x x - \omega t)},$$

$$E_y''(z) + \frac{\omega^2}{c^2} [\varepsilon(\omega, z) - \sin^2 \theta] E_y(z) = 0.$$

Для p -поляризации

$$\mathbf{H} = (0, H_y(z), 0)e^{i(k_x x - \omega t)},$$

$$H_y''(z) - H_y'(z) \varepsilon'(\omega, z) \frac{1}{\varepsilon(\omega, z)} + \frac{\omega^2}{c^2} [\varepsilon(\omega, z) - \sin^2 \theta] H_y(z) = 0.$$

Таблица 1. Коэффициенты отражения ударно-сжатой плазмы криптона для $\lambda_{las} = 1064 \text{ nm}$

$\theta, ^\circ$	R_s	R_p
0	0.18	0.18
10	0.21	0.165
15	0.27	0.15
20	0.28	0.12
25	0.32	0.135
30	0.39	0.125
35	0.38	0.1
40	0.42	0.08
45	0.41	0.12

Таблица 2. Состав и термодинамические параметры исследуемой плазмы

Параметр	Значение
Криптон	
$P, \text{ GPa}$	8
$T, \text{ K}$	25100
$\rho, \text{ g/cm}^3$	1.7
Концентрация частиц, cm^{-3}	
e	$4.6 \cdot 10^{21}$
Kr	$8 \cdot 10^{21}$
Kr^+	$4.5 \cdot 10^{21}$
Kr^{2+}	$5 \cdot 10^{18}$
Kr^{3+}	$3 \cdot 10^{12}$

Для определения пространственных параметров переходного слоя ударно-сжатой плазмы решалась вариационная задача с использованием полученных в эксперименте значений коэффициентов отражения. Профиль электронной концентрации задавался обобщенной сигмоидальной функцией

$$n_e(z) = \frac{n_{\max}}{(1 + e^{-(z-z_0)/\Delta})^\alpha},$$

где $n_{\max}$ — электронная концентрация массивной плазмы, z_0 — положение точки перегиба профиля электронной концентрации в переходном слое, Δ — масштаб крутизны перехода, α — параметр асимметрии формы профиля.

Ширина переходного слоя L определяется как расстояние по оси z между $n_e = 0.05n_{\max}$ и $n_e = 0.95n_{\max}$. При выполнении расчетов использовался друдеподобный вид функции диэлектрической проницаемости среды [9] и предполагалась ее одномерная зависимость от координат. Частота столкновений заряженных частиц плазмы рассчитывалась в соответствии с формализмом, изложенным в [9], и для исследуемой плазмы составляла $\nu \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$.

На рис. 4 показан массив экспериментальных данных, а также кривые, полученные в результате решения

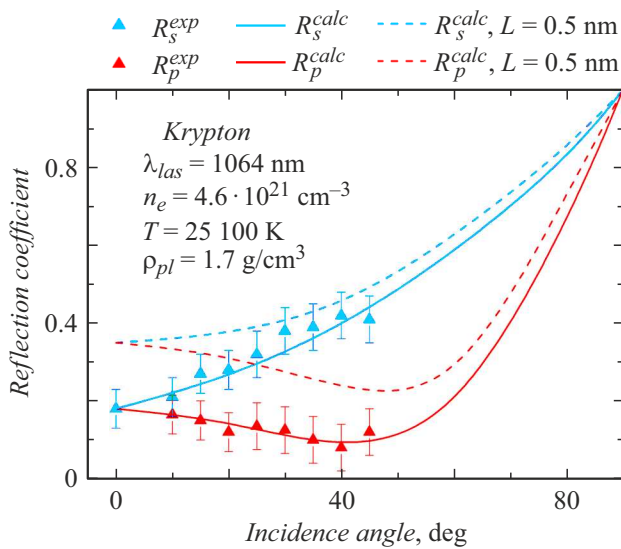


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения для s - и p -волн от угла взаимодействия электромагнитного излучения с ударно-сжатой плазмой криптона.

вариационной задачи. Штриховые кривые — расчет в предположении наличия очень узкого ($L = 0.5$ nm) переходного слоя ударно-сжатой плазмы. Хорошо видно, что рассчитанный в этом случае угол Брюстера (минимум p -кривой) не соответствует экспериментально наблюдаемому значению. Очевидно, игнорирование переходного слоя не позволяет корректно описать экспериментальные данные.

В ходе решения вариационной задачи определены пространственные параметры переходного слоя ударно-сжатой плазмы газообразного криптона. Протяженность переходного слоя плазмы составила $L = 200 \pm 40$ nm.

Таким образом, выполнены новые эллипсометрические исследования оптико-поляризационных свойств ударно-сжатой сильно неидеальной плазмы газообразного криптона. Измерения осуществлены в инфракрасной области оптического спектра ($\lambda_{las} = 1064$ nm) при массовой плотности плазмы $\rho_{pl} = 1.7$ g/cm³ в диапазоне углов воздействия пробного излучения на плазму $\theta = 0-45^\circ$. Проведено моделирование взаимодействия электромагнитной волны малой интенсивности с ударно-сжатым теплым плотным веществом. Показано, что корректный расчет оптических характеристик ударно-сжатой плазмы возможен только с учетом переходного слоя. Определена ширина плазменного переходного слоя.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания ФИЦ ПХФ и МХ РАН (регистрационный номер 124020600049-8).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.Е. Фортов, И.Т. Якубов, *Неидеальная плазма* (Энергоатомиздат, М., 2009). [V.E. Fortov, I.T. Yakubov, *The physics of non-ideal plasma* (World Scientific, 2000).].
- [2] Yu.B. Zaporozhets, Y. Omarbakiyeva, H. Reinholz, G. Röpke, V.B. Mintsev, V.K. Gryaznov, *Contrib. Plasma Phys.*, **56** (5), 467 (2016). DOI: 10.1002/ctpp.201500144
- [3] Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, H. Reinholz, G.J. Ropke, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1147**, 012099 (2019). DOI: 10.1088/1742-6596/1147/1/012099
- [4] Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, V.K. Gryaznov, Y.A. Omarbakiyeva, H. Reinholz, G. Ropke, V.E. Fortov, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **946**, 012124 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/946/1/012124
- [5] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara, *Ellipsometry and polarized light*, 3rd reprint, corrected (North-Holland, 1987).
- [6] Л.В. Альтшулер, УФН, **85** (2), 199 (1965). DOI: 10.3367/UFNr.0085.196502a.0199 [L.V. Al'tshuler, *Sov. Phys. Usp.*, **8** (1), 52 (1965). DOI: 10.1070/PU1965v008n01ABEN003062].
- [7] Л.П. Станюкович, *Неустановившиеся движения сплошной среды* (Наука, М., 1971).
- [8] М.А. Мочалов, Р.И. Илькаев, С.В. Ерунов, А.О. Бликов, В.А. Огородников, С.Е. Елфимов, В.А. Аринин, В.А. Комраков, М.И. Лихутов, И.П. Максимкин, В.К. Грязнов, И.Л. Иосилевский, П.Р. Левашов, Д.Г. Минаков, М.А. Парамонов, *Письма в ЖЭТФ*, **119** (11), 854 (2024). DOI: 10.31857/S1234567824110120 [M.A. Mochalov, R.I. Il'kaev, S.V. Erunov, A.O. Blikov, V.A. Ogorodnikov, S.E. Elfimov, V.A. Arinin, V.A. Komrakov, M.I. Likhutov, I.P. Maksimkin, V.K. Gryaznov, I.L. Iosilevskiy, P.R. Levashov, D.V. Minakov, M.A. Paramonov, *JETP Lett.*, **119** (11), 885 (2024). DOI: 10.1134/S0021364024601465].
- [9] Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, V.E. Fortov, H. Reinholz, G. Röpke, S. Rosmej, Y.A. Omarbakiyeva, *Phys. Rev. E*, **99**, 043202 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevE.99.043202