

Вестник ОИВТ РАН
Том 22 №2 (2026)



Вестник Объединенного института высоких температур

Vestnik Obedinennogo Instituta Vysokih Temperatur

Том 22

2026

ВЕСТНИК ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Рецензируемый научный журнал "Вестник ОИВТ РАН" – электронное научное издание, созданное в 2018 г. Журнал публикует оригинальные исследования и обзоры по следующим тематикам:

- низкотемпературная плазма,
- теплофизические свойства веществ,
- теплообмен и физическая газодинамика,
- горение и детонация,
- экстремальные состояния вещества,
- проблемы энергетики,
- методы экспериментальных исследований и измерений.

Главный редактор: академик РАН Петров О.Ф.

Редакционная коллегия:

д.ф.-м.н. Амиров Р.Х.,
д.ф.-м.н. Андреев Н.Е.,
член-корр. РАН Вараксин А.Ю.,
д.ф.-м.н. Васильев М.М.,
д.ф.-м.н. Гавриков А.В.,
д.ф.-м.н. Ерёмин А.В.,
д.ф.-м.н. Жук А.З.,
д.т.н. Зейгарник Ю.А.,
д.ф.-м.н. Киверин А.Д.,
д.ф.-м.н. Кобзев Г.А. (зам. главного редактора),
д.ф.-м.н. Левашов П.Р.,
д.ф.-м.н. Морозов И.В.,
д.ф.-м.н. Стегайлов В.В.,
к.ф.-м.н. Хищенко К.В.,
д.ф.-м.н. Храпак А.Г.

Адрес редакции:

125412, Москва, ул. Ижорская 13, стр.2

Тел.: (495) 485-94-09

e-mail: vestnik@jiht.ru

<http://vestnik.jiht.ru>

Свидетельство о регистрации СМИ Эл № ФС 77 - 74107 от 29.10.2018 выдано Федеральной службой по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций.

Содержание

Низкотемпературная плазма

- Трухачёв Ф. М., Герасименко Н. В., Васильев М. М., Петров О. Ф.*, Перенос заряженных частиц плазменными солитонами акустического типа на примере ионно-звуковых солитонов: формальный анализ траекторий заряженных частиц 4
- Назаров А. А., Саакян С. А., Вильшанская Е. В., Халуторных Л. А., Зеленер Б. Б.*, Исследование облака нейтральных атомов кальция-40 в магнитооптической ловушке с большим градиентом магнитного поля методом визуализации поглощения 7

Теплофизические свойства веществ

- Саутенков В. А., Саакян С. А., Бобров А. А., Назаров А. А., Зеленер Б. Б.*, Наблюдение резонансов насыщения в неоднородно уширенном контуре селективного отражения от паров рубидия высокой плотности 12

Теплообмен и физическая газодинамика

- Конюхов А. В.*, О скорости затухания возмущений сильных ударных волн в релятивистской гидродинамике .. 16
- Васильев Н. В., Вавилов С. Н., Новиков И. А., Иванов П. С., Гаспирович М. И.*, Экспериментальное исследование эволюции паровых пузырей при кипении недогретой воды в канале 22

Краткие сообщения

- Куликов Ю. М., Гаджиев М. Х., Юсупов Д. И.*, Исследование параметров газа в газоразрядном тракте генератора низкотемпературной плазмы при холодной продувке 26

Разное / Междисциплинарные проблемы

- Буряковская О. А., Шавелкин М. А., Балабаев Н. Е., Власкин М. С., Тарасенко А. Б.*, Модуль обмена данными с устройством ОВЕН MB210-101 для программно-аппаратных комплексов на основе LabVIEW 30
- Сеношенко Р. В., Васильев М. М., Петров О. Ф.*, Потенциал взаимодействия активных янус-частиц и его влияние на устойчивость кластера 39

Перенос заряженных частиц плазменными солитонами акустического типа на примере ионно-звуковых солитонов: формальный анализ траекторий заряженных частиц

Ф. М. Трухачёв^{1,2}, Н. В. Герасименко², М. М. Васильев¹ и О. Ф. Петров¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

² Белорусско-Российский университет, проспект Мира, 43, Могилев, Могилевская область 212000, Беларусь

E-mail: ftru@mail.ru

Статья поступила в редакцию 4 апреля 2026 г.

Аннотация. С использованием гидродинамической модели плазмы и метода псевдопотенциала Сагдеева получены приближенные аналитические выражения для описания динамики отдельных ионов при их взаимодействии с ионно-звуковым солитоном. Выполнено сравнение с известными теоретическими результатами, проведено краткое обобщение результатов на случай акустических солитонов различного типа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Консервативным (классическим или динамическим) солитоном называют нелинейную уединенную волну, распространяющуюся в пространстве с постоянными амплитудой, скоростью и формой, устойчивость которой является следствием баланса нелинейных эффектов и дисперсии среды. Явление было впервые описано Скоттом Расселлом, который наблюдал солитон на поверхности водного канала в Глазго в 1834 г. [1, 2].

Математическое описание солитонов появилось позже благодаря работам Дж. Буссинеска (1871 г.) [3] и лорда Рэлея (1876 г.) [4]. Наиболее известной теоретической работой в этой области является статья 1895 г., опубликованная Д. Кортвегом и Г. де Вризом, в которой строго доказана возможность стационарного существования уединенных волн [5]. Полученное ими уравнение (известное как уравнение Кортвега-де Вриза, или КдВ) до настоящего времени является классическим примером интегрируемой системы, допускающей солитонные решения. Было установлено, что солитоны являются уникальными примерами нелинейных волн. В частности, как следует из уравнения КдВ, солитонные решения $u(x) = A \operatorname{sech}^2 x$ остаются нелинейными при любых сколь угодно малых амплитудах, не вырождаясь в линейный волновой пакет при уменьшении амплитуды.

Дальнейшие исследования выявили универсальность феномена уединенных волн [6–13] в различных физических системах. Анализ свойств уединенных волн посвящено огромное количество статей, тем не менее физика нелинейных волн и солитонов в настоящее время далека от завершения. В недавних работах было установлено, что солитоны КдВ-типа переносят частицы вещества в средах, а также что эта способность является фундаментальным их свойством [14–19]. В частности, было показано, что дистанция переноса очень медленно убывает с уменьшением амплитуды солитона. Для солитонов малой амплитуды перенос становится наиболее заметным, экспериментально наблюдаемым эффектом. В опубликованных теоретических работах траектории частиц, возмущенных солитонами, рассчитывались лишь численно, что ограничивает общность результатов. В этой работе такая задача решена аналитически для ионно-звуковых солитонов.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим модель двухкомпонентной бесстолкновительной плазмы, которая содержит горячий электронный фон и холодные однозарядные ионы. В таких условиях тепловая скорость электронов значительно превосходит ионно-звуковую, поэтому ионно-звуковые возмущения можно считать стационарными для электронов. Это позволяет считать электронную популяцию равновесной с достаточно высокой точностью, а распределение концентраций — бoльцмановским.

Воспользуемся одномерной бесстолкновительной гидродинамической моделью [15], содержащей нормированные уравнения движения и непрерывности для ионов, закон распределения Больцмана, а также уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (2)$$

$$n_e = \exp(\Phi), \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = n_e - n_i, \quad (4)$$

где n_e, n_i — электронная и ионная концентрации, нормированные на невозмущенную концентрацию n_0 ; v_i — ионная скорость, нормированная на ионно-звуковую скорость $C_s = (T_e/m_i)^{1/2}$; T_e — электронная температура; m_i — масса иона; Φ — нормированный электростатический потенциал волны, $\Phi = e\phi/T_e$ (e — элементарный заряд).

Временная координата нормирована на ω_i^{-1} , где $\omega_i = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m_i}$ — ионная плазменная частота. Пространственная координата x нормирована на дебаевский радиус $\lambda_D = \sqrt{T_e / (4\pi e^2 n_0)}$. Ограничимся рассмотрением стационарного решения, рассматривая волны, прошедшие все стадии эволюции и движущиеся с постоянной амплитудой, формой и скоростью V , которая после нормировки выражается числом Маха $M = V/C_s$.

С помощью замены переменной $\xi = x - Mt$ перейдем в движущуюся вместе с волной систему

координат. Тогда нормированная концентрация ионов имеет вид [15]

$$n_i(\Phi) = \left(1 - \frac{2\Phi}{M^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Теперь систему уравнений (1)–(4) можно преобразовать к нормированному уравнению Пуассона:

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \exp(\Phi) - \left(1 - \frac{2\Phi}{M^2}\right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Однократное интегрирование уравнения (5) с учетом граничного условия $d\Phi/d\xi = 0$ при $\Phi = 0$ позволяет получить зависимость $U(\Phi)$, которая известна как псевдопотенциал Сагдеева [6]:

$$U(\Phi) = -\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi}\right)^2,$$

или

$$U(\Phi) = 1 - \exp(\Phi) - M^2 \left[\left(1 - \frac{2\Phi}{M^2}\right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right]. \quad (6)$$

Профиль солитона $\Phi(\xi)$ является решением уравнения (6). Его можно найти либо путем численного интегрирования, либо аналитически для случая малых амплитуд, когда справедливо разложение:

$$U(\Phi) = A_2\Phi^2 + A_3\Phi^3 + o(\Phi^3),$$

где $A_2 = \frac{1}{2M^2} - \frac{1}{2}$; $A_3 = \frac{1}{2M^4} - \frac{1}{6}$. Аналитическое выражение, описывающее профиль ионно-звукового солитона, имеет классический вид [15]:

$$\Phi(\xi) = \Phi_0^* \operatorname{sech}^2\left(\frac{\xi}{D}\right), \quad (7)$$

где $\Phi_0^* = -A_2/A_3$ — амплитуда солитона;

$D = (-A_2/2)^{-1/2}$ — ширина солитона.

Аналитическое выражение (7) является приближенным и справедливо для описания солитонов с малыми амплитудами $\Phi_0^* < 0.2$ (см. [15]). Для перехода в лабораторную систему координат достаточно выполнить подстановку $\xi = x - Mt$, тогда соответствующий профиль можно записать в виде:

$$\Phi(x, t) = \Phi_0^* \operatorname{sech}^2\left(\frac{x - Mt}{D}\right). \quad (8)$$

3. РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ ИОНОВ

Как было показано в работе [15] (см. также ссылки внутри), для солитонов малых амплитуд в рамках рассматриваемой модели в лабораторной системе координат профиль скорости $v_i(x, t)$ асимптотически совпадает с профилем потенциала $\Phi(x, t)$. В таком случае траекторию иона можно найти, воспользовавшись переходом от эйлера к лагранжеву описанию движения

по формуле [20]:

$$\frac{dx}{dt} = v_i(x, t) = \Phi_0^* \operatorname{sech}^2\left(\frac{x - Mt}{D}\right). \quad (9)$$

Уравнение (9) является обыкновенным нелинейным дифференциальным уравнением. Общего аналитического решения у этого уравнения нет, однако если учесть, что солитоны малых амплитуд имеют большую ширину, составляющую десятки или даже сотни дебаевских радиусов, в то время как дистанция ионного переноса не превышает одного, можно получить достаточно достоверную аналитическую зависимость. Достаточно зафиксировать $x = 0$ в правой части (9). В таком виде уравнение становится линейным и легко интегрируется:

$$x(t) = \frac{D\Phi_0^*}{M} \tanh\left(\frac{Mt}{D}\right). \quad (10)$$

Графики полученных с помощью (10) траекторий показаны на рисунке 1. Для сравнения приведены траектории, полученные путем численного интегрирования, согласно [15], которые можно считать эталонной точности. Очевидно, что формы траекторий, полученных разными методами, асимптотически совпадают, а дистанция переноса хорошо согласуется с численным результатом для солитонов малой амплитуды. С ростом амплитуды солитона аналитические и численные результаты начинают расходиться. Как показано в работе [15], выбранный аналитический метод можно использовать при $M < 1.05$.

Полученные траектории описывают все ионы плазмы, взаимодействующие с солитоном. Отличия заключаются лишь в начальном положении иона и времени взаимодействия с уединенной волной. Результаты также легко обобщаются на случаи электронно-акустических и пыле-акустических солитонов, которые можно описать в рамках гидродинамических моделей с помощью метода псевдопотенциала Сагдеева [15, 21].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ гидродинамической модели плазмы, описывающей ионно-звуковые солитоны в двухкомпонентной плазме с горячими электронами и холодными ионами. Задача поиска профиля солитона решена методом псевдопотенциала Сагдеева. Для случая малых амплитуд удалось получить явную аналитическую формулу, описывающую траектории ионов при их взаимодействии с солитоном. Полученные результаты могут найти практическое применение при анализе переноса вещества и легко обобщаются на электронно-акустические и пыле-акустические плазменные моды. Кроме того, представленный подход может быть уточнен при использовании более точного описания солитонного профиля.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление №10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика”. Этап 2026-2027.

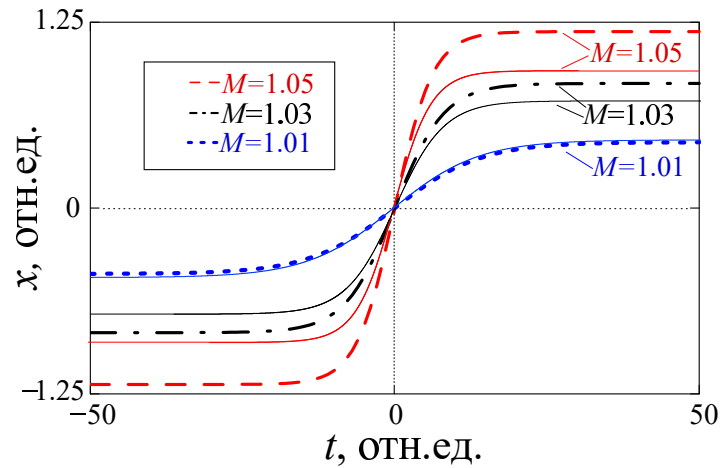


Рисунок 1. Траектории пробного иона в поле солитона при разных значениях параметра M : формула (10) — пунктирная, штриховая и штрихпунктирная кривые; численные решения [15] — тонкие кривые.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Russell J S 1838 Report of the committee on waves *Report of the 7th Meeting of the British Association for the Advancement of Science, Liverpool* vol 417496 pp 417–496
2. Russell J S 1845 *Report on Waves: Made to the Meetings of the British Association in 1842-43* (York, London)
3. Boussinesq J 1871 *CR Acad. Sci. Paris* **72** 755–759
4. Rayleigh L 1876 *Philosophical Magazine. Series 5.* **1**(4) 257–279
5. Korteweg D and De Vries G 1895 *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **39** 422–443
6. Сагдеев Р З 1964 *Вопросы теории плазмы* **4** 20–80
7. Washimi H and Taniuti T 1966 *Physical Review Letters* **17** 996–998
8. Tran M 1979 *Physica Scripta* **20** 317–327
9. Lonngren K, Ikezi H and Scott A 1978 *Solitons in Action* (New York: Academic)
10. Ikezi H, Wojtowicz S, Waltz R, DeGrassie J and Baker D 1988 *Journal of applied physics* **64** 3277–3281
11. Hussain S and Hasnain H 2017 *Physics of Plasmas* **24** 032106
12. Newell A C 1985 *Solitons in mathematics and physics* (SIAM, Philadelphia)
13. Manukure S and Booker T 2021 *Partial Differential Equations in Applied Mathematics* **4** 100140
14. Dubinov A and Lebedeva X 2021 *Chaos, Solitons & Fractals* **152** 111391
15. Trukhachev F M, Gerasimenko N V, Vasiliev M M and Petrov O F 2023 *Physics of Plasmas* **30** 112302
16. Gerasimenko N, Trukhachev F, Vasiliev M and Petrov O 2025 *Physical Review E* **112** 045201
17. Trukhachev F, Gerasimenko N, Vasiliev M and Petrov O 2024 *Nonlinear Phenomena in Complex Systems* **27** 398–403
18. Trukhachev F, Statsenko K, Gerasimenko N, Vasiliev M and Petrov O 2026 *Chaos, Solitons & Fractals* **202** 117583
19. Frolov A A and Chizhonkov E V 2026 *Physics of Plasmas* **33** 032308
20. Falkovich G 2011 *Fluid mechanics: A short course for physicists* (Cambridge University Press, Cambridge)
21. Трухачев Ф М, Васильев М М и Петров О Ф 2020 *Термофизика высоких температур* **58** 563–583

Исследование облака нейтральных атомов кальция-40 в магнитооптической ловушке с большим градиентом магнитного поля методом визуализации поглощения

А. А. Назаров^{1,2}, С. А. Саакян¹, Е. В. Вильшанская¹, Л. А. Халуторных^{1,3} и Б. Б. Зеленер^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

² Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Каширское шоссе, 31, Москва 115409, Россия

³ Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: aanazarov@jiht.ru

Статья поступила в редакцию 16 ноября 2025 г.

Аннотация. В работе проведено экспериментальное исследование зависимости параметров облака захваченных в магнитооптическую ловушку нейтральных атомов кальция-40 от величины градиента магнитного поля в ее центре. Оценки производились по поперечному распределению плотности, полученному методом визуализации резонансного поглощения. Получены зависимости пиковой плотности, числа частиц и диаметра облака от отстройки частоты охлаждающего лазера при различных значениях градиента магнитного поля. Подтверждено предположение, что пиковая плотность и число частиц зависят от величины градиента магнитного поля, выходя на свои максимумы при оптимальных значениях градиента. Также показано отсутствие ощутимой зависимости оптимальной отстройки охлаждающего лазера от градиента магнитного поля. Результаты работы полезны для оптимизации параметров плазмы, получаемой фотоионизацией облака нейтральных атомов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодная неидеальная плазма (УХП) представляет большой интерес в качестве физического симулятора для изучения различных явлений, связанных с горячей плазмой высокой плотности энергии [1]. В числе таких явлений присутствуют детонационные эффекты, воздействие на вещество интенсивного лазерного излучения, магнитогазодинамические эффекты, приэлектродные и контактные явления [2] и пр. Особенный интерес представляют исследования распространения в неидеальной плазме неустойчивостей [3], поскольку они определяют пределы устойчивого удержания высокотемпературной плазмы в токамаках [4].

Основным способом получения УХП является импульсная фотоионизация облака нейтральных частиц, предварительно захваченных в магнитооптическую ловушку. Параметры такой плазмы, очевидно, зависят от параметров облака нейтральных частиц, существовавшего до ионизации. Основными параметрами неидеальной плазмы являются параметр экранирования κ и коэффициент неидеальности Γ . Оба они зависят от плотности плазмы, а следовательно и от плотности облака нейтральных атомов до ионизации. В связи с этим большой интерес представляет разработка методов, позволяющих максимизировать плотность получаемой УХП.

Магнитооптическая ловушка (МОЛ) — это инструмент для охлаждения и захвата частиц. Принцип действия МОЛ заключается в создании сил, удерживающих частицы в небольшой области пространства. Это достигается за счет резонансного светового давления шести встречных лазерных пучков, которые выполняют функцию трехмерной “оптической патоки”; и квадратного магнитного поля в конфигурации анти-Гельмгольца, которое за счет эффекта Зеемана делает

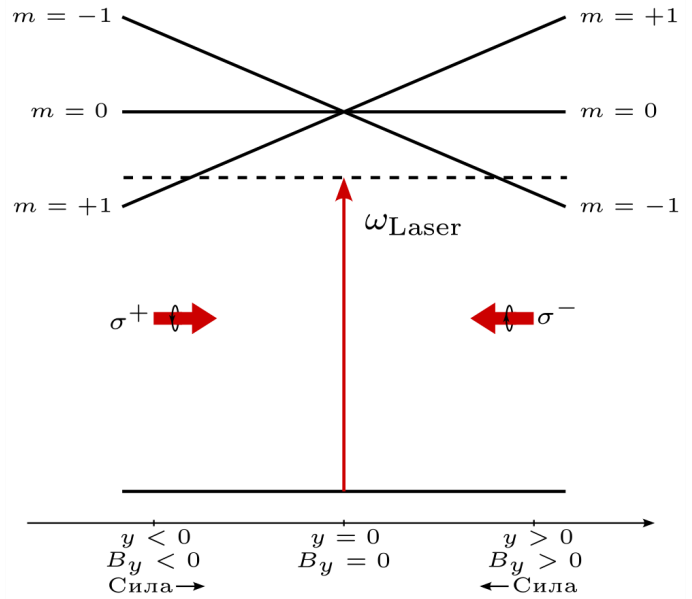


Рисунок 1. Зеемановский сдвиг магнитных подуровней в градиентном магнитном поле [5]. Здесь ω_{Laser} — частота лазера, используемого для охлаждения частиц в МОЛ. Ось Оу направлена вертикально, по оси симметрии поля (см. рисунок 3). Для горизонтальных осей аналогичная картина отличается только наклоном линий, который зависит от градиента магнитного поля вдоль соответствующей оси.

положение атома в центре ловушки положением устойчивого механического равновесия. Такой способ позволяет захватывать электрически нейтральные частицы, что было бы невозможно при использовании ловушек Пеннинга и Паули.

Магнитное поле играет критическую роль в функционировании МОЛ. Антигельмгольцевская конфигурация поля приводит к тому, что в центре МОЛ магнитное поле отсутствует; а в малой окрестности центра линейно зависит от расстояния до центра. Это позволяет ввести линейный коэффициент b , который в литературе обычно называют градиентом магнитного поля:

$$\vec{B} = by\vec{e}_y. \quad (1)$$

Так как зеемановский сдвиг подуровней зависит от магнитного поля линейно, то в этой окрестности центра МОЛ подуровни захваченных частиц сдвигаются в линейной зависимости от расстояния до центра МОЛ (рисунок 1). Это приводит к возникновению возвращающей силы, зависящей от расстояния до центра, которая и стабилизирует положение частиц в центре МОЛ [6, 7].

Предварительный расчет [8] показал, что увеличение градиента магнитного поля в центре МОЛ приводит к усилению захвата ловушкой плазмы за счет удержания части быстрых электронов квадрупольным магнитным полем. Также для УХП стронция, полученной импульсной фотоионизацией, существует экспериментальное подтверждение этого эффекта [9].

В связи с этим возникает интерес к изучению поведения облака нейтральных частиц при различных значениях градиента магнитного поля. По рисунку 1 можно увидеть, что при фиксированной частоте лазера увеличение градиента магнитного поля приводит к сужению области захвата вокруг центра МОЛ. Таким образом существует значение градиента магнитного поля, при котором облако не собирается из-за слишком сильного сужения области захвата. Также возникает предположение, что изменение отстройки лазеров, формирующих МОЛ, может нивелировать этот эффект.

2. УСТАНОВКА

Щелочноземельные металлы представляют большой интерес для научного сообщества из-за своего атомного строения. Два электрона на внешней оболочке приводят к тому, что в основном состоянии полный магнитный момент F атома равен нулю. Это открывает возможности для спектроскопии, свободной от сверхтонкой структуры, что позволяет точнее исследовать процессы холодных столкновений [10]. Узкие интеркомбинационные переходы щелочноземельных металлов приводят к появлению долгоживущих метастабильных состояний, что находит применение в сверхточных оптических часах [11, 12]. Прочие уникальные атомные свойства щелочноземельных металлов скрывают огромный потенциал для использования в квантовых симуляторах [13] и моделирования фундаментальных физических процессов [14].

В качестве рабочего вещества в данном эксперименте используется ^{40}Ca . Этот изотоп является стабильным и составляет 97% природной смеси. Спин ядра атома ^{40}Ca равен нулю, и, как следствие, основное состояние $[Ar]4s^2 (^1S_0)$ не имеет тонкой структуры. В качестве источника атомного пучка используется стальная печь, внутри которой кусок природного металлического кальция разогревается до температуры порядка 500 °C, существенно ниже температуры его плавления (838.85 °C [15]).

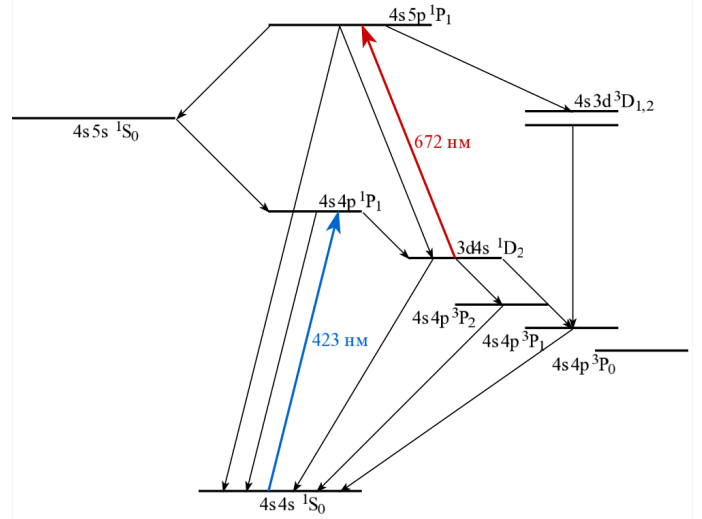


Рисунок 2. Схема энергетических уровней ^{40}Ca . Черными стрелками показаны каналы распада соответствующих состояний. Охлаждающий лазер (423 нм) и лазер оптической накачки (672 нм) отображены синей и красной стрелкой соответственно.

Испаряясь с поверхности металлического куска, атомы кальция попадают в канал зеемановского замедлителя, обмотки которого подобраны специально при помощи моделирования методом Монте-Карло. В качестве охлаждающего луча используется лазер с длиной волны 423 нм, частота которого стабилизируется на частоте перехода $^1S_0 - ^1P_1$ (см. рисунок 2), которая составляет 709.07837301(35) ТГц [16].

Существует вероятность того, что состояние 1P_1 распадется в 1D_2 , а из него — в состояния 3P_1 и 3P_2 . Последнее является метастабильным, с временем жизни в 118 минут [17]. Из-за этого значительная часть атомов выводится из цикла охлаждения, что приводит к заметному уменьшению плотности облака. Чтобы предотвратить этот процесс, используется лазерный луч оптической накачки с длиной волны 672 нм, частота которого стабилизируется на частоте перехода $^1D_2 - ^1P_1$, которая составляет 446.150837(13) ТГц [18]. Существуют также и другие варианты [18] реализации оптической накачки для кальция, которые в данном эксперименте не используются. Время жизни состояния 1P_1 составляет 4.59 нс [19], чему соответствует естественная ширина $\Gamma/2\pi = 34.7$ МГц. Интенсивность насыщающего охлаждающего перехода составляет $I_{\text{sat}} = 60$ мВт/см².

3. МЕТОД

В качестве метода исследования плотности облака выбрана визуализация резонансного поглощения. Он реализуем только при достаточно большой плотности облака в МОЛ, но имеет ряд преимуществ перед методом визуализации резонансной флуоресценции. В числе таковых гораздо большее пространственное разрешение и отсутствие необходимости калибровки сигнала по плотности и числу атомов (однако, калибровка по пространственным размерам необходима).

Суть метода заключается в том, что через облако атомов пропускается зондирующий лазерный пучок, частота которого настроена в резонанс с атомным



Рисунок 3. Принципиальная схема измерения методом визуализации резонансного поглощения. На атомы, захваченные в МОЛ, направляется зондирующий пучок интенсивностью I_0 . После прохождения сквозь облако пучок с образовавшейся из-за поглощения частицами МОЛ фотонов тенью регистрируется на матрице ПЗС-камеры.

переходом (в данном эксперименте зондирующий пучок поляризован линейно). Атомы облака поглощают фотоны в зависимости от их двумерной плотности n_2 в данной точке поперечного сечения:

$$n_2(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x, y, z) dz, \quad (2)$$

и на ПЗС-камеру попадает лазерный пучок с тенью, по которой можно восстановить эту двумерную плотность. Интенсивность света, зарегистрированная камерой, подчиняется закону Бугера–Ламберта–Бера:

$$I(x, y) = I_0(x, y) \exp(-\sigma n_2(x, y)), \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность зондирующего пучка (до поглощения), а σ — сечение поглощения ^{40}Ca на охлаждающем переходе.

Так как в данном эксперименте интенсивность зондирующего пучка I_0 много меньше интенсивности насыщения перехода I_{sat} , в качестве сечения σ используется резонансное сечение поглощения атомом одиночного фотона с длиной волны λ : $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$. Для случаев же, когда интенсивность пучков становится сравнима с интенсивностью насыщения, вообще говоря, требуется вводить поправку на нее.

Распределение плотности облака по пространству является гауссовым [20]:

$$n(x, y, z) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2w_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2w_y^2}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2w_z^2}\right). \quad (4)$$

Таким образом трехмерная плотность n оказывается связана с двумерной n_2 соотношением:

$$n(x, y, z) = \frac{n_2(x, y)}{\sqrt{2\pi}w_z} \exp\left(-\frac{z^2}{2w_z^2}\right). \quad (5)$$

Учитывая аксиальную симметрию ловушки (вокруг оси Оу) можно считать $w_z = w_x$, тогда для пиковой плотности имеем:

$$n_0 = \frac{n_2(0, 0)}{\sqrt{2\pi}w_x}. \quad (6)$$

Число частиц вычисляется по определению:

$$N = \iiint_{\mathbb{R}^3} n(x, y, z) dx dy dz = (2\pi)^{3/2} n_0 w_x^2 w_y. \quad (7)$$

Таким образом по распределению двумерной плотности вдоль поперечного сечения облака можно рассчитать количественно как пиковую (трехмерную) плотность облака, так и число частиц в нем. Чтобы получить размеры облака в физических величинах, необходимо откалибровать систему по какому-либо пространственному размеру. В данном эксперименте использовалась калибровка, полученная сравнением значения диаметра облака, полученного методом визуализации поглощения, с значением, полученным по фотографии резонансной флуоресценции того же облака на камеру, откалиброванную по миллиметровой бумаге.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Серии измерений проводились при фиксированном значении градиента магнитного поля от 35 до 115 Гс/см с шагом в 20 Гс/см. При каждом значении градиента двигалась отстройка частоты (далее по тексту — отстройка) охлаждающего лазера, и снимались фотографии облака, соответствующие каждому значению отстройки. Отстройка зеемановского замедлителя при этом оставалась постоянной. Обработка результатов эксперимента проводилась по методу Стюдента, погрешности на графиках представлены для доверительного интервала в одно стандартное отклонение.

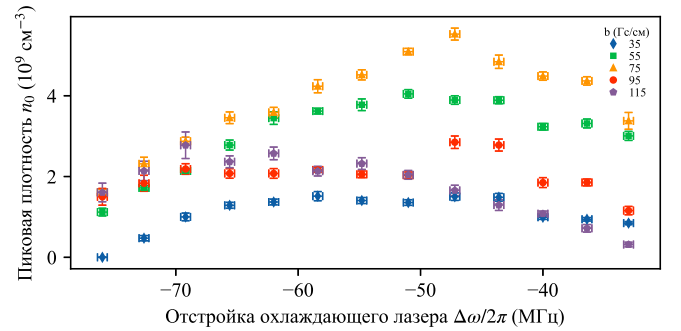


Рисунок 4. Зависимость пиковой плотности облака нейтральных атомов от отстройки охлаждающего лазера.

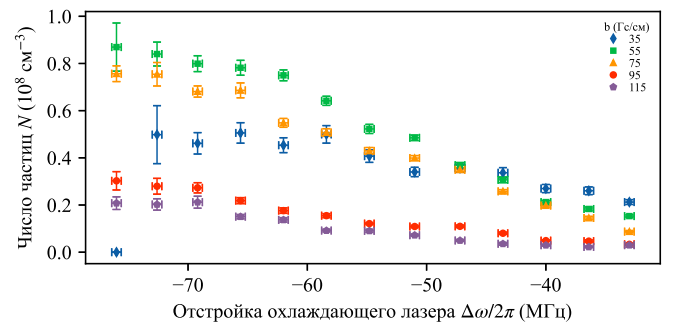


Рисунок 5. Зависимость числа частиц в облаке нейтральных атомов от отстройки охлаждающего лазера.

На рисунках 4 и 5 изображены, соответственно, графики зависимости пиковой плотности и числа частиц в облаке атомов от отстройки охлаждающего лазера. По ним отчетливо видно, как пиковая плотность растет до выхода на максимум при некотором оптимальном

значении отстройки, а затем монотонно убывает. При этом число частиц с увеличением отстройки растет до тех пор, пока облако остается видимым.

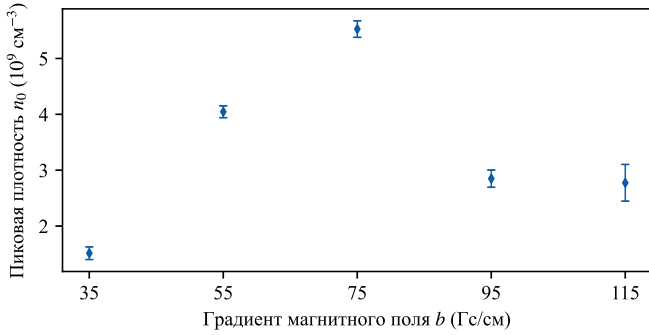


Рисунок 6. Зависимость пиковой плотности облака нейтральных атомов от градиента магнитного поля в центре МОЛ.

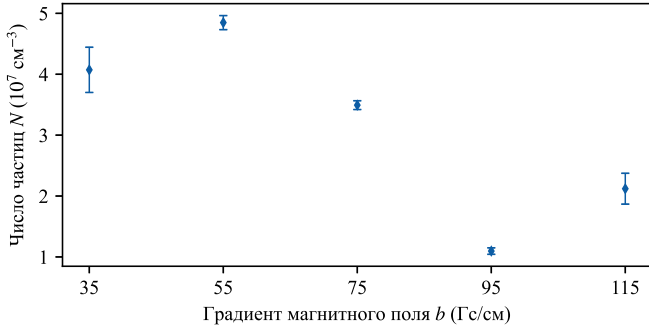


Рисунок 7. Зависимость числа частиц в облаке нейтральных атомов от градиента магнитного поля в центре МОЛ.

Графики зависимости пиковой плотности и числа частиц от градиента магнитного поля, изображенные на рисунках 6 и 7 соответственно, получены выбором максимального значения пиковой плотности при данном значении градиента магнитного поля, и соответствующего ему значения числа частиц (при той же отстройке) по графикам, изображенным на рисунках 4 и 5. Полученные зависимости показывают, что при увеличении градиента магнитного поля пиковая плотность и число частиц при определенном значении градиента выходят на свои максимумы, а затем убывают. Оптимальные значения градиента для пиковой плотности и числа частиц составили 75 и 55 Гс/см соответственно.

В качестве диаметра облака выбирается величина $FWHM_x$ (ширина на уровне половины высоты), полученная фитированием плотности облака нормальным распределением вдоль горизонтальной оси, проходящей через его центр. Графики полученной зависимости диаметра облака от отстройки охлаждающего лазера изображены на рисунке 8. По ним можно увидеть, что увеличение отстройки при фиксированном поле приводит к уширению облака; а усиление градиента при фиксированной отстройке приводит к его сужению. Это поведение совпадает с ожиданиями.

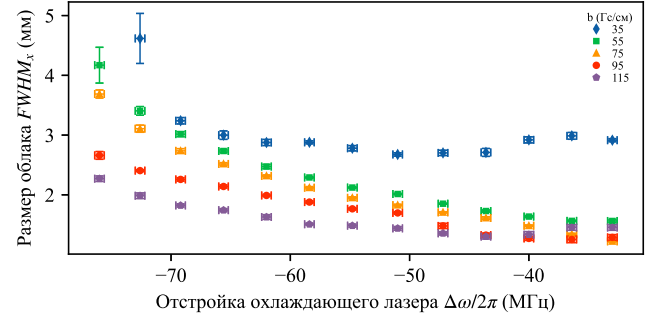


Рисунок 8. Зависимость диаметра облака нейтральных атомов от отстройки охлаждающего лазера.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате измерений методом визуализации резонансного поглощения были получены зависимости пиковой плотности, числа частиц и диаметра облака от отстройки охлаждающего лазера при различных значениях градиента магнитного поля. Ранее выдвинутое предположение о существовании зависимости пиковой плотности и числа частиц от величины градиента магнитного поля в центре МОЛ оказалось подтверждено. Найдены оптимальные значения градиента магнитного поля, при которых пиковая плотность и число частиц выходят на свои максимальные значения. Исследована зависимость этих величин от отстройки охлаждающего лазера и найдена оптимальная отстройка для каждого значения градиента. Оказалось, что эта оптимальная отстройка от значений градиента существенно не зависит. В дальнейшем планируется проведение экспериментов по непрерывной фотоионизации [21] облака атомов, захваченного в МОЛ. Результаты данной работы позволят оптимизировать параметры получаемой плазмы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bergeson S D, Baalrud S D, Ellison C L, Grant E, Graziani F R, Killian T C, Murillo M S, Roberts J L and Stanton L G 2019 *Phys. Plasmas* **26** 100501
2. Фортгов В Е, Якубов И Т и Храпак А Г 2009 *Физика неидеальной плазмы* (Москва: Физматлит)
3. Mikhailovskii A B 2017 *Instabilities in a confined plasma* (London, UK: CRC Press)
4. Toi K e a 2004 *Nucl. Fusion* **44** 217
5. Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S and Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631–2634
6. Demtröder W 2008 *Laser Spectroscopy: Vol. 2 Experimental Techniques* (Berlin, Heidelberg: Springer)
7. Riehle F 2006 *Frequency standards: basics and applications* (Weinheim, Germany: John Wiley & Sons)
8. Bronin S Y, Vikhrov E V, Zelener B B and Zelener B V 2023 *JETP Lett.* **117** 116–121
9. Gorman G M, Warrens M, Bradshaw S and Killian T 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 085002
10. Julienne P S and Vigué J 1991 *Phys. Rev. A* **44** 4464

11. Tobias W G, Hemingway B and Peil S 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 043401
12. Zhang J, Shi T, Miao J and Chen J 2023 *AAPPS Bull.* **33** 10
13. Zhang R, Cheng Y, Zhang P and Zhai H 2020 *Nat. Rev. Phys.* **2** 213–220
14. Laflamme C, Evans W, Dalmonte M, Gerber U, Mejía-Díaz H, Bietenholz W, Wiese U J and Zoller P 2016 *Ann. Phys.* **370** 117–127
15. Hartmann H and Schneider R 1929 *Z. Anorg. Allg. Chem.* **180** 275–283
16. Salumbides E, Maslinskas V, Dildar I, Wolf A, van Duijn E J, Eikema K and Ubachs W 2011 *Phys. Rev. A* **83** 012502
17. Derevianko A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 023002
18. Mills M, Puri P, Yu Y, Derevianko A, Schneider C and Hudson E R 2017 *Phys. Rev. A* **96** 033402
19. Machholm M, Julienne P S and Suominen K A 2001 *Phys. Rev. A* **64** 033425
20. Dinneen T P, Vogel K R, Arimondo E, Hall J L and Gallagher A 1999 *Phys. Rev. A* **59** 1216
21. Zelener B, Vilshanskaya E, Morozov N, Saakyan S, Bobrov A, Sautenkov V and Zelener B 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 115301

Наблюдение резонансов насыщения в неоднородно уширенном контуре селективного отражения от паров рубидия высокой плотности

В. А. Саутенков, С. А. Саакян, А. А. Бобров, А. А. Назаров и Б. Б. Зеленер
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва,
Россия

E-mail: bobozel@mail.ru

Статья поступила в редакцию 16 ноября 2025 г.

Аннотация. В работе описано исследование спектров нелинейного селективного отражения от внутренней поверхности окна ячейки с атомными парами рубидия высокой плотности, где дипольное самоуширение рабочего перехода $5S_{1/2}-5P_{3/2}$ доминировало над уширением из-за теплового движения атомов. Эксперимент был проведен в схеме выжигания провалов в исследуемых спектрах с применением пробного лазера и лазера накачки. При настройке частоты лазера накачки в центр перехода и при небольшой отстройке зарегистрированы резонансы насыщения в максимуме контура селективного отражения и в крыле контура. Наблюдение насыщенных резонансов в спектральных контурах селективного отражения подтверждает неоднородный характер самоуширения резонансных переходов в атомных парах высокой плотности.

1. ВВЕДЕНИЕ

В атомных газовых средах высокой плотности, в которых диполь-дипольное самоуширение резонансных переходов доминирует по сравнению доплеровской шириной, вкладом теплового движения атомов можно пренебречь [1, 2]. Самоуширение Γ_0 в невозмущенном газе с атомной плотностью N можно оценить по формуле $\Gamma_0 = KN$, где коэффициент $K/2\pi \approx 10^{-16}$ ГГц см⁻³. В теоретической работе 1973 года [3] было показано, что частотный сдвиг насыщенного резонансного перехода в плотном газе двухуровневых атомов определяется нормированной разностью населенностей основного и возбужденного состояний (нелинейный сдвиг Лоренца). При этом в выражении для диэлектрической проницаемости спектральная ширина перехода рассматривалась как постоянная величина. В публикации [4] сообщаются результаты измерения самоуширения и сдвига Лоренца резонансных переходов в атомных парах калия высокой плотности. Модифицированный теоретический подход к рассмотрению спектральных свойств атомных газов высокой плотности предложен в работе [5]. В предложенной модели обсуждается возможность неоднородного уширения резонансных переходов при статическом механизме диполь-дипольных взаимодействий между атомами. Для экспериментальной проверки однородного или неоднородного характера уширения оптических спектров предлагается использовать методы спектроскопии насыщения [6]. Цитируемая статья [5] мотивировала экспериментальное исследование нелинейного селективного отражения от атомных паров высокой плотности [7]. В эксперименте с парами рубидия использовались два перестраиваемых лазера: слабый пробный и мощный насыщающий. Частота пробного лазера сканировалась по спектру селективного отражения на резонансном переходе $5S_{1/2}-5P_{3/2}$. Частота насыщающего лазера настраивалась в крыло атомного перехода, где длина поглощения значительно превышала длину волны излучения. Нерезонансное оптическое возбуждение приводило к некогерентной перекачке атомов из основного состояния в возбужденное состояние из-за пленения излучения и межатомной передачи возбуждения. Регистрировался спектральный контур отражения пучка пробного излучения от поверхности разде-

ла между окном кюветы и парами рубидия. При некогерентном оптическом насыщении атомного перехода ширина спектрального контура отражения уменьшалась. В результате сравнения экспериментальных и расчетных спектров селективного отражения получено, что дипольное самоуширение резонансного перехода линейно зависит от населенности основного состояния атомов. Зависимость самоуширения от некогерентного насыщения объяснена в [7] статическим механизмом диполь-дипольных межатомных взаимодействий [5]. Последующие работы [8, 9] подтвердили полученные экспериментальные результаты и их интерпретацию. Обзор результатов изучения нелинейного селективного отражения от плотных атомных паров до 2011 года представлен в [10].

Последние результаты экспериментальных исследований резонансно насыщенного селективного отражения от паров рубидия высокой плотности с использованием слабого пробного и мощного насыщающего лазеров представлены в статьях [11–15]. В этих экспериментальных работах частота пробного излучения сканировалась по резонансному переходу (D_2 -линия), а частота насыщающего излучения фиксировалась в центральной части перехода. В статье [14] обсуждаются зарегистрированные спектральные зависимости коэффициента отражения для пробного лазерного пучка. Эксперименты были проведены с парами рубидия при различной атомной плотности. Увеличение интенсивности насыщающего излучения приводило к спектральному сужению и уменьшению коэффициента отражения. При высоких интенсивностях насыщающего излучения наблюдалось сравнительно небольшое изменение коэффициента отражения пробного излучения в окрестности частоты лазера накачки.

В следующей работе [15] эксперименты проведены с максимально доступной величиной самоуширения $\Gamma_0/2\pi = 40$ ГГц при нагреве ячейки с парами рубидия до температуры 427 °С. Для повышения спектрального разрешения анализировались спектральные зависимости производной по частоте $dR/d\nu$ спектральных зависимостей коэффициента отражения R . Нелинейный спектральный отклик соответствовал однородному уширению перехода. Высокое спектральное разрешение позволило зарегистрировать расщепление спектра на два симметричных резонанса при сильном насыщении

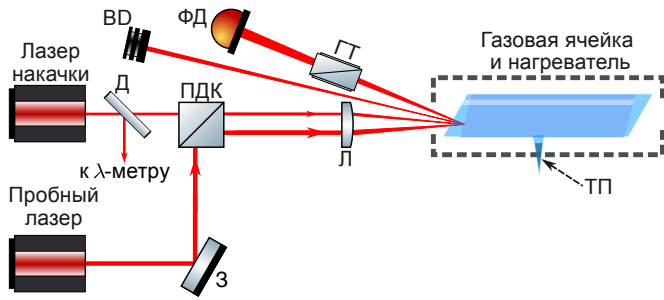


Рисунок 1. Схема установки включает основные компоненты: пробный лазер, лазер накачки, λ -метр, газовую ячейку с парами рубидия, включая термопару ТП, и вспомогательные элементы: Д — светоделительная пластинка, З — зеркало, ПДК — поляризационный светоделительный кубик, Л — линза, ГТ — поляризатор Глана-Томсона, ФД — фотодетектор, ВД — поглотитель отраженного насыщающего пучка.

оптическим полем накачки. Появление узкой симметричной структуры объяснено в рамках модели “одетых атомных состояний”. Анализ спектров подтвердил однородный характер самоуширения из-за влияния многочастотных взаимодействий.

Согласно теоретической работе [5] в атомных газах высокой плотности возможно неоднородное уширение резонансных переходов. В нашей последней работе [16] изучались нелинейные спектры нормализованного коэффициента отражения и их производных по частоте при различных атомных плотностях и различной интенсивности насыщающего излучения. С ростом плотности обнаружен переход от неоднородного к однородному самоуширению переходов. В настоящей работе мы исследовали неоднородное уширение при различных отстройках частоты насыщающего излучения для фиксированной концентрации.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Спектроскопические эксперименты проводились с парами рубидия высокой плотности $N = 1.7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на переходе $5S_{1/2}-5P_{3/2}$. При такой атомной плотности величина самоуширения $\Gamma_0/2\pi$ оценивается на уровне 19 ГГц [14]. В эксперименте использовался пробный лазер и мощный лазер накачки. Частота пробного лазера сканировалась по спектру селективного отражения. Таким образом, использовалась схема спектрального выжигания провалов: интенсивный лазер накачки с фиксированной частотой насыщал атомы, резонансные с его излучением, а сканируемый слабый пробный лазер регистрировал вызванное насыщением локальное изменение спектрального контура селективного отражения. Перестройка пробного лазера калибровалась по спектру насыщенного поглощения в дополнительной рубидиевой ячейке при комнатной температуре. Схема установки приведена на рисунке 1.

Отстройка пробного лазера отсчитывалась от частоты сверхтонкой компоненты перехода ^{85}Rb : $5S_{1/2}(F=3)-5P_{3/2}(F=4)$. На рисунках 2 и 3 эта частота обозначена как нулевая отстройка пробного излучения $\Delta_{\text{пр}}/2\pi$. Пучки пробного излучения и насы-

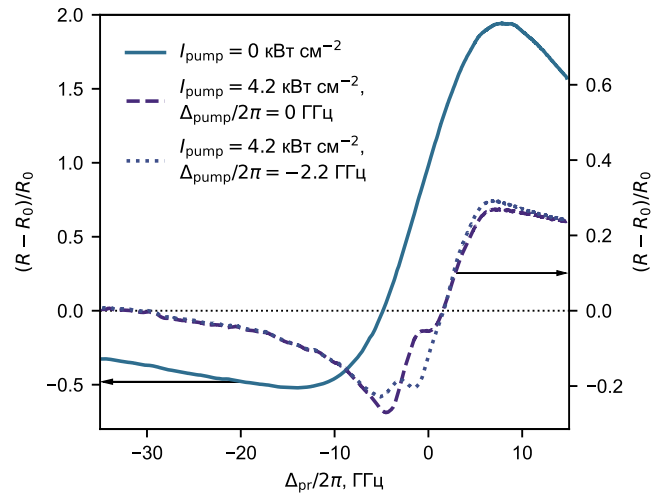


Рисунок 2. Спектральная зависимость нормализованного коэффициента отражения δR в отсутствие насыщающего излучения представлен сплошной кривой. Кривые δR , полученные при интенсивности пучка насыщающего излучения $I_{\text{нап}} = 4.2 \text{ кВт см}^{-2}$ при нулевой отстройке лазера накачки $\Delta_{\text{нап}}/2\pi = 0$ обозначены фиолетовыми штрихами, и при отрицательной отстройке $\Delta_{\text{нап}}/2\pi = -2.2 \text{ ГГц}$ — синими точками.

щающего излучения направлялись на поляризационный светоделительный кубик. После кубика параллельные оптические пучки с ортогональной поляризацией фокусировались на внутренней поверхности окна высокотемпературной ячейки с парами рубидия. Углы падения лазерных пучков на внутреннюю поверхность окна ячейки были близки к нормальному. Окна были изготовлены из граната, в котором отсутствует двойное лучепреломление. Высокое качество ортогонально поляризованных пучков излучения позволяет устранить возможное взаимодействие пучков через модуляцию разности населенностей основного и возбужденного состояний атомов из-за интерференции оптических полей [17]. Изменение мощности отраженного пробного пучка регистрировалось фотодетектором. Сигнал с фотодетектора записывался и анализировался с помощью осциллографа и компьютера. Зарегистрированный коэффициент отражения R нормализовался относительно нерезонансного отражения от поверхности раздела окно/вакуум $R_0 = 0.085 \pm 0.004$. В работе используется следующее соотношение для нормализованного коэффициента отражения: $\delta R = (R - R_0)/R_0$. Ошибка измерения нормализованного коэффициента отражения определялась погрешностью R_0 . Измеренные спектральные зависимости δR представлены на рисунке 2.

Оптическое насыщение приводит к спектральному сужению контура и уменьшению коэффициента отражения. На частотах лазера накачки (отстройки $\Delta_{\text{нап}}/2\pi = 0$ и $\Delta_{\text{нап}}/2\pi = -2.2 \text{ ГГц}$) наблюдаются деформация кривых δR . Для реализации более высокого спектрального разрешения мы используем производную по частоте $dR/d\nu$, полученную с применением методов компьютерной обработки данных [15]. Спектральные зависимости производной $dR/d\nu$, полученные при различных экспериментальных условиях, представлены

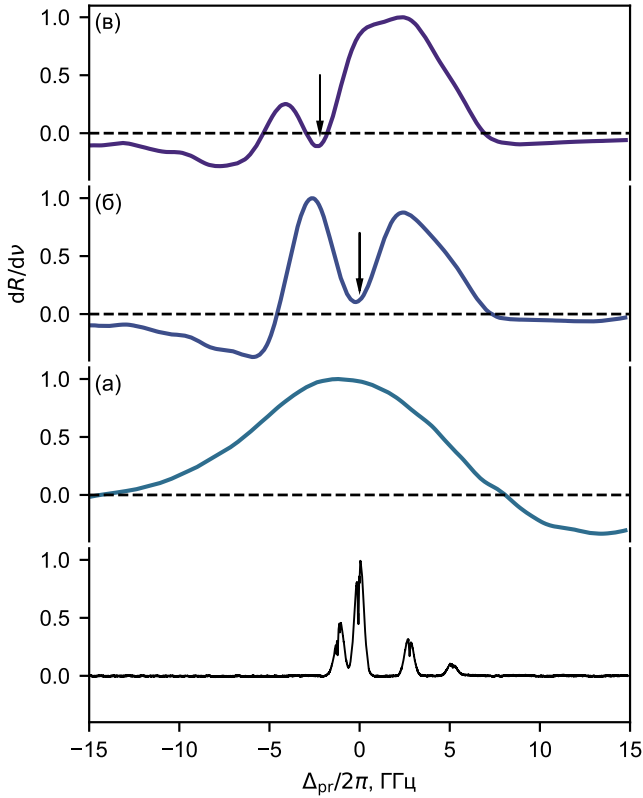


Рисунок 3. Кривая 3(а) записана в отсутствие насыщающего лазерного пучка ($I_{\text{pump}} = 0$), кривая 3(б) записана с насыщающим пучком $I_{\text{pump}} = 4.2 \text{ кВт см}^{-2}$ при нулевой отстройке $\Delta_{\text{pump}}/2\pi = 0$, кривая 3(в) записана при интенсивности $I_{\text{pump}} = 4.2 \text{ кВт см}^{-2}$ и отрицательной отстройке $\Delta_{\text{pump}}/2\pi = -2.2 \text{ ГГц}$. Стрелками указаны частоты лазера накачки. На нижней панели представлен калибровочный спектр насыщенного поглощения в рубидиевой ячейке при комнатной температуре.

на рисунке 3. Следует отдельно отметить спектральную зависимость в нижней части рисунка 3, которая является калибровочным спектром насыщенного поглощения в рубидиевой ячейке при комнатной температуре.

Ширину резонансного перехода, которая включает самоуширение Γ_0 и вклад сверхтонкой структуры перехода, можно определить по интервалу $\Delta\nu_{\text{SR}} = 23 \text{ ГГц}$ между пересечениями спектрального контура производной $dR/d\nu$ с нулевым уровнем сигнала на рисунке 3(а). Напомним, что “нули” зависимости $dR/d\nu$ совпадают по частоте с экстремумами нормированного коэффициента δR , который пропорционален реальной части функции диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega - \omega_0)$. Гладкий контур на рисунке 3(а) заметно изменяется при оптическом насыщении селективного отражения интенсивным пучком излучения лазера накачки. При настройке частоты насыщающего излучения на переход $5S_{1/2}(F = 3) - 5P_{3/2}(F' = 4)$ в центре спектрального контура формируется резонанс насыщения (рисунок 3(б)). При отстройке частоты насыщающего излучения на $\Delta_{\text{pump}}/2\pi = -2.2 \text{ ГГц}$ резонанс насыщения проявляется в низкочастотном крыле контура (рисунок 3(в)). Грубую оценку ширины общего спектрального контура можно получить измерением частотного интервала между крайними пересечениями кривой

$dR/d\nu$ с нулевым уровнем сигнала. Для спектральных контуров на рисунках 3(б) и 3(в) этот частотный интервал $\Delta\nu_{\text{SR}} \approx 13 \text{ ГГц}$. Для корректного измерения ширин зарегистрированных спектральных резонансов необходимо будет провести сравнение экспериментальных кривых и теоретических подгоночных функций. Для этого требуется расширение существующей линейной теории диполь-дипольных взаимодействий [5] на оптически насыщенные атомные газовые среды высокой плотности.

Представленные результаты наблюдения насыщенных резонансов в спектральных контурах селективного отражения подтверждают неоднородный характер самоуширения резонансных переходов в наших экспериментальных условиях. Интересной задачей является исследование переключения от неоднородного к однородному уширению с ростом атомной концентрации N .

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально подтвержден неоднородный характер диполь-дипольного самоуширения резонансных переходов в атомных парах рубидия высокой плотности. Эксперимент был проведен в схеме выжигания провалов в исследуемом спектрах с применением пробного лазера и лазера накачки. При настройке частоты лазера накачки в центр перехода, а также при небольших отстройках, нами были зарегистрированы резонансы насыщения как в максимуме контура селективного отражения, так и в его крыле. Появление насыщенных резонансов в спектрах селективного отражения свидетельствует о неоднородном вкладе в самоуширение резонансных переходов в плотных атомных парах. Полученные результаты могут быть полезны для развития теоретического описания спектральных свойств оптически насыщенных атомных газовых сред высокой плотности, а также для исследования многочастичных взаимодействий в ультрахолодной неидеальной плазме с оптическими переходами [18, 19].

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sobel'man I I, Vainshtein L A and Yukov E A 1995 *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines* (Springer Berlin, Heidelberg)
2. Lewis E L 1980 *Phys. Rep.* **58** 1–71
3. Friedberg R, Hartmann S and Manassah J 1973 *Phys. Rep.* **7** 101–179
4. Maki J J, Malcuit M S, Sipe J E and Boyd R W 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 972
5. Leegwater J A and Mukamel S 1994 *Phys. Rev. A* **49** 146
6. Letokhov V S and Chebotayev V P 1977 *Springer Series in Optical Sciences. Nonlinear laser spectroscopy* vol 4 (Springer Verlag, Berlin)
7. Sautenkov V A, van Kampen H, Eliel E R and Woerdman J P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3327
8. van Kampen H, Sautenkov V A, Smeets C J C, Eliel E R and Woerdman J P 1999 *Phys. Rev. A* **59** 271
9. Li H, Sautenkov V A, Rostovtsev Y V and Scully M O 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 065203

10. Sautenkov V A 2011 *Laser Phys. Lett.* **8** 771
11. Sautenkov V A, Saakyan S A and Zelener B B 2021 *J. Russ. Laser Res.* **42** 405–11
12. Бобров А А, Саакян С А, Саутенков В А и Зеленер Б Б 2021 *Письма в ЖЭТФ* **114** 604–7
13. Sautenkov V, Saakyan S, Bobrov A, Morozov N and Zelener B B 2022 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **278** 108007
14. Sautenkov V, Saakyan S, Bobrov A, Khalutornykh L and Zelener B B 2024 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **328** 109153
15. Саутенков В А, Саакян С А, Бобров А А и Зеленер Б Б 2025 *Письма в ЖЭТФ* **122** 330–335
16. Sautenkov V, Saakyan S, Bobrov A and Zelener B B 2026 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **351** 109796
17. Саутенков В А, Саакян С А, Бобров А А, Вильшанская Е В и Зеленер Б Б 2023 *Квант. электрон.* **53** 69–73
18. Зеленер Б Б, Вильшанская Е В, Саакян С А, А Саутенков В, Зеленер Б В и Фортов В Е 2021 *Письма в ЖЭТФ* **113** 92–95
19. Zelener B B, Vilshanskaya E V, Morozov N V, Saakyan S A, Bobrov A A, Sautenkov V A and Zelener B V 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 115301

О скорости затухания возмущений сильных ударных волн в релятивистской гидродинамике

А. В. Конюхов

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

E-mail: konyukhov_av@mail.ru

Статья поступила в редакцию 6 октября 2025 г.

Аннотация. Расчеты ударных волн с различной интенсивностью и фактором Лоренца при наличии начального периодического возмущения показали, что сильные релятивистские ударные волны, являясь устойчивыми согласно критериям линейной теории устойчивости ударных волн Дьякова и Конторовича, в вычислительном эксперименте показывают свойства нейтрально-устойчивых ударных волн: излучение акустических волн ударной волной, степенной закон затухания возмущений. Полученный результат объясняется конечностью амплитуды начального возмущения и тем, что предел высокой интенсивности ударной волны в случае идеального газа соответствует границе ее нейтральной устойчивости.

1. ВВЕДЕНИЕ

Релятивистские ударные волны играют важную роль в астрофизике, где их наличие, в частности, связано с явлением джетов, релятивистских струй плазмы в активных галактических ядрах. Релятивистские ударные волны, формирующиеся в области торможения джета при взаимодействии с межзвездным веществом, являются источниками регистрируемого электромагнитного излучения и потоков высокоэнергетичных частиц с энергией, существенно превышающей тепловую энергию (см. обзоры [1, 2] и приведенные в этих работах ссылки). Предполагаемые механизмы излучения связаны с наличием плазменных неустойчивостей в диссипативной структуре релятивистской ударной волны, приводящих к турбулентности с генерацией сильного локального магнитного поля. При этом наличие начальной намагниченности плазмы может оказывать влияние на данные процессы, но не является обязательным. Численному моделированию плазменной неустойчивости в структуре релятивистской ударной волны и вопросам генерации излучения посвящено большое количество работ, отдельные ссылки можно найти в обзоре [1]. Предполагая, что ширина структуры ударной волны много меньше размеров области течения, магнитное давление много меньше гидродинамического, а доля энергии, переходящая в ударной волне в энергию излучения, мала по сравнению с энергией, рассеиваемой в тепло, релятивистскую ударную волну можно рассматривать в рамках релятивистской гидродинамики [3]. Релятивистские ударные волны с высоким фактором Лоренца являются элементами структуры течения при моделировании релятивистских струй (см., например, [4]). В [5] приведены результаты численного моделирования возмущенной релятивистской ударной волны, распространяющейся в среде с экспоненциально уменьшающейся плотностью.

Вопрос устойчивости релятивистских ударных волн является фундаментальной проблемой, отдельные аспекты которой, выходящие за рамки линейной теории устойчивости, не имеют на сегодняшний день окончательного решения. Применительно к проблеме излучения релятивистских ударных волн, аномально низкая скорость затухания возмущений ударной волны при наличии сопутствующих факторов, таких как неоднород-

ность и турбулентность среды, может приводить к сложной ударно-волновой картине, характеризующейся наличием долгоживущих вторичных (поперечных) ударных волн. Вторичные волны за фронтом ударной волны также являются релятивистскими и ориентированы под определенным углом к поверхности основной ударной волны, что может оказывать влияние на характеристики излучения.

Впервые линейный анализ устойчивости релятивистской ударной волны в среде с произвольным уравнением состояния выполнен в [6] методом нормальных мод. В [7] результат Конторовича был подтвержден методами спектральной теории устойчивости ударных волн. Было показано, в частности, что в среде, описываемой уравнением состояния идеального газа, релятивистская ударная волна устойчива. Устойчивые в рамках линейной теории ударные волны характеризуются экспоненциальным законом затухания малых возмущений. Линейная теория устойчивости ударных волн в средах с произвольными термодинамическими свойствами выделяет диапазон параметров ударной волны, в котором, в рамках анализа линеаризованной задачи для уравнений, описывающих эволюцию возмущений, последние не растут и не затухают. Поток энергии акустической составляющей вторичных волн в этом случае направлен от ударной волны в сторону ударно сжатого вещества, т.е. ударная волна является источником вынужденного (если имеет место нелинейная устойчивость) излучения акустических волн. Критерий Конторовича нейтральной устойчивости релятивистских ударных волн [6] (релятивистский аналог критерия Дьякова–Конторовича в классической гидродинамике), после исключения производной вдоль ударной адиабаты Тауба–Гюонио [3] с использованием соотношений на релятивистском ударно-волновом разрыве, сводится к ограничению на изохорную ($w = \text{const}$) производную внутренней энергии e по удельному объему $V = 1/\rho$ в системе покоя [8]:

$$p > -(\varepsilon_V)_w > p_0, \quad (1)$$

где ρ — плотность массы покоя, ε — удельная внутренняя энергия, p — давление, индекс 0 относится к начальному состоянию, а величины без индекса — к состоянию за фронтом ударной волны. Левое неравенство

в (1) равносильно условию на параметр Грюнаизена $\gamma > -1$, которое, как правило, выполняется в случае реальных сред. Из (1) следует, что для уравнений состояния, для которых $(\varepsilon_V)_w = 0$, предел ударных волн бесконечной интенсивности соответствует границе области нейтральной устойчивости ударной волны в пространстве ее параметров. К таким уравнениям состояния относится релятивистское уравнение состояния газа невзаимодействующих частиц (Synge J.L.) [9],

$$\frac{K_3(1/(w - \varepsilon))}{K_2(1/(w - \varepsilon))} = w, \quad (2)$$

где K_2 и K_3 — модифицированные функции Бесселя второго рода, второго и третьего порядка, и его асимптотики в нерелятивистском и ультрарелятивистском пределе, $w = (5/3)\varepsilon$ и $w = (4/3)\varepsilon$, соответственно. Выполнение условия (1) нейтральной устойчивости ударной волны означает, что устойчивость ударной волны и скорость затухания возмущений (если асимптотическая устойчивость имеет место) определяются нелинейными членами разложения по амплитудам возмущений, которые не учитываются в рамках линейного анализа.

Численное моделирование нейтрально устойчивых ударных волн невысокой интенсивности на основе модельного уравнения состояния показывает, что такие волны отличаются от устойчивых законом затухания возмущений на фронте ударной волны [8]. В последнем случае пульсации давления за фронтом ударной волны, вызванные начальным периодическим (по координате, отсчитываемой вдоль фронта ударной волны) возмущением, затухают экспоненциально $e^{-\lambda t}$, $\lambda \approx \text{const}$. В случае нейтрально устойчивых ударных волн наблюдается более слабое затухание, которое приближается степенной зависимостью $t^{-\lambda}$, $\lambda \approx \text{const}$. Закон затухания в окрестности границы нейтральной устойчивости не изучался, можно предположить, что ударные волны при наличии возмущений конечной амплитуды при параметрах ударной волны вблизи границы нейтральной устойчивости проявляют свойства, аналогичные свойствам, которые ожидаются для ударных волн с бесконечно малой амплитудой возмущений в условиях нейтральной линейной устойчивости: слабое затухание возмущений, генерация ударной волной вторичных (поперечных) ударных волн. Оба этих фактора в условиях наличия плазменных неустойчивостей могут приводить к увеличению доли энергии, приходящейся на излучение. Проверка этого факта и определение скорости затухания возмущений ударной волны в окрестности границы устойчивости, определенной на основе линейной теории, требует нелинейного анализа. В ходе настоящего исследования решается задача о затухании начального периодического возмущения релятивистской ударной волны при высоких значениях интенсивности и фактора Лоренца ударной волны. Расчеты проводились на основе уравнений релятивистской гидродинамики в двумерной постановке.

Последние десятилетия численные методы решения уравнений релятивистской гидродинамики получили развитие на основе методов и подходов разработанных ранее в рамках нерелятивистской вычислительной

газовой динамики. Для астрофизических приложений были разработаны и применены различные современные схемы метода конечных объемов [10] (центральные схемы [11], схемы расщепления потоков, схемы годуновского типа с точным и приближенным [12, 13] решением задачи Римана о распаде разрыва, схемы высокого порядка аппроксимации TVD, ENO и WENO [14–20]), схемы метода конечных элементов [10]. Лучшее разрешение структуры течения обеспечивают методы, использующие гиперболичность системы. В настоящей работе для реконструкции вектора переменных и аппроксимации вектора потоков на границах расчетных ячеек используется переход к локальным характеристическим переменным.

2. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Система уравнений релятивистской гидродинамики включает в себя условие сохранения энергии и импульса [21, 22]:

$$\nabla_\beta T^{\alpha\beta} = 0, \quad (3)$$

где тензор энергии-импульса имеет вид:

$$T^{\alpha\beta} = (e + p)u^\alpha u^\beta - g^{\alpha\beta}p, \quad (4)$$

здесь e и p — плотность внутренней энергии (включая энергию, связанную с массой покоя) и давление, $g^{\alpha\beta} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ — метрический тензор, $u^\alpha = \Gamma(1, \vec{v})$ — 4-вектор скорости, $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v^2}$ — фактор Лоренца (здесь и далее используется система единиц, в которой скорость измеряется в единицах скорости света). Система уравнений дополняется законом сохранения числа частиц:

$$\nabla_\alpha n u^\alpha = 0, \quad (5)$$

где $n = 1/V$ — плотность частиц в системе покоя. Система (3)–(5) замыкается уравнением состояния ультрарелятивистского газа $w = (4/3)\varepsilon$, где $\varepsilon = e/n - 1$, $w = \varepsilon + p/n$.

Уравнения (3)–(5) могут быть представлены в форме гиперболической системы законов сохранения в декартовой системе координат (t, x, y) [18]:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}^x(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}^y(\mathbf{U})}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

где $\mathbf{U} = (D, S_x, S_y, \tau)^T$ — вектор консервативных переменных, потоки которых записываются в виде:

$$\mathbf{F}^\alpha = (Dv_\alpha, S_x v_\alpha + p\delta_{x\alpha}, S_y v_\alpha + p\delta_{y\alpha}, S_\alpha - Dv_\alpha)^T, \\ \alpha = x, y.$$

Здесь p — давление в системе покоя, $\delta_{\alpha\beta} = 1$, если $\alpha = \beta$ и $\delta_{\alpha\beta} = 0$ в противном случае. Консервативные переменные связаны с плотностью n , компонентами вектора скорости v_α и релятивистской энтальпией $h = (e + p)/n$

следующими соотношениями:

$$D = n\Gamma, \quad S_\alpha = nh\Gamma^2 v_\alpha, \quad \tau = nh\Gamma^2 - p - n\Gamma. \quad (7)$$

Система является гиперболической, матрица Якоби $A_n = \partial \mathbf{F}_n / \partial \mathbf{U}$ численного вектора потоков $\mathbf{F}_n = \mathbf{F}^x n_x + \mathbf{F}^y n_y$ для произвольного направления $\mathbf{n} = (n_x, n_y)^T$ невырожденным преобразованием приводится к диагональному виду $A_n = \Omega \text{diag}(\lambda_i) \Omega^{-1}$, где $\text{diag}(\lambda_i)$ — диагональная матрица с собственными значениями $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4)$ на главной диагонали. Столбцы матрицы Ω — правые собственные векторы матрицы Якоби A_n вектора потоков:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_1 &= \left(\frac{k}{h\Gamma(k-1)}, v_x, v_y, 1 - \frac{k}{h\Gamma(k-1)} \right)^T \\ \mathbf{r}_2 &= h\Gamma \left(\frac{v_t}{h}, 2\Gamma v_t v_x - \frac{n_y}{\Gamma}, 2\Gamma v_t v_y + \frac{n_x}{\Gamma}, 2\Gamma v_t - \frac{v_t}{h} \right)^T \\ \mathbf{r}_3 &= h\Gamma \left(\frac{1}{h\Gamma}, \frac{\lambda_m}{a_m} n_x - v_t n_y, \frac{\lambda_m}{a_m} n_y + v_t n_x, \frac{1}{a_m} - \frac{1}{h\Gamma} \right)^T \\ \mathbf{r}_4 &= h\Gamma \left(\frac{1}{h\Gamma}, \frac{\lambda_p}{a_p} n_x - v_t n_y, \frac{\lambda_p}{a_p} n_y + v_t n_x, \frac{1}{a_m} - \frac{1}{h\Gamma} \right)^T. \end{aligned}$$

Собственные значения записываются в виде:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \lambda_2 = v_n, \quad \lambda_3 = \lambda_m, \quad \lambda_4 = \lambda_p, \\ \lambda_m &= \frac{v_n(1 - c_s^2) - c_s \sqrt{(1 - \mathbf{v}^2)[1 - \mathbf{v}^2 c_s^2 - v_n^2(1 - c_s^2)]}}{1 - \mathbf{v}^2 c_s^2}, \\ \lambda_p &= \frac{v_n(1 - c_s^2) + c_s \sqrt{(1 - \mathbf{v}^2)[1 - \mathbf{v}^2 c_s^2 - v_n^2(1 - c_s^2)]}}{1 - \mathbf{v}^2 c_s^2}. \end{aligned}$$

Входящие в выражения для собственных векторов и собственных значений параметры c_s (скорость звука) и k определяются с использованием уравнения состояния:

$$c_s^2 = \frac{1}{k(\partial e / \partial p)_n}, \quad k = \frac{h}{h - (\partial e / \partial n)_p}.$$

В приближении ультррелятивистского газа

$$c_s^2 = \frac{1}{3k}, \quad k = \frac{h}{h - 1}.$$

Скорость звука не превышает значение $1/\sqrt{3}$. Линеаризация системы в окрестности граней расчетных ячеек выполняется путем осреднения вектора неконсервативных переменных $\mathbf{V} = (n, \mathbf{v}, p)^T$. На грани разделяющей ячейки с индексами i и $i + 1$ одного из координатных направлений

$$\mathbf{V}_{i+1/2} = \frac{1}{2}(\mathbf{V}_i + \mathbf{V}_{i+1}). \quad (8)$$

Для среднего состояния (8) вычисляются собственные значения и собственные векторы матрицы линеаризованной системы, вектор локальных характеристических переменных $\mathbf{w} = \Omega^{-1} \mathbf{U}$, индекс переменных, определенных на грани расчетной ячейки далее опускается. Вариации локальных характеристических переменных

α_k связаны с вариациями консервативных переменных,

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \Gamma(k-1)(h\Delta D + \Gamma \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{S} - \Delta D - \Delta \tau) \\ \alpha_2 &= \frac{v_t}{h(1 - v_n^2)}(v_n \Delta S_n - \Delta D - \Delta \tau) + \frac{1}{h} \Delta S_t \\ \alpha_3 &= \frac{a_m(h\Gamma)^{-1}}{\lambda_p - \lambda_m}((v_n - \lambda_p)\Lambda - c_p \Delta S_n + d_p(\Delta D + \Delta \tau)) \\ \alpha_4 &= \frac{-a_p(h\Gamma)^{-1}}{\lambda_p - \lambda_m}((v_n - \lambda_m)\Lambda - c_m \Delta S_n + d_m(\Delta D + \Delta \tau)), \end{aligned}$$

где использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Lambda &= (k-1)h\Gamma\Delta D + (k-1)\Gamma^2(\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{S} - \Delta D - \Delta \tau), \\ a_l &= \frac{1 - v_n \lambda_l}{1 - v_n^2}, \quad b_l = \frac{v_n - \lambda_l}{1 - v_n^2}, \quad c_l = a_l + v_n b_l, \\ d_l &= b_l + v_n a_l, \quad v_n = v_x n_x + v_y n_y, \quad v_t = v_y n_x - v_x n_y, \\ S_n &= S_x n_x + S_y n_y, \quad S_t = -S_x n_y + S_y n_x. \end{aligned}$$

Реконструкция решения в точках интегрирования на границах ячеек выполняется с использованием локальных характеристических переменных

$$\begin{aligned} \mathbf{U}^L &= \mathbf{U}_i^n + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^4 \tilde{\alpha}_k^L \mathbf{r}_k, \quad \mathbf{U}^R = \mathbf{U}_{i+1}^n - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^4 \tilde{\alpha}_k^R \mathbf{r}_k, \\ \tilde{\alpha}_k^L &= \min \text{mod}(\alpha_k|_{i-1/2}, \alpha_k|_{i+1/2}), \\ \tilde{\alpha}_k^R &= \min \text{mod}(\alpha_k|_{i+1/2}, \alpha_k|_{i+3/2}). \quad k = 1, 2, 3, 4. \end{aligned}$$

Потоки F_n на границах расчетных ячеек вычисляются на основе решения задачи о распаде разрыва для линеаризованной системы с применением энтропийной коррекции:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_n &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{F}(\mathbf{U}^L) + \mathbf{F}(\mathbf{U}^R) - \sum_{k=1}^4 \psi(\lambda_k) \alpha_k \mathbf{r}_k \right), \\ \psi(\lambda) &= \begin{cases} |\lambda|, & |\lambda| \geq \delta \\ (\lambda^2 + \delta^2)/(2\delta), & |\lambda| < \delta. \end{cases} \end{aligned}$$

Значение параметра энтропийной коррекции δ принималось равным 0.25. Для интегрирования по времени используется схема Рунге–Кутты третьего порядка аппроксимации, сохраняющая свойство невозрастания полной вариации [23].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Задача решалась в системе отсчета, связанной с ударно-волновым разрывом, в области прямоугольной формы. Фронт ударной волны ориентирован в отрицательном направлении оси x декартовой системы координат (x, y) . Начальные распределения переменных поля течения в расчетной области соответствовали релятивистской ударной волне заданной интенсивности $I = p/p_0$ и фактора Лоренца. Начальное возмущение задавалось искривлением поверхности ударной волны $x = A \cos(2\pi y/L)$, $A = 0.1L$, затухание возмущения определялось по зависимости L_1 — нормы пульсаций давления за фронтом ударной волны от безразмерного

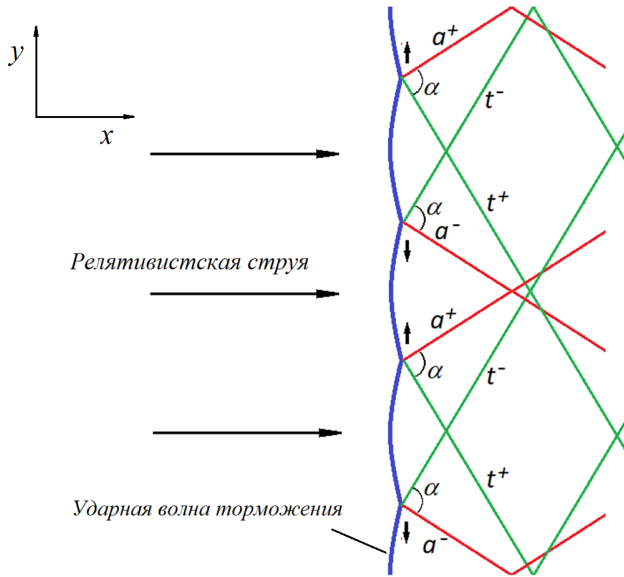


Рисунок 1. Схема течения за фронтом возмущенной ударной волны

времени tc/L , где c — скорость света, L — период возмущения. На границах $y = \text{const}$ ставились условия периодичности. В результате внесенного возмущения за фронтом ударной волны образуется два семейства вторичных волн, распространяющихся вдоль поверхности ударной волны в отрицательном и положительном направлении оси y (рисунок 1). Каждое семейство включает в себя акустические (a^- , a^+) и энтропийно-вихревые (t^- , t^+) волны, согласованные с условиями на искривленном ударно-волновом разрыве. Знаки (+/-) обозначают направление распространения возмущений вдоль фронта ударной волны. Показателем того являются акустические волны исходящими от ударной волны или не являются таковыми служит величина угла α , образуемого поверхностью скачка и поверхностью тангенциального разрыва в окрестности точек трехволновой конфигурации, см. рисунок 1. Если $\alpha < \pi/2$, акустические волны отстают от ударной волны (источником возмущения является ударная волна). Данное утверждение справедливо для наблюдателя в произвольной инерциальной системе отсчета, не зависит от интенсивности возмущения и, в частности, выполняется также для нерелятивистских возмущенных ударных волн. Условие $\alpha = \pi/2$ для слабых акустических волн определяет границу нейтральной устойчивости ударной волны $-(\varepsilon_V)_w = p_0$. Положение фронта акустической и энтропийно-вихревой волны определяется по распределению плотности n .

Численное интегрирование системы уравнений релятивистской гидродинамики выполнялось на расчетной сетке 2000×400 с шагом по пространству $0.0025L$ и числом Куранта 0.1. В ходе проведенных расчетов получены следующие результаты. Угол, образуемый фронтами акустических и энтропийно-вихревых волн в случае сильных ударных волн близок к $\pi/2$ независимо от фактора Лоренца ударной волны, что находится в соответствии с теорией, так как предел сильных ударных волн соответствует границе нейтральной устойчивости. Наблюдаемые отклонения (см., например, рисунок 2) можно объяснить конечностью возмущений. В зафрон-

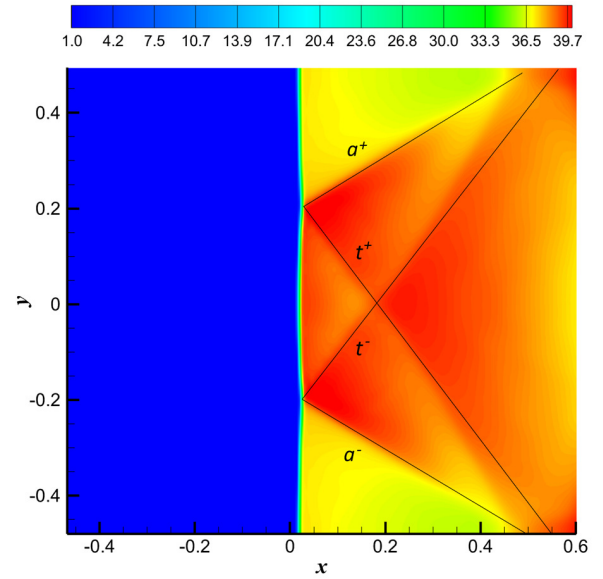


Рисунок 2. Визуализация плотности массы покоя (в единицах начальной плотности) за фронтом возмущенной ударной волны с интенсивностью $I = 10^3$ и фактором Лоренца $\Gamma = 12.9$. Показан угол, образуемый фронтами акустической и энтропийно-вихревой волн.

товом течении возмущенной ударной волны с интенсивностью 10^3 и скоростью равной 0.997 скорости света, показанный на рисунке 2 угол между волновым вектором энтропийно-вихревой и акустической составляющей вторичных волн $\alpha < \pi/2$. В этом случае акустическая волна возмущения является исходящей от ударной волны. Изменение характеристики акустической составляющей вторичных волн с приходящей на исходящую в линейной теории устойчивости ударных волн является определением нейтральной устойчивости, а в численных расчетах показывает изменение закона затухания возмущения ударной волны с экспоненциального на степенной [8]. Можно ожидать, что в случае сильных ударных волн и возмущений конечной интенсивности отставание вторичных волн от ударной волны также приведет к изменению скорости затухания возмущений.

Скорость затухания возмущений за фронтом ударной волны определялась по зависимости пульсаций давления за фронтом ударной волны $|p'|_1 = L_C^{-1} \int_C |p - \langle p \rangle| dl$ от времени, где L_C — длина контура. Давление отнесено к начальному значению плотности массы покоя, умноженному на c^2 . Время приведено в единицах L/c , где L — период возмущения, c — скорость света. Осреднение выполнялось на контуре, расположенном за фронтом ударной волны. На рисунках 3 и 4 показаны результаты двух серий расчетов. В первом случае, при одинаковой интенсивности варьировался фактор Лоренца ударной волны. Расчеты показывают наличие предельного закона затухания пульсаций давления за фронтом ударной волны при увеличении фактора Лоренца. Предельная зависимость проявляется на рисунке 3 в результатах для ударных волн, имеющих скорость, равную 0.976, 0.991 и 0.997 скорости света.

Во второй серии расчетов при фиксированном начальном состоянии варьировалась интенсивность

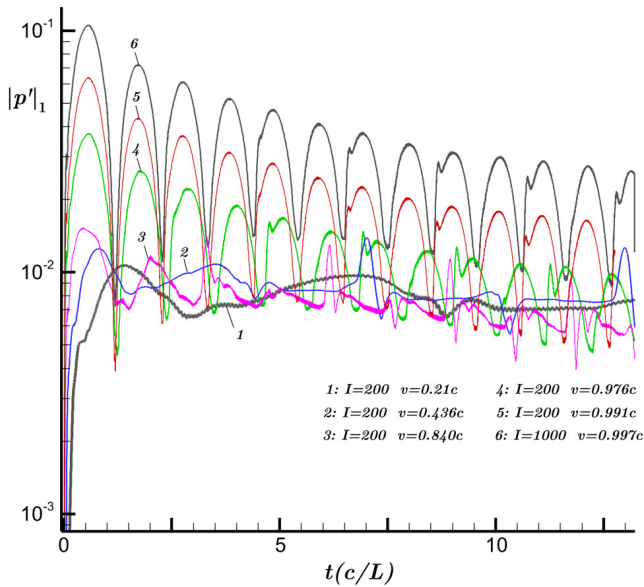


Рисунок 3. Пульсации давления за фронтом возмущенной релятивистской ударной волны для различных значений фактора Лоренца при одинаковой интенсивности $I = p/p_0$.

ударной волны. Соответственно, с ростом интенсивности ударной волны увеличивалась ее скорость. Результат показан на рисунке 4. С увеличением интенсивности ударной волны скорость затухания возмущений уменьшается и, как показывают расчеты для скоростей ударной волны 0.924 и 0.991 скорости света, закон затухания возмущений стремится к степенной зависимости с показателем степени -0.55 .

Полученный результат говорит о том, что определяющим является нелинейный механизм затухания возмущений, не учитываемый в рамках линейной теории устойчивости ударных волн.

Таким образом показано, что для релятивистской ударной волны закон затухания демонстрирует следующие свойства: скорость затухания начальных возмущений ударной волны уменьшается при увеличении ее интенсивности, что можно объяснить приближением параметров ударной волны к границе области нейтральной устойчивости; при повышении фактора Лоренца (приближении скорости ударной волны к скорости света) закон затухания возмущений стремится к пределу — степенной зависимости, характерной для нейтрально-устойчивых ударных волн. Сильные релятивистские ударные волны, являясь устойчивыми согласно критериям линейной теории устойчивости релятивистских ударных волн, в вычислительном эксперименте демонстрируют свойства слабо затухающих нейтрально-устойчивых ударных волн. Данные о предельном законе затухания возмущений сильных релятивистских ударных волн получены впервые. Результаты исследования скорости затухания возмущенных релятивистских ударных волн имеют фундаментальное значение и востребованы в астрофизических приложениях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предел высокой интенсивности ударных волн $p/p_0 \rightarrow \infty$ в релятивистской гидродинамике для сред с уравнением состояния вида $f(w, \varepsilon) = 0$ (релятивист-

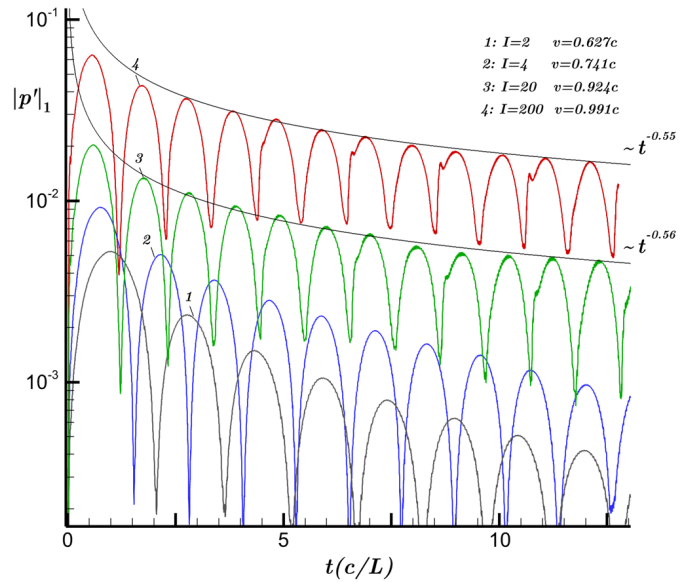


Рисунок 4. Затухание пульсаций давления за фронтом возмущенной релятивистской ударной волны для различных значений ее интенсивности.

ское уравнение состояния Синга (Synge J.L.), уравнение состояния ультрарелятивистского газа) является границей нейтральной устойчивости согласно линейной теории устойчивости ударных волн. Расчеты для плоской релятивистской ударной волны при наличии начального периодического возмущения показали, что скорость затухания возмущения уменьшается при увеличении интенсивности ударной волны, что можно объяснить приближением параметров ударной волны к границе области нейтральной устойчивости. При повышении фактора Лоренца (приближении скорости ударной волны к скорости света) закон затухания возмущений давления стремится к пределу — степенной зависимости, приближенно оцениваемой как $1/\sqrt{t}$. Сильные релятивистские ударные волны, являясь устойчивыми согласно критериям линейной теории устойчивости, в вычислительном эксперименте демонстрируют свойства слабо затухающих нейтрально-устойчивых ударных волн: излучение ударной акустических волн, слабый степенной закон затухания.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-26-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sironi L, Keshet U and Lemoine M 2015 *Space Sci. Rev.* **191** 519–544
2. Bykov A and Treumann R 2011 *Astron Astrophys Rev* **19** 1–67
3. Taub A H 1978 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **10** 301–332
4. Martí J M, Müller E, Font J A, Ibáñez J M Z and Marquina A 1997 *Astrophys. J.* **479** 151–163
5. Palma G, Mignone A, Vietri M and Zanna 2008 *Astrophys. J.* **686** 1103–1124
6. Kontorovich V M 1958 *JETP* **34** 186–194
7. Anile A M and Russo G 1987 *Phys. Fluids* **30** 1045–1051
8. Конюхов А В 2024 *ЖЭТФ* **165** 589–602

9. Synge J L 1957 *The Relativistic Gas: Series in Physics* (Amsterdam: North-Holland Publishing Company)
10. Wu K and Tang H 2016 *ApJS* **228** 3–25
11. Lucas-Serrano A, Font J A, Ibanez J and Martí J 2004 *Astron. Astrophys.* **428** 703–715
12. Mignone A and Bodo G 2005 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364** 126–136
13. Townsend J, Könözy L and Jenkins K 2020 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **496** 2493–2505
14. Balsara D 2017 *Living Rev Comput Astrophys* **3** 1–138
15. Falle S and Komissarov S 1995 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278** 586–602
16. Choi E and Ryu D 2005 *New Astron.* **11** 116–129
17. Font J A 2002 *Local Characteristic Algorithms for Relativistic Hydrodynamics* (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg) pp 327–348
18. Martí J M and Müller E 2003 *Living Rev Relativ.* **6** 7
19. Wu K 2021 *SIAM J. Sci. Comput.* **43** B1164–B1197
20. Xu L, Ding S and Wu K 2024 *SIAM J. Sci. Comput.* **98** 43–104
21. Ландау Л Д Лифшиц Е М 1986 *Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика* (Москва: Издательство “Наука”)
22. Anile A 1990 *Relativistic Fluids and Magneto-fluids: With Applications in Astrophysics and Plasma Physics* Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge: Cambridge University Press)
23. Shu C W and Osher S 1988 *J. Comp. Phys.* **77** 439–471

Экспериментальное исследование эволюции паровых пузырей при кипении недогретой воды в канале

Н. В. Васильев^{1,2}, С. Н. Вавилов¹, И. А. Новиков^{1,2}, П. С. Иванов² и
М. И. Гаспирович^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, Москва 105005, Россия

E-mail: nikvikvas@mail.ru

Статья поступила в редакцию 29 апреля 2026 г.

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментального исследования динамики паровых пузырей при кипении недогретой воды в малоизученной области параметров — при высокой плотности теплового потока $q = 1.9 \text{ МВт/м}^2$ и величине недогрева до температуры насыщения — 27°C . В результате статистической обработки кадров скоростной видеосъемки получены средние максимальные размеры и времена жизни пузырей, их распределение по размерам. Получены данные по эволюции размеров и формы пузырей во времени. Произведено сравнение с данными при других значениях режимных параметров. Показано, что с уменьшением недогрева и увеличением плотности теплового потока увеличиваются максимальные размеры пузырей и время их существования.

1. ВВЕДЕНИЕ

Кипение недогретой до температуры насыщения жидкости представляет собой процесс, обеспечивающий отвод экстремально высоких плотностей тепловых потоков (q) в различных системах охлаждения современной техники и оборудования [1, 2]. Например, в ракетных соплах, пучковых мишенях термоядерных реакторов, импульсных МГД-установках, современной электронной технике и др. При этом проектирование подобных систем охлаждения основано на чисто эмпирических корреляциях. Развитие теории и методов математического описания процесса сдерживается ограниченной экспериментальной базой данных, в частности по характеристикам паровых пузырей, таким как максимальные размеры, время жизни, эволюция формы и размеров и т.д. На сегодня для кипения недогретой воды имеется набор данных по статистическим характеристикам паровых пузырей [3–7] (в основном в области давлений, близких к атмосферному). Однако подавляющая часть данных получена для области низких плотностей тепловых потоков ($q < 1 \text{ МВт/м}^2$).

В качестве основного экспериментального метода исследования характеристик паровых пузырей при кипении используется скоростная видеосъемка процесса. В случае насыщенной жидкости, когда пузыри после отрыва от греющей поверхности всплывают в объеме (в отличие от кипения недогретой жидкости), реализация данного метода представляет собой достаточно нетривиальный процесс. Например, в работах [8–11] был успешно применен оригинальный подход к визуализации через тонкий прозрачный нагреватель (толщиной до десятых долей мкм) на основе ИТО-пленки, позволяющий одновременно регистрировать динамику пузырей и температурное поле поверхности.

К тому же в большинстве работ исследования характеристик паровых пузырей проводились с использованием визуализации процесса кипения по нормали к поверхности нагрева. В то время как более детальную информацию об эволюции пузырей можно получить при видеосъемке в профиль. Так, при визуализа-

ции под прямым углом к поверхности нагрева возможно регистрировать только размер b (рисунок 1(а)), который при этом принимается за диаметр. В то время как паровой пузырь в процессе эволюции зачастую (особенно при невысоких давлениях, например, близких к атмосферному) имеет несферическую форму (рисунок 1(б)).

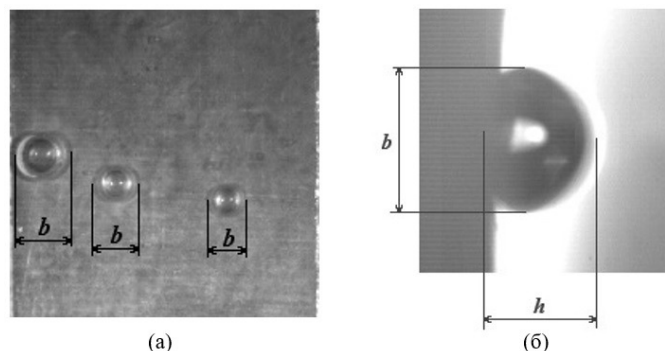


Рисунок 1. Кадры видеосъемки паровых пузырей при кипении недогретой воды: (а) — по нормали к греющей поверхности, размер кадра $3 \times 3 \text{ мм}$; (б) — параллельно греющей поверхности (в профиль), размер кадра $0.8 \times 0.8 \text{ мм}$. b — ширина; h — высота пузыря.

В настоящей работе проводилось исследование изменения размеров паровых пузырей во времени в малоизученной области параметров — при высокой плотности теплового потока $q = 1.9 \text{ МВт/м}^2$, величине недогрева до температуры насыщения $\Delta t_{\text{нед}} = 27^\circ\text{C}$ и массовой скорости воды $\rho w = 25 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$ с использованием скоростной видеосъемки в профиль.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование проводилось на экспериментальной установке, представляющей собой замкнутый циркуляционный контур, подробное описание которой представлено в [12]. Циркуляция воды в контуре установки

осуществлялась насосом ARGAL TMB 35. Расход теплоносителя измерялся расходомером типа Flow-X3 с точностью 0.5%. Для поддержания и изменения температуры жидкости в контуре использовались электрический подогреватель максимальной мощностью 1 кВт с регулируемым напряжением питания и охладитель в виде теплообменного аппарата “труба в трубе” с холодным теплоносителем — водопроводной водой. Температура воды на входе в участок и выходе из него измерялась термометрами сопротивления TCM-0979 с неопределенностью не более 0.5 °C.

Рабочий участок имел прямоугольное поперечное сечение шириной 21, высотой 5 и длиной 70 мм. Схема и фото основных элементов экспериментальной установки представлены на рисунке 2. По сравнению с [12] была произведена модификация установки — рабочий участок был расположен горизонтально для обеспечения возможности нагрева поверхности кипения с помощью теплового клина, по методике, описанной в [13]. Поверхность кипения представляла собой торец медного образца цилиндрической формы с диаметром 18 мм и высотой 20 мм (поз. 2 на рисунке 2), который для более надежного термического контакта крепился с помощью затвердевшего расплава олова к массивному медному нагревательному блоку (поз. 3 на рисунке 2), теплоизолированному кварцевой стеклотканью. Медный блок обогревался патронным нагревателем с максимальной мощностью 350 Вт, регулируемой с помощью лабораторного автотрансформатора. Для измерения q в образцы были заделаны три предварительно протарированные хромель-копелевые термопары с диаметром спая 0.2 мм (с точностью измерения 0.5 °C), расположенные на расстоянии 4 мм друг от друга на его оси. Верхняя термопара, с помощью показаний которой можно было рассчитать температуру поверхности кипения, располагалась на расстоянии 1 мм от нее.

В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная, дегазированная 4-х часовым кипячением вода при атмосферном давлении. Для визуализации процесса кипения использовалась скоростная видеосъемка с частотой кадров 2 кГц на камеру Видео-Спринт/С/G4 (поз. 5 на рисунке 2) через специальное окно из кварцевого стекла в рабочем участке. Разрешение кадров составляло 30 мкм на пиксель.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

По сравнению с нашей предшествующей работой по изучению эволюции одиночных паровых пузырей [7] исследования проводились при низких степенях $\Delta t_{нед}$, вследствие чего ожидалось получение пузырей больших размеров и времени жизни. Поэтому для первой серии экспериментов была выбрана относительно низкая скорость видеосъемки (2 кГц или 500 мкс между кадрами). Такая скорость съемки позволяла получать данные о максимальных размерах и времени жизни пузырей, а также первичную информацию об эволюции размеров и формы.

После получения видеосъемок в результате проведения эксперимента производилась их покадровая статистическая обработка. Была произведена обработка 70-ти пузырей. Одной из основных характеристик паровых пузырей является их максимальный диаметр.

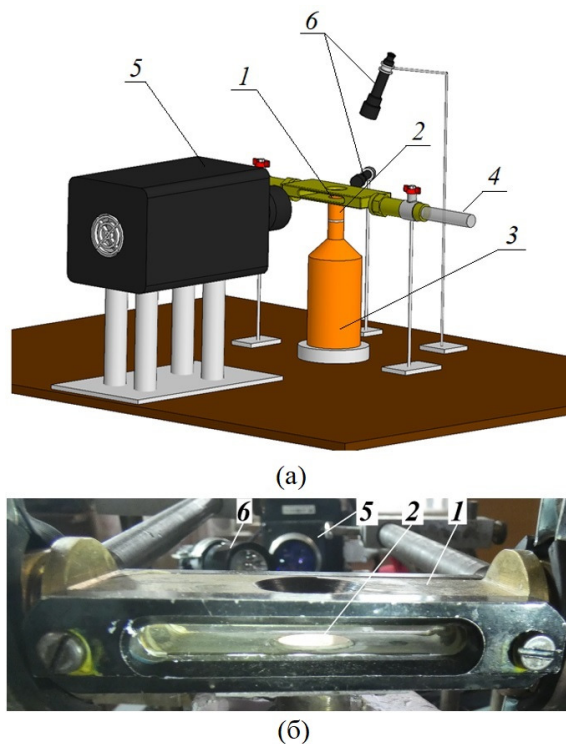


Рисунок 2. Рабочий участок и основные элементы экспериментальной установки, (а) — схема, (б) — фото: 1 — рабочий участок с окнами из кварцевого стекла; 2 — медный цилиндрический образец; 3 — медный нагревательный блок (теплоизоляция не показана); 4 — элемент циркуляционного контура; 5 — скоростная видеокамера; 6 — фонари подсветки.

На рисунке 3 представлено полученное распределение максимальных средних диаметров ($d_{ср\ max}$) по размерам. Средний диаметр пузыря на каждом кадре рассчитывался по формуле:

$$d_{ср} = \sqrt[3]{b^2 \cdot h}, \quad (1)$$

где b — ширина, а h — высота пузыря (рисунок 1(б)).

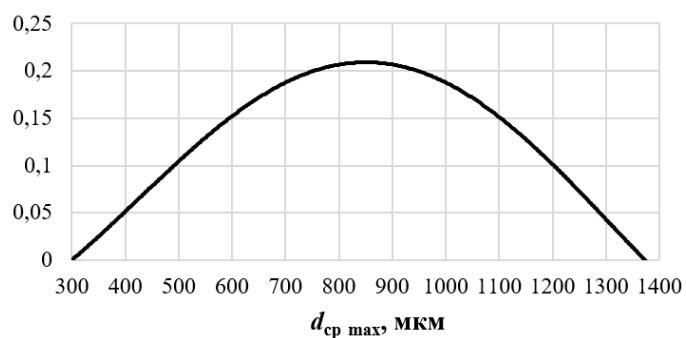


Рисунок 3. Распределение максимальных средних диаметров паровых пузырей по размерам при кипении недогретой воды: $p = 0.1$ МПа, $q = 1.9$ МВт/м², $\Delta t_{нед} = 27$ °C, $\rho_w = 25$ кг/(м² с).

По рисунку 3 видно, что средний максимальный диаметр для исследованного режима составил $d_{ср\ max} \approx 850$ мкм. Виден разброс в максимальных диаметрах пузырей в диапазоне от 300 до 1370 мкм.

При анализе изменения размеров и формы паровых пузырей во времени за начало отсчета принимался момент, предшествующий появлению кадра с видимым пузырем. За окончание существования пузыря принималось время первого кадра, на котором отсутствовало его изображение. На рисунке 4 для наглядной качественной оценки разброса основных характеристик представлены графики изменения средних диаметров отдельных выбранных паровых пузырей примерных низкого, среднего и высокого максимального диаметра. Среднее время жизни пузырей ($\tau_{ж}$) составило от 2 до 2.5 мс. Время жизни мелких пузырей с $d_{ср\ max} < 600$ мкм составляло $\tau_{ж} \approx 2$ мс, а более крупных с $d_{ср\ max} > 600$ мкм — в 2.5 мс, иногда доходя до 3 мс.

На рисунках 5 и 6 соответственно представлены кадры видеосъемки и график изменения размеров во времени парового пузыря среднего максимального размера ($d_{ср\ max} \approx 850$ мкм). Масштаб кадров составлял 30 мкм в 1 пикселе, что составляет 3.5% от максимального диаметра (850 мкм) пузыря среднего размера выборки. Качественно поведение пузыря было похоже на случай с более высокими $\Delta t_{нед}$ [7]. Вплоть до отрыва от греющей поверхности (рисунок 5(г)) он имел несферическую форму. Все наблюдавшиеся паровые пузыри коллапсировали (схлопывались) сразу после отрыва непосредственно у поверхности нагрева. После полной конденсации (схлопывания), несмотря на предварительную деаэрацию воды, также оставался воздушный пузырь с размерами в несколько десятков мкм (рисунок 5(д)).

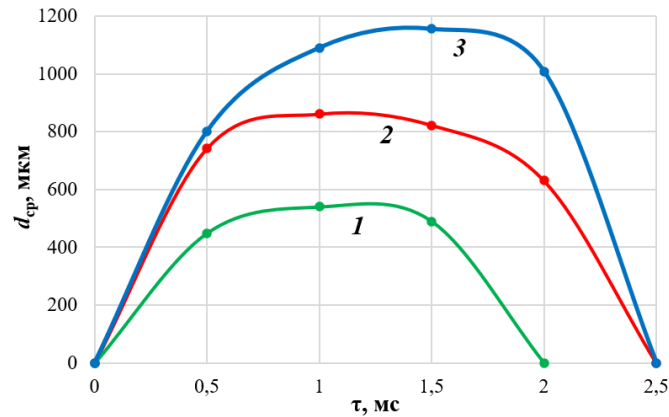


Рисунок 4. Изменение среднего диаметра паровых пузырей при кипении недогретой воды: $p = 0.1$ МПа, $q = 1.9$ МВт/м², $\Delta t_{нед} = 27$ °С, $\rho_w = 25$ кг/(м²с): 1 — пузырь с $d_{ср\ max} = 570$ мкм; 2 — пузырь с $d_{ср\ max} = 850$ мкм; 3 — пузырь с $d_{ср\ max} = 1180$ мкм.

Количественно максимальный диаметр среднего пузыря превосходил на 40–50% таковые для случаев $\Delta t_{нед} = 42$ °С и 59 °С (рисунок 7), а время его жизни увеличилось примерно в 3 и 4.5 раза соответственно. При этом время жизни даже мелких пузырей (график 3 на рисунке 7) с $d_{ср\ max}$, близкими к случаям $\Delta t_{нед} = 42$ °С и 59 °С (графики 2 и 1 на рисунке 7 соответственно), также в несколько раз было выше. Данный эффект обусловлен совместным действием двух факторов: уменьшением недогрева и ростом плотности теплового потока (от $q = 1.4$ МВт/м² до 1.9 МВт/м²). Однако, по всей видимости, доминирующее влияние оказы-

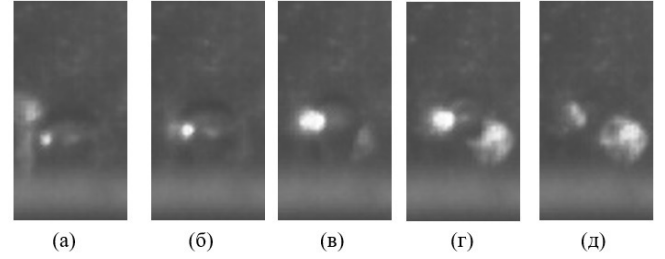


Рисунок 5. Кадры видеосъемки эволюции парового пузыря при кипении недогретой воды: $p = 0.1$ МПа, $q = 1.9$ МВт/м², $\Delta t_{нед} = 27$ °С, $\rho_w = 25$ кг/(м²с). Период между кадрами — 0.5 мс. На кадрах (г) и (д) в правом нижнем углу видно изображение еще одного пузыря не в фокусе съемки.

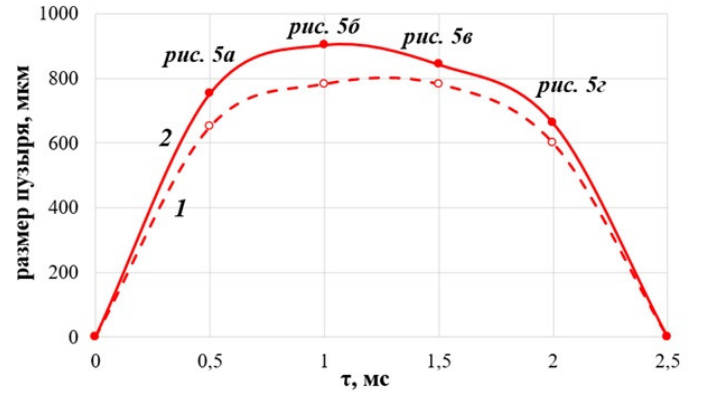


Рисунок 6. График изменения размеров парового пузыря во времени с $d_{ср\ max} \approx 850$ мкм при $p = 0.1$ МПа, $q = 1.9$ МВт/м², $\Delta t_{нед} = 27$ °С, $\rho_w = 25$ кг/(м²с): 1 — размер h , 2 — размер b .

вает уменьшение интенсивности отвода тепла конденсации от пузыря в толщу холодной жидкости нестационарной теплопроводностью при увеличении ее температуры (уменьшении $\Delta t_{нед}$) [14]. Незначительная величина массовой скорости потока не должна оказывать существенного влияния.

Недогрев жидкости до температуры насыщения может иметь различную степень влияния на разных стадиях жизни пузыря [15]. На стадии индукции (локального нагрева жидкости до момента зарождения пузыря) его уменьшение, по всей видимости, должно приводить к сокращению времени ожидания (между схлопыванием предыдущего и появлением следующего пузыря). В то же время уменьшение недогрева способствует продлению стадии роста и замедлению стадии схлопывания ввиду ослабления интенсивности конденсации, обусловленной температурным напором между паром в пузыре и жидкостью в объеме. В совокупности уменьшение недогрева на этих двух стадиях, по всей видимости, обуславливает увеличение времени жизни и размеров пузырей, что наблюдалось в экспериментах (рисунок 7).

В то же время низкая скорость видеосъемки (2 кГц) не позволяла получать подробных данных о важном этапе роста пузырей по сравнению с работой [7], в которой съемка производилась с частотой кадров 50 кГц. Среднее время роста для случаев $\Delta t_{нед} = 59$ °С и 42 °С составляло примерно 120–180 мкс соответственно,

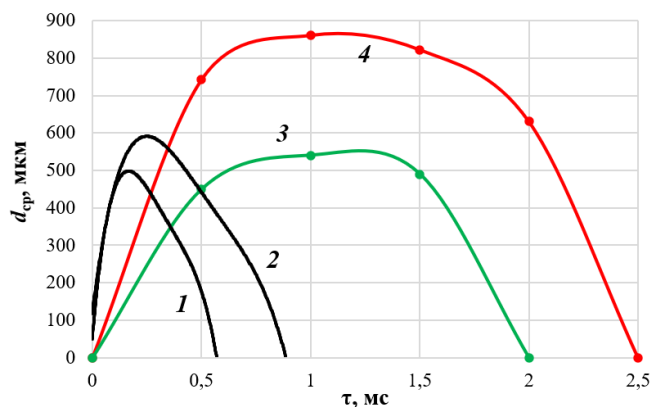


Рисунок 7. Изменение среднего диаметра паровых пузырей при кипении недогретой воды при $p = 0.1$ МПа: 1 — $q = 1.4$ МВт/м², $\Delta t_{\text{нед}} = 59$ °С; 2 — $q = 1.4$ МВт/м², $\Delta t_{\text{нед}} = 42$ °С; 3 — $q = 1.9$ МВт/м², $\Delta t_{\text{нед}} = 27$ °С пузырь с $d_{\text{ср max}} = 570$ мкм; 4 — $q = 1.9$ МВт/м², $\Delta t_{\text{нед}} = 27$ °С пузырь с $d_{\text{ср max}} = 850$ мкм. 1, 2 — данные из [7]; 3, 4 — данные, полученные в настоящей работе.

а скорость увеличения размеров пузырей доходила до 4–5 м/с. Это связано с чрезвычайно быстрым испарением перегретого выше температуры насыщения микрослоя жидкости под пузырем на начальном этапе его жизни. По всей видимости, близкие скорости роста пузырей на начальном этапе должны иметь место и для случая менее высокого недогрева. Однако для проверки данной гипотезы требуется более высокая скорость видеосъемки процесса, что планируется реализовать на следующих этапах работы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате выполненного экспериментального исследования кипения недогретой воды в канале при $p = 0.1$ МПа, $q = 1.9$ МВт/м², $\Delta t_{\text{нед}} = 27$ °С получены новые данные об эволюции паровых пузырей с использованием скоростной видеосъемки в профиль. Установлено, что средний максимальный диаметр пузырей составляет примерно 850 мкм, а их время жизни лежит в диапазоне 2–2.5 мс, достигая 3 мс для наиболее крупных пузырей. Для пузырей наблюдалась визуально различимая несферичность.

Сравнение с результатами для более высоких недогревов ($\Delta t_{\text{нед}} = 42$ °С и 59 °С) показало, что уменьше-

ние $\Delta t_{\text{нед}}$ приводит к существенному увеличению средних максимальных размеров пузырей (на 40–50%) и времени их существования (в 3–4.5 раза). Данный эффект, по всей видимости, объясняется снижением интенсивности отвода тепла конденсации от пузыря в объем жидкости при повышении ее температуры. В то же время предложенное объяснение является качественным и требует дальнейшего экспериментального и теоретического изучения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-26-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mudawar I and Bowers M 1999 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **42** 1405
2. Васильев Н В, Зейгарник Ю А и Ходаков К А 2022 *Теплоэнергетика* **5** 3–17
3. Васильев Н В, Зейгарник Ю А, Ходаков К А и Маслакова И В 2022 *Теплоэнергетика* **4** 3–21
4. Prodanovic V, Fraser D and Salcudean M 2002 *International Journal of Multiphase Flow* **28** 1–19
5. Situ R, Hibiki T, Ishii M and Mori M 2005 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48** 5536–5548
6. Cao Y, Kawara Z, Yokomine T and Kunugi T 2016 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **93** 839–852
7. Vasiliev N V, Zeigarnik Y A and Khodakov K A 2018 *Proceedings of the 16th International Heat Transfer Conference, IHTC 2018* 963–970
8. Gerardi C, Buongiorno J, Hu L W and McKrell T 2010 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** 4185–4192
9. Jung S and Kim H 2014 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **73** 365–375
10. Surtaev A, Serdyukov V, Malakhov I and Safarov A 2021 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **169** 120911
11. Tecchio C et al 2024 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **231** 125860
12. Васильев Н В, Зейгарник Ю А, Ходаков К А и Маслакова И В 2019 *Теплоэнергетика* **5** 69–81
13. Васильев Н В, Леньков В А и Зейгарник Ю А 2024 *Письма в Журнал технической физики* **50** 34–36
14. Васильев Н В, Зейгарник Ю А и Вавилов С Н 2023 *Теплоэнергетика* **2** 90–94
15. Chernov A A, Pil'nik A A, Levin A A, Safarov A S, Adamova T P and Elistratov D S 2022 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **184** 122298

Исследование параметров газа в газоразрядном тракте генератора низкотемпературной плазмы при холодной продувке

Ю. М. Куликов, М. Х. Гаджиев и Д. И. Юсупов

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

E-mail: kulikov-yurii@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 26 июня 2026 г.

Аннотация. Для генератора низкотемпературной плазмы с анодом, представляющим собой полый конус, сопряженный с цилиндром, экспериментально и численно исследовано распределение давления при холодной продувке для различных расходов газа. Получено удовлетворительное согласие для профилей давления у стенки. С помощью численного моделирования установлены параметры газа в межэлектродном зазоре, важные для зажигания дежурной дуги. Обсуждается влияние больших расходов на параметры газа в тракте плазмотрона.

1. ВВЕДЕНИЕ

Генератор низкотемпературной плазмы (ГНП) [1] — это устройство, в котором электрическая дуга нагревает плазмообразующий газ до высоких температур. По способу возбуждения разряда ГНП делятся на дуговые, высокочастотные и сверхвысокочастотные. Кроме того, ГНП различаются устройством газового тракта, типом плазмообразующего газа и мощностью.

Устройство тракта плазмотрона решающим образом влияет на устойчивость дуги, срок службы электродов и характеристики плазменной струи. Во многих ГНП используется начальная закрутка поступающего потока газа: при тангенциальной подаче газа образуется высокоскоростной вихрь, создающий область разрежения на оси канала. Это позволяет стабилизировать положение дуги, а также сообщить движение частям дуги, располагающимся ортогонально основному потоку (ножка дуги). В плазмотронах с вихревой стабилизацией исходящая струя газа является завихренной (турбулентной). В ГНП с малой мощностью возможно создание ламинарных плазменных струй, отличающихся большой устойчивостью.

Расположение и форма электродов также могут быть весьма разнообразными. Могут использоваться стержневые электроды, катод при этом имеет заостренную форму и оснащается специальной вставкой из вольфрама или гафния. Электроды могут иметь и цилиндрическую форму [2]. Она является предпочтительной в ГНП для плазменного напыления. В мощных промышленных установках (например, в очистке сточных вод или металлургии) могут использоваться три или более электродов (плазмотроны типа “Звезда” [3]). Такая конструкция значительно увеличивает срок службы электродов и позволяет достичь очень высоких уровней мощности (мегаватт).

Уровень мощности ГНП может отличаться на несколько порядков: плазмтроны малой мощности (до 1 кВт) используются в точной сварке (например, в производстве медицинских изделий), зубных протезах и аналитических приборах (спектрометры с индуктивно связанной плазмой). К устройствам средней мощности (от 1 кВт до 200 кВт) относятся промышленные устройства для плазменной резки и напыления. ГНП высокой мощности (от 200 кВт до нескольких МВт) используются при стекловании опасных отходов, газификации твердых бытовых отходов, восстановлении руды, производстве ферросплавов и порошка диоксида титана (TiO_2).

По условиям эксплуатации плазмтроны делятся на работающие в атмосфере воздуха или в инертной среде (среде с контролируемым газовым составом). По способу запуска дежурной дуги: высокочастотная искра или контактное зажигание. Последний метод надежнее и не создает электромагнитных помех.

Цель настоящей работы — экспериментально и численно исследовать распределение статического давления в газоразрядном тракте ГНП постоянного тока при холодной продувке азотом в диапазоне расходов 1.25–2.25 г/с, установить влияние расхода на параметры газа в межэлектродном зазоре и оценить условия, важные для зажигания дежурной дуги.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Задача в экспериментальной части ставится следующим образом. Через систему подводящих каналов в основной тракт ГНП подается азот со статической температурой, равной температуре окружающей среды ($T = 298$ К). Система подводящих каналов ориентирует газ таким образом, чтобы он двигался в радиальном или осевом направлении, без азимутального движения (закрутка отсутствует). Общий вид газового тракта с положением дренажных отверстий представлен на рисунке 1.

При расходах $G = 1.25, 1.5, 1.75, 2.0, 2.25$ г/с выполняется измерение статического давления в точках со следующими координатами относительно выходного сечения плазмтрона (в радиальной системе координат) (z, r), мм: (1) — (45, 2.15), (2) — (41, 2.55), (3) — (37, 2.95), (4) — (17, 4.5), (5) — (7, 4.5).

В основе измерительной системы лежит токовый датчик Honeywell Eclipse OEM Pressure Transducer с рабочим диапазоном $p = 0\text{--}20.413$ атм с холостым током $i_0 = 4$ мА и линейной зависимостью перепада давления от тока $dP/di = 1.2927 \times 10^8$ Па/А. Ток измерялся цифровым микроамперметром с точностью $\delta i = 1$ мкА. Полное описание диагностического комплекса представлено в работе [2].

3. МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование плазмтронов является сложной задачей [4], которая находится на стыке нескольких дисциплин: физики плазмы, газовой

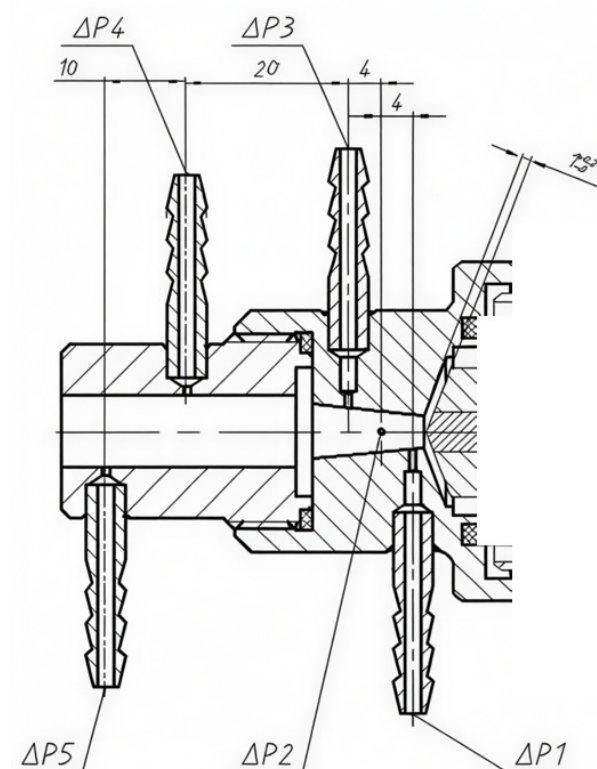


Рисунок 1. Конический и цилиндрический участки газового тракта плазматрона с расположением дренажных отверстий, ΔP_1 — точки подключения датчика давления.

динамики, электродинамики, теплофизики и материаловедения. Ее сложность обусловлена несколькими связанными процессами, происходящими в устройстве. Вблизи электродов (катода и анода) формируются приэлектродные слои, в которых происходит основное падение потенциала. Их толщина составляет порядка десятков длин Дебая (микроны или нанометры), тогда как размер всей расчетной области составляет десятки сантиметров. Прямое разрешение этих слоев в трехмерной модели невозможно, а использование эмпирических граничных условий часто приводит к ошибкам в предсказании распределения тепловых потоков и эрозии электродов.

В зависимости от целей, в инженерных расчетах могут применяться модели различной сложности (чистый тепло- и массообмен, учет МГД-эффектов, излучения) и пространственной размерности (нульмерные, осесимметричные, трехмерные).

Расчетная геометрия представлена на рисунке 2. Она дополнительно рассекается двумя плоскостями: поперек оси симметрии на выходном срезе сопла ($z = 0$), а также параллельной плоскостью, проходящей через острие катода. Обе плоскости определяют контрольные сечения, в которых измеряется расход. Сетка с ячейками различного размера генерируется на основе геометрического параметра h , задаваемого относительно диаметра выходного сечения сопла $D = 9$ мм как $h = D/32$. В области, занятой затопленной струей, строятся ячейки с характерным размером $2h$, в газовом тракте плазматрона — с размером $h/2$, в окрестности

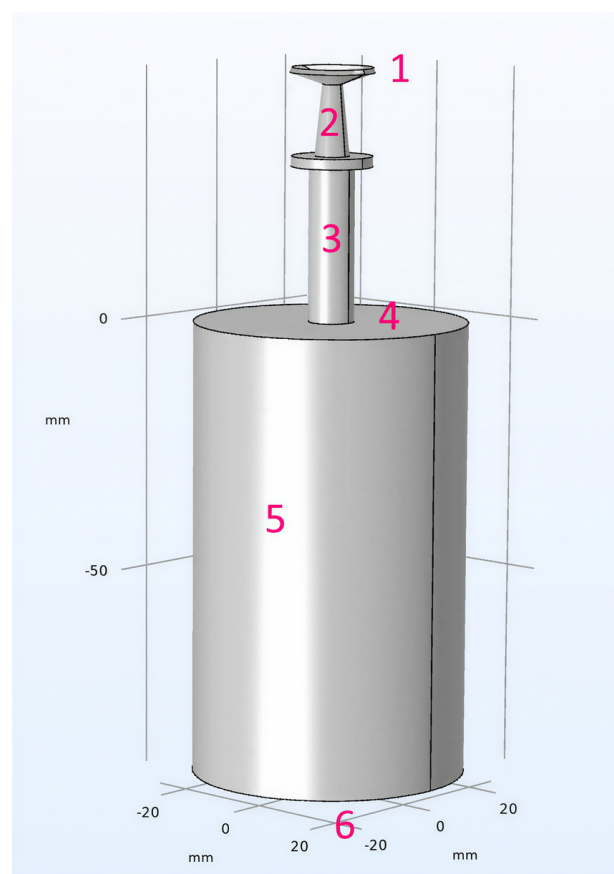


Рисунок 2. Области расчетной геометрии: 1 — межэлектродный зазор, 2 — конический участок сопла, 3 — цилиндрический участок сопла, 4 — стенка, через которую изливается затопленная струя, 5, 6 — свободная поверхность.

острия катода, а также по круглым границам ниже по потоку до среза сопла — с размером $h/4$. Во всей расчетной области строится сетка из тетраэдров. На границах с условием прилипания внутри тракта плазматрона формируются пограничные слои из треугольных призм, число пограничных слоев — 9, толщина первого слоя 0.005 мм, толщина каждого последующего слоя увеличивается в 1.2 раза. На внешней границе межэлектродного зазора (1) задается условие дозвукового входа с параметрами: $p = 98000$ Па — статическое давление на входе, $G = 1.25, 1.5, 1.75, 2.0, 2.25$ г/с — массовый расход, $T = 293.15$ К — статическая температура на входе, $R_g = 296.8$ Дж/(кг·К) — газовая постоянная для азота. На основе этих величин рассчитываются параметры газа на границе: плотность ρ , нормальная скорость на границе (скорость втекания) V_n , скорость звука c , а также число Маха M . На поверхности газового тракта плазматрона (межэлектродный зазор 1, коническая и цилиндрическая части 2, 3), а также на границе, смежной с затопленной струей 4, задавалось условие типа “стенка” (теплоизоляция, прилипание жидких частиц). На боковых и нижней границах (7, 8, 9) — условие свободного выхода для дозвукового потока.

Для работы стационарного решателя уравнение для закона сохранения массы записываются в дивергентной форме, а уравнения для энергии и импульса — в недивергентной, без производной по времени. Для уравнения состояния используется модель

совершенного газа. Предполагается, что зависимость коэффициентов переноса (теплопроводности и вязкости) от температуры описывается законом Сазерленда [5]. В качестве начальных условий во всей расчетной области задается неподвижная среда с параметрами окружающей среды (давление $p = 101325$ Па и температура $T = 293.15$ К). Материальные параметры газа (газовая постоянная, теплоемкость, коэффициенты переноса) соответствуют азоту.

Для заданного значения расхода G расчет выполняется в следующей последовательности. Сначала решается стационарная задача, итерации продолжаются до достижения критерия сходимости (число итераций — 12), что позволяет получить начальное приближение для всех неизвестных. Полученные распределения используются в качестве начальных данных для нестационарного решателя. Нестационарная задача решается на интервале до $t = 2$ с с шагом выдачи результатов $t = 1$ мс. Для сравнения с экспериментальными данными проводится усреднение по времени поля скорости по полученному дискретному набору контрольных точек. Переход к нестационарной задаче может привести к тому, что первоначальное стационарное решение может оказаться неустойчивым относительно возмущений, развивающихся в потоке, и разрушиться. В этом случае часть результатов в начале расчета (не более 500 точек) исключается из процесса усреднения.

Для сопоставления результатов экспериментальных и численных исследований проводится сравнение данных для давления. По усредненным полям давления строятся профили вдоль конической и цилиндрической секций газового тракта плазмотрона. В конической части сопла визуализация проводится на отрезке, ограниченном точками с координатами (46.6, 2)–(32.5, 3.4) мм, в цилиндрической — с координатами (30.499, 4.4824)–(0, 4.4802) мм, точкой отсчета является пересечение плоскости среза сопла плазмотрона и оси газового тракта.

На рисунке 3 представлено распределение статического давления в тракте плазмотрона. Форма тракта плазмотрона оказывает решающее влияние на давление: в конической части сопла оно превышает референсное, в то время как в цилиндрической, наоборот, ниже. Повышение давления в верхней части конической секции связано со столкновением струй газа при центростремительном движении в межэлектродном зазоре. В дальнейшем площадь сечения увеличивается, что приводит к уменьшению давления. Соответственно, в цилиндрической части давление является почти постоянным, однако оно ниже референса вследствие сохранения высокой скорости газа. Увеличение расхода приводит к повышению давления в конической части и к его одновременному уменьшению в цилиндрической. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментом: профиль давления в зависимости от расхода ведет себя аналогично. Наибольшие различия приходятся на диффузорную часть сопла и, возможно, связаны с различиями в величине межэлектродного зазора, т.к. данный параметр недоступен для непосредственного измерения.

На рисунке 4 представлены осевые профили модуля скорости при различных расходах газа. Видно, что в окрестности катода ($z \approx 44$ мм) происходит резкое

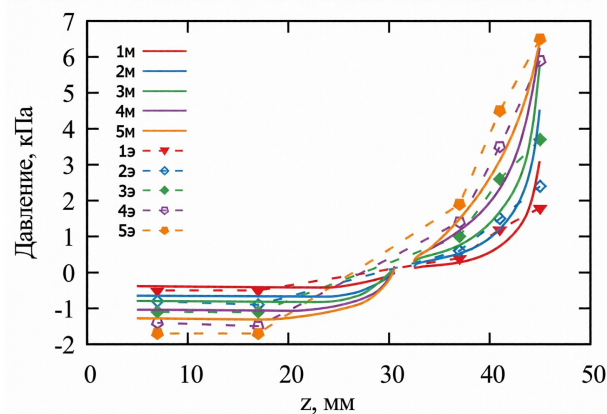


Рисунок 3. Сравнение значений статического давления, полученных в экспериментах (э) и моделировании (м) при различных расходах G (г/с): 1 — 1.5, 2 — 1.75, 3 — 1.75, 4 — 2.0, 5 — 2.25.

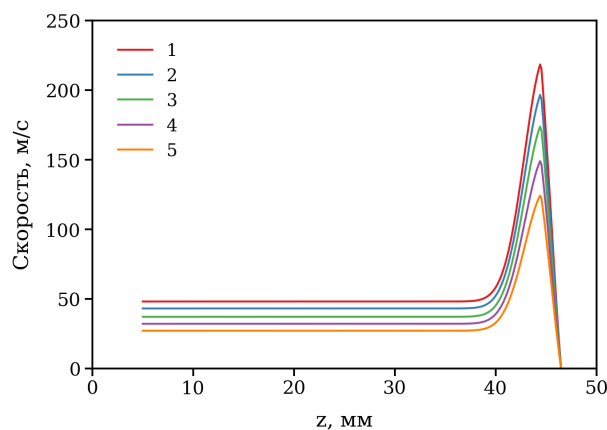


Рисунок 4. Распределение усредненной продольной скорости на оси канала при различных значениях расхода G (г/с): 1 — 1.5, 2 — 1.75, 3 — 1.75, 4 — 2.0, 5 — 2.25. Результаты расчетов.

ускорение потока, при этом число Маха может достигать $M \approx 0.7$. Струя является дозвуковой и, в отсутствии других факторов, увеличение скорости является следствием уменьшения площади проходного сечения при приближении к катоду. Дальнейшее увеличение расхода приведет к возникновению трансзвукового режима в окрестности катода, т.е. возможно запирание межэлектродного зазора по расходу, что в свою очередь приведет к повышению давления в межэлектродном зазоре и ухудшению условий работы источника питания, обеспечивающего пробой и зажигание дежурной дуги.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе сравнения экспериментальных данных о распределении давления по длине газового тракта ГНП с результатами численного моделирования установлено влияние расхода на параметры газа при холодной продувке. Увеличение расхода вызывает повышение давления в межэлектродном зазоре, что в дальнейшем может привести к запиранию межэлектродного зазора по расходу и ухудшению условий работы источника питания, осуществляющего пробой.

Профили давления у стенки, полученные численно, находятся в удовлетворительном согласии с результатами экспериментов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков М Ф, Засыпкин И М, Тимошевский А Н, Михайлов Б И и Десятков Г А 1999 *Электродуговые генераторы термической плазмы (Низкотемпературная плазма т. 17)* (Новосибирск: Наука, СО РАН)
2. Сон Э Е, Гаджиев М Х и Куликов Ю М 2020 *TBT* **58** 536–562
3. Коротеев А С, Миронов В М и Свирчук Ю С 1993 *Плазмотроны: конструкции, характеристики, расчет* (Москва: Машиностроение)
4. Boulos M I, Fauchais P L and Pfender E 2017 *Handbook of Thermal Plasmas* (Cham: Springer)
5. Sutherland W 1893 *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **36** 507–531

Модуль обмена данными с устройством ОВЕН МВ210-101 для программно-аппаратных комплексов на основе LabVIEW

О. А. Буряковская¹, М. А. Шавелкин^{1,2}, Н. Е. Балабаев¹, М. С. Власкин¹ и
А. Б. Тарасенко¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

² Московский энергетический институт (технический университет), Красноказарменная ул., 14, Москва 111250, Россия

E-mail: osminojishe@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 17 ноября 2025 г.

Аннотация. Создан программный модуль обмена данными с измерительным устройством модели МВ210-101 (ООО “ОВЕН”), обеспечивающий запись и чтение конфигурационных параметров аналоговых входов, чтение оперативных параметров аналоговых входов и счетчиков устройства с помощью функций протокола Modbus, а также отображение выбранных оперативных параметров на графике в режиме реального времени. Таким образом, программный модуль сочетает в себе набор функций, реализованных в программных приложениях “Owen Configurator” и “График ОВЕН МСД200”, предлагаемых производителем. На интерфейсе модуля размещены цветовые индикаторы, сигнализирующие о включенном или отключенном состоянии и некритических либо критических ошибках входов, что облегчает удаленный мониторинг работы измерительного устройства. Дополнительные полезные функции модуля включают в себя автоматическую проверку корректности записи заданных настроек, а также показ текстовых уведомлений об ошибках связи с измерительным устройством, ошибках аналоговых входов и некорректной записи настроек. Программный модуль был использован для проведения экспериментов по измерению температуры поверхности двух идентичных параллельно соединенных аккумуляторов при их заряде и разряде постоянным током с помощью термоэлектрических преобразователей и термопреобразователя сопротивления, подключенных к аналоговым входам измерительного устройства.

1. ВВЕДЕНИЕ

Программно-аппаратные комплексы широко применяются для автоматизации технологических процессов в разных отраслях промышленности: добывающей, металлургической, машиностроительной, химической, электроэнергетической, легкой, пищевой и многих других. Важным компонентом многих подобных комплексов являются измерительные устройства, обеспечивающие прием, обработку и преобразование аналоговых сигналов с подключенных к их каналам датчиков в цифровой код и передачу полученных данных для последующей обработки и/или архивирования управляющей системе (контроллер, компьютер, устройство сбора данных). Известным представителем подобных измерительных устройств является восьмиканальный модуль аналогового ввода модели МВ210-101 (ООО “ОВЕН”), пользующийся популярностью не только в стране изготовления, но и в Беларуси, Узбекистане, Казахстане. Среди достоинств этого измерительного устройства выделяются организация связи посредством нескольких протоколов, в том числе Modbus TCP/IP — современной версии открытого коммуникационного протокола Modbus, большое количество совместимого оборудования того же производителя, конкурентоспособная цена и внушительный перечень поддерживаемых типов датчиков [1]. Для работ, ограничивающихся регистрацией показаний датчиков, достаточно обеспечить электропитание устройства МВ210-101 и передачу показаний его аналоговых входов для архивирования и/или отображения. Так, с помощью МВ210-101 и термпар были проведены измерения температур поверхностей образцов ряда полимерно-композитных материалов для определения их теплопроводности в зависимости от климатических условий [2]. Один из опубликованных примеров исполь-

зования устройства в более сложных системах предполагал создание учебного лабораторного стенда, в составе которого оно вместе с модулями ОВЕН МУ210-502 и ОВЕН МК210-311 было подключено к программируемому логическому контроллеру ОВЕН СПК110. Стенд был укомплектован термопреобразователями сопротивления ДТС125Л-РТ1000.В2.100, оптическими датчиками ОК50-DI0100S3.U1.K и индуктивными датчиками PS2-12M55-8N11-K. Для управления работой стенда использовали сенсорную панель контроллера [3]. В работе [4] для автоматизации работы печи нагрева нефти было предложено использовать МВ210-101 в сочетании с датчиками температуры (Метран-288-Ex), избыточного давления (Rosemount 3051CG), газоанализаторами ДАМ-О2 и ДАК-СН4, а также процессорным модулем (контроллером) ОВЕН ПЛК200. Программы для контроля значений давления нефти и мазута соответственно на входе и выходе печи, а также содержания кислорода в дымовых газах были написаны на языке CFC в среде CODESYS V3.5. Совместно с контроллером ОВЕН ПЛК200, датчиком давления ЭЛЕМЕР-АИР-30, предохранительным клапаном, компрессором и модулями ОВЕН МУ210-502 и ОВЕН МК210-311 модуль МВ210-101 был включен в состав лабораторного стенда для демонстрации автоматического контроля и регулирования давления. Диспетчерская система для стенда была разработана с использованием программного пакета MasterSCADA [5].

В перечисленных примерах для управления работой сложных систем были использованы контроллеры и модули ввода и вывода аналоговых и дискретных сигналов одного и того же производителя, поддерживающие общие протоколы обмена данными, например, SNMP, MQTT, DCON, Modbus версий

RTU/ASCII и TCP/IP и разработанный производителем протокол “ОВЕН”. Однако есть приборы (например, ряд раритетных высокоточных цифровых милливольтметров производителя Hewlett Packard и высокопроизводительных мультиметров линейки PXI компании National Instruments), которые не поддерживают обмен данными посредством современных общеизвестных протоколов, но могут быть полезны для создания программно-аппаратных комплексов. Для написания программ управления работой аппаратных комплексов, включающих в себя устройства разных производителей, поддерживающие разные протоколы, удобно использовать среду разработки LabVIEW. Ее преимущества включают в себя большое количество общедоступных библиотек для работы с разнообразным измерительным оборудованием, простоту создания пользовательского интерфейса, возможность обработки и отображения поступающих данных в режиме реального времени, автоматическое распараллеливание обработки данных на отдельных ядрах процессора и большой выбор инструментов для синхронизации параллельных процессов [6].

Для работы с модулем MB210-101 производитель предлагает программы “Owen Configurator” [7, 8] и “График ОВЕН МСД200” [9, 10]. “Owen Configurator” позволяет задавать конфигурационные параметры, такие как настройки аналоговых входов прибора и архивирования данных, отображать оперативные параметры, такие как текущие показания аналоговых входов, и предлагает еще множество полезных функций. Во время работы над данным материалом вышла новая версия этого приложения, позволяющая строить графики по любым параметрам, доступным для чтения (в число которых входят как настройки, так и показания). Однако построение графиков совместимо только с последними версиями операционной системы: Windows 10 и Windows 11. Кроме того, из всего модельного ряда модулей аналогового ввода программа работает только с MB210-101, MB210-102 и обновленной модификацией Н/В v2.0 MB110-8А. А для модулей предыдущего поколения (MB110-224.2А, MB110-224.8А, MB110-224.2АС, MB110-24/220.8АС) предлагается использовать старую программу “Конфигуратор М110” [11], которая графиков не строит. Особенно неудобно то, что “Owen Configurator” не поддерживает ни одной двухканальной модификации. С учетом того, что у всех моделей каналы гальванически связаны между собой и имеют общий отрицательный вход, для измерений сигналов с разным потенциалом “земли” несколько двухканальных измерительных устройств окажутся гораздо предпочтительней одного восьмиканального. “График ОВЕН МСД200” обеспечивает отображение показаний, получаемых от модуля сбора данных МСД200 (к которому подключают измерительные устройства), на графике в режиме реального времени, а также построение графиков по данным из архивов. Эта программа позволяет получать графики для более старых версий операционной системы и предыдущего поколения устройств, но для ее работы нужен модуль сбора данных. Кроме того, количество одновременно отображаемых параметров ограничено шестью, и для всех активных каналов показания отображаются на одном и том же графике на единой координатной плоскости. Если показания разных кана-

лов будут сильно различаться по величине, наблюдать их на одном графике будет неудобно.

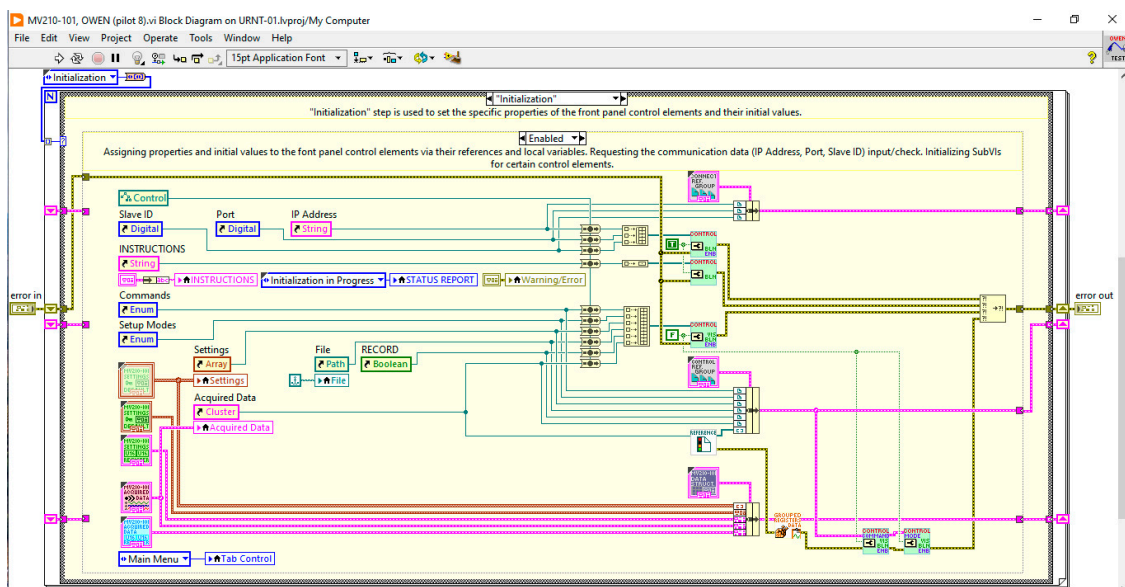
В работе [12] авторами был разработан программный модуль, предназначенный для обмена данными с двухканальным прибором ОВЕН MB110-224.2АС для измерения унифицированного токового сигнала (0–5 мА, 0–20 мА и 5–20 мА) и напряжения (0–10 В). Функционирование модуля было протестировано для прибора, подключенного к компьютеру с помощью устройства для преобразования интерфейсов RS485/Ethernet/Wi-Fi и сопряжения версий TCP/IP и ASCII/RTU протокола Modbus; измерительные каналы прибора были подсоединены к полюсам аккумулятора, заряжаемого и разряжаемого постоянным током, и к измерительному токовому шунту. Программный модуль сочетает базовые функции перечисленных выше программ: запись и чтение конфигурационных параметров аналоговых входов, чтение оперативных параметров аналоговых входов и счетчиков устройства и отображение выбранных оперативных параметров на графике в режиме реального времени. В рамках данной работы существующий программный модуль предлагается адаптировать для обмена данными с восьмиканальным устройством модели MB210-101, чтобы с помощью подключенных к его аналоговым входам термоэлектрических преобразователей и термопреобразователя сопротивления провести измерение температурных показаний для выбранных участков поверхности аккумуляторов в процессе их заряда и разряда постоянным током.

2. ОПИСАНИЕ ПРОГРАММНОГО МОДУЛЯ

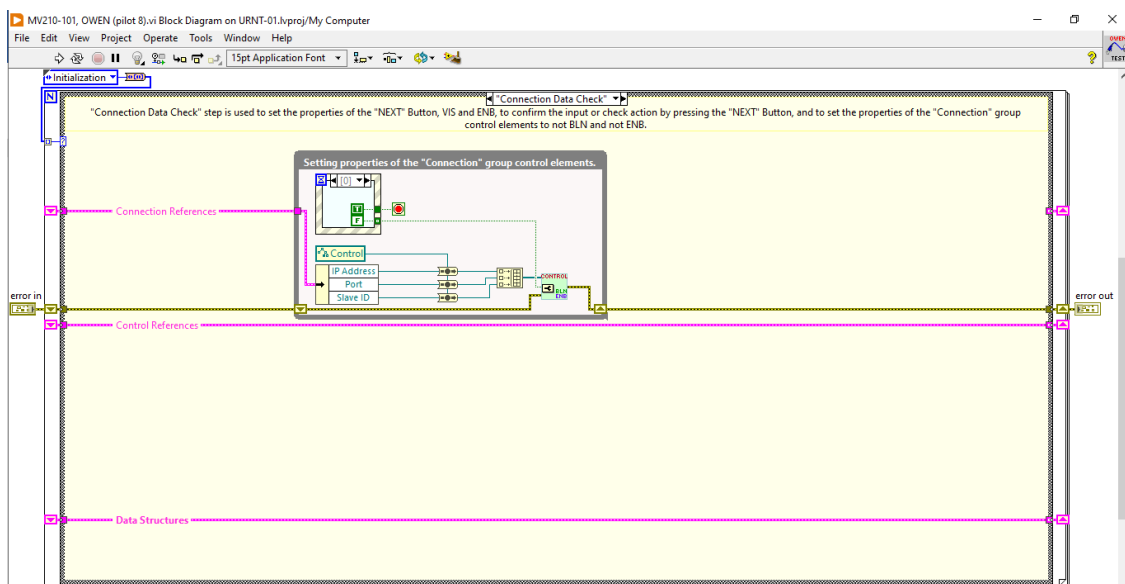
Программный код модуля, именуемого VI (“Virtual Instrument” — “виртуальный инструмент”), организован в виде последовательности из трех логически сгруппированных частей (блоков), реализованной на основе шаблона проектирования “State Machine” (“машина состояний”). Этот шаблон включает в себя нумерованный список (“Enum”), функцию преобразования списка в массив одноэлементных списков, цикл “For Loop” (с известным числом повторений) и вложенную структуру “Case Structure” (“структура выбора случая”). Блоки показаны на рисунке 1.

В первом блоке, “Initialization” (“инициализация”), локальным переменным, связанным с объектами передней панели (элементы управления и индикаторы), присваиваются начальные значения; ссылки на объекты передней панели и данные, связанные с подключаемым устройством (элементы кластеров, определяющих структуры данных, и значения для вычисления соответствующих им адресов регистров) группируются в кластеры для удобства передачи к следующим блокам. С помощью подпрограмм (“Sub VI”), содержащих “Property Nodes” (“узлы свойств”), устанавливаются начальные свойства объектов. Используемые в программном модуле свойства объектов включают в себя “Visible” (“видимый”), “Disabled” (“неактивный”), “Blinking” (“мигающий”) и “Columns” (“столбцы”).

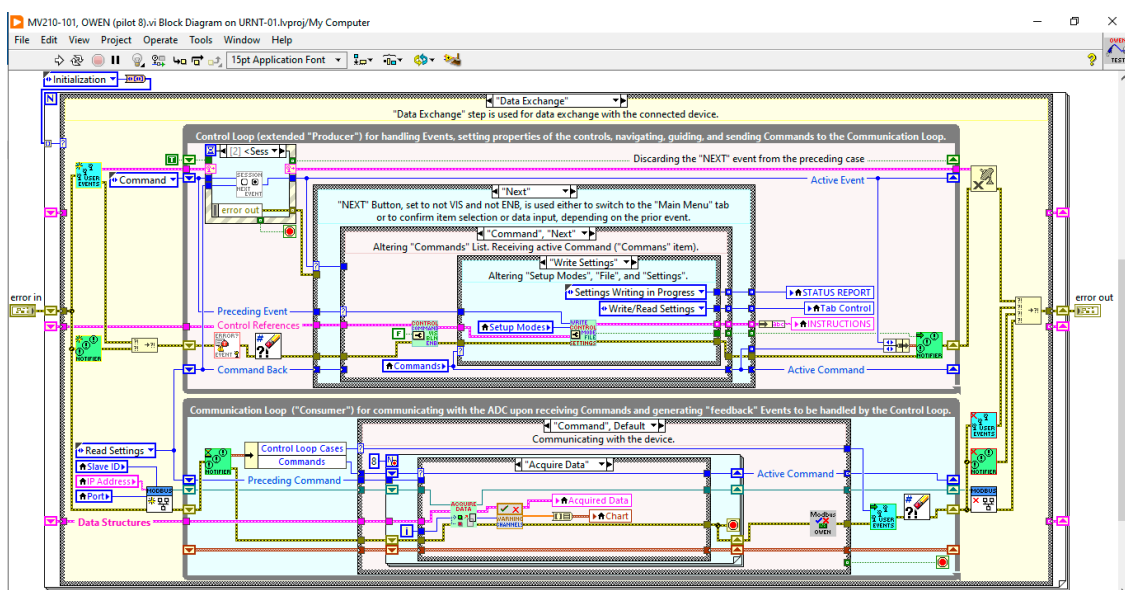
Во втором блоке, “Connection Data Check” (“проверка данных соединения”), в текстовом сообщении в поле “Instructions” (“инструкции”) пользователю предлагается ввести данные для соединения прибора с компьютером по локальной сети и подтвердить ввод, нажав на кнопку “NEXT”



(a)



(б)



(в)

Рисунок 1. Блоки программного кода модуля: (а) — “инициализация”, (б) — “проверка данных соединения”, (в) — “обмен данными”.

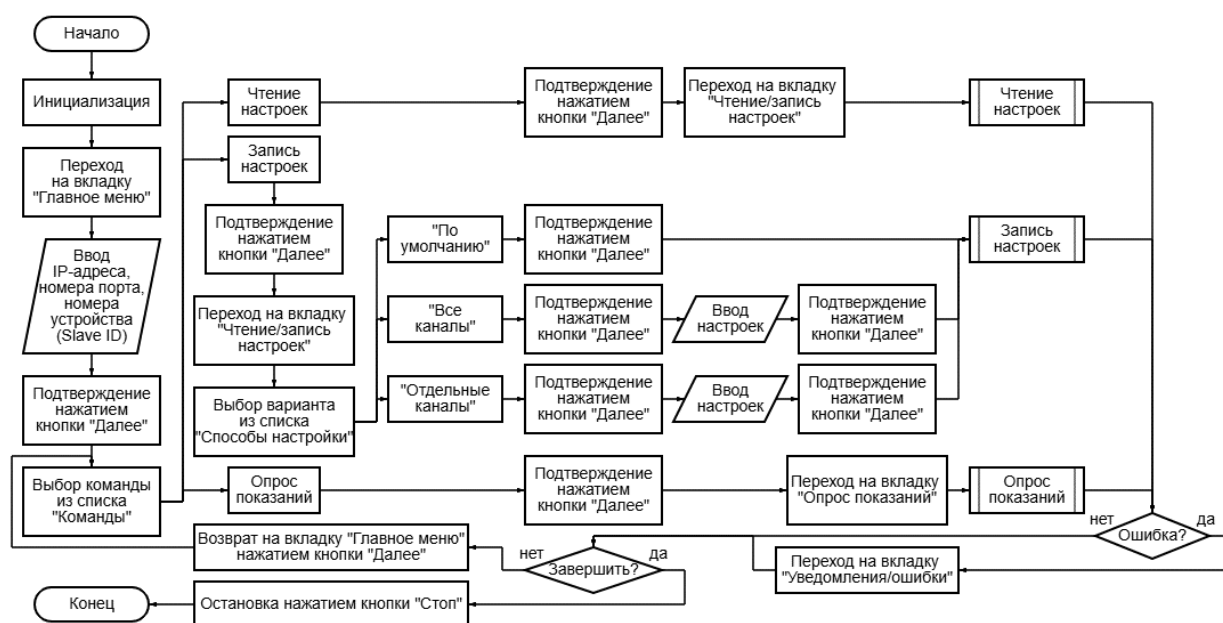


Рисунок 2. Схема алгоритма работы программного модуля.

“далее”). Для обработки пользовательских команд используется шаблон проектирования “Event-Driven Architecture” (“событийно-ориентированная архитектура”). Данный шаблон включает в себя структуру “Event Structure” (“структура обработчика событий”), размещенную в цикле “While Loop” (“цикл с постпроверкой условия”). Обработка события, связанного с нажатием кнопки “NEXT”, запускает выход из цикла и переход к третьему блоку.

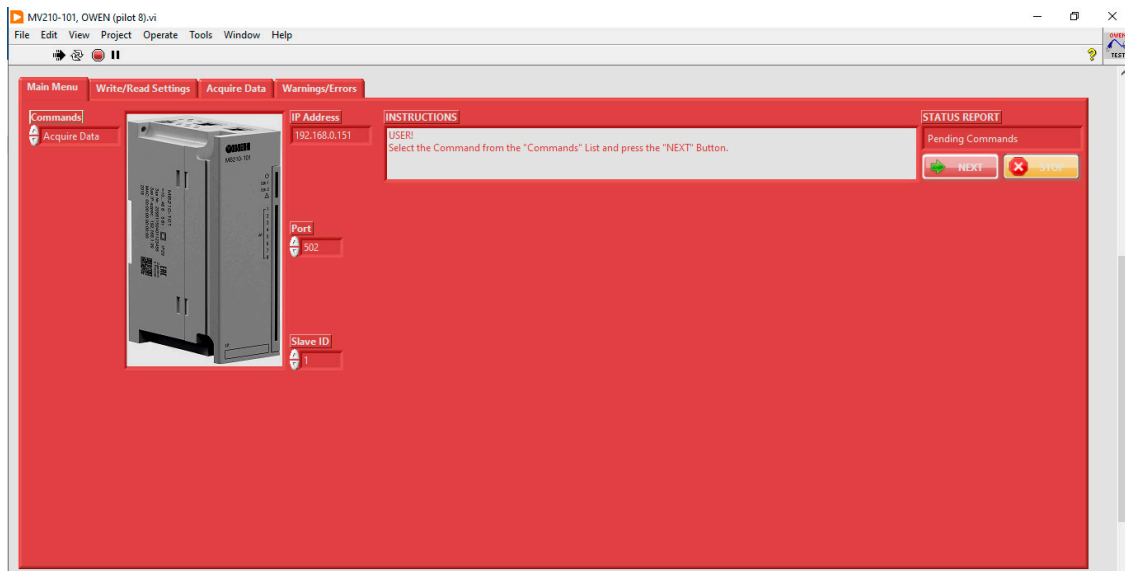
В третьем блоке, “Data Exchange” (“обмен данными”), использован шаблон проектирования “Producer-Consumer” (“поставщик-потребитель”), включающий в себя два цикла “While Loop”, при этом цикл “Producer” содержит в себе структуру “Event Structure” для обработки событий. Этот блок обеспечивает интерактивное взаимодействие пользователя с программой для реализации обмена данными с подключенным измерительным устройством.

В управляющем цикле (“Producer”) структура “Event Structure” обрабатывает события, которые определяют данные, передаваемые последовательно размещенной структуре “Case Structure” (“структура выбора случая”). Текущая версия программного модуля обрабатывает пять событий: “Command” (“команда”), “NEXT” (“далее”), “Session” (“сессия”), “Stop” (“стоп”) и “End” (“конец”). Событие “Command” запускает переход на вкладку “Main Menu” (“главное меню”) на передней панели, активацию списка команд “Commands” (“команды”) и показ текста в поле “Instructions” (“инструкции”), предлагающего пользователю выбрать команду из списка и подтвердить выбор, нажав на кнопку “NEXT”. Нажатие на кнопку “NEXT” генерирует одноименное событие, которое для команды “Acquire Data” (“опрос показаний”) запускает переход на одноименную вкладку, а для команд “Write Settings” (“запись настроек”) и “Read Settings” (“чтение настроек”) — на вкладку “Write/Read Settings” (“запись/чтение на-

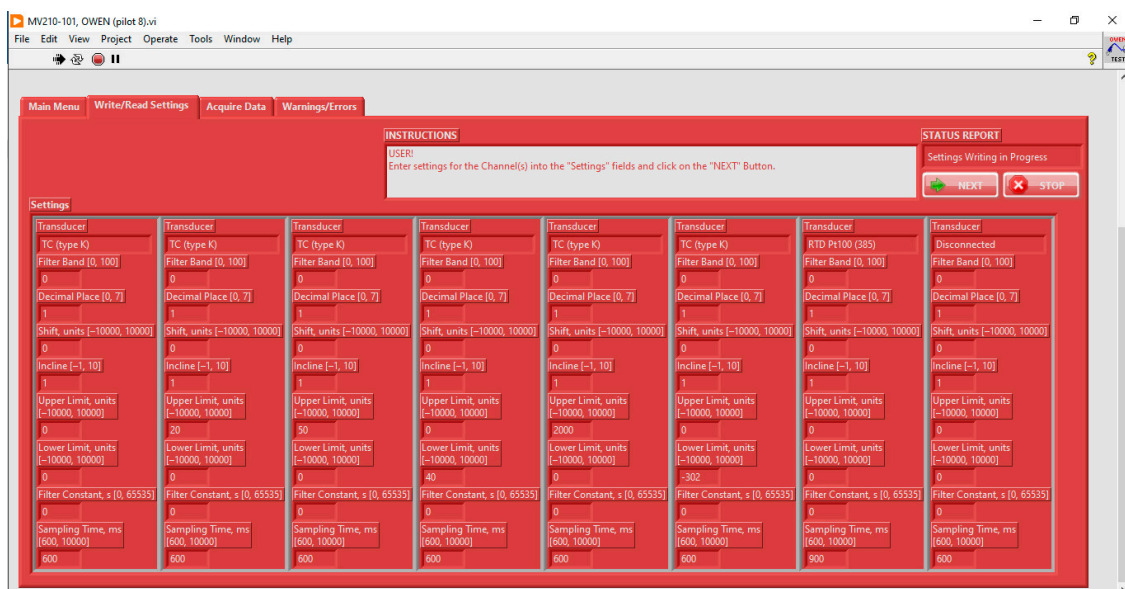
строек”). Для команды “Write Settings” пользователю также предлагается выбрать элемент списка “Setup Mode” (“способы настройки”) и подтвердить выбор нажатием кнопки “NEXT”. Если выбран элемент “Default” (“по умолчанию”), настройки будут заданы автоматически. В случае выбора элемента “All Channels” (“все каналы”) или “Individual Channels” (“отдельные каналы”) на вкладке появится массив из одного или восьми элементов, представляющих собой кластер со списком для выбора типа датчика и строками для ввода числовых значений настроек; предлагается ввести данные и подтвердить ввод нажатием кнопки “NEXT”.

Посредством набора функций “Notifier Operations” (“операции с уведомлениями”) для всех команд запускается передача данных из цикла “Producer” к циклу обмена данными (“Consumer”). Во вложенном цикле с восемью итерациями (по числу аналоговых входов) выполняются подпрограммы, соответствующие случаям “запись настроек”, “чтение настроек” и “опрос показаний”. Результаты отображаются на соответствующих вкладках на передней панели в виде массива кластера “Settings” (“настройки”) и, для команды “Acquire Data”, кластера “Acquired Data” (“полученные показания”) и кривых на координатной плоскости объекта “Chart” (“график”).

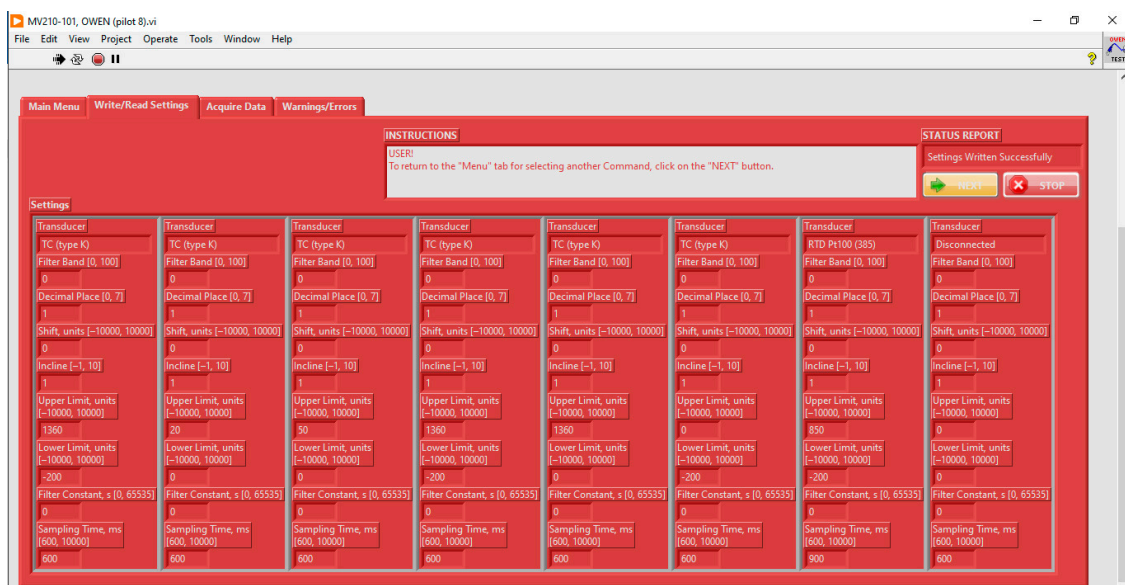
После завершения всех (в случае ошибки — части) итераций, с помощью набора функций “Events” (“события”) программой генерируется событие “Session”, отвечающее за передачу данных в виде кластера “Error Cluster” (“кластер ошибок”) из цикла (“Consumer”) к циклу “Producer”. В случае ошибки запускается переход на вкладку “Warnings/Errors” (“уведомления/ошибки”) на передней панели для отображения соответствующей информации (код и описание ошибки). В программном модуле предусмотрено отображение информации об ошибках связи по протоколу Modbus и об ошибках измерительных каналов для устройства MB210-101.



(a)



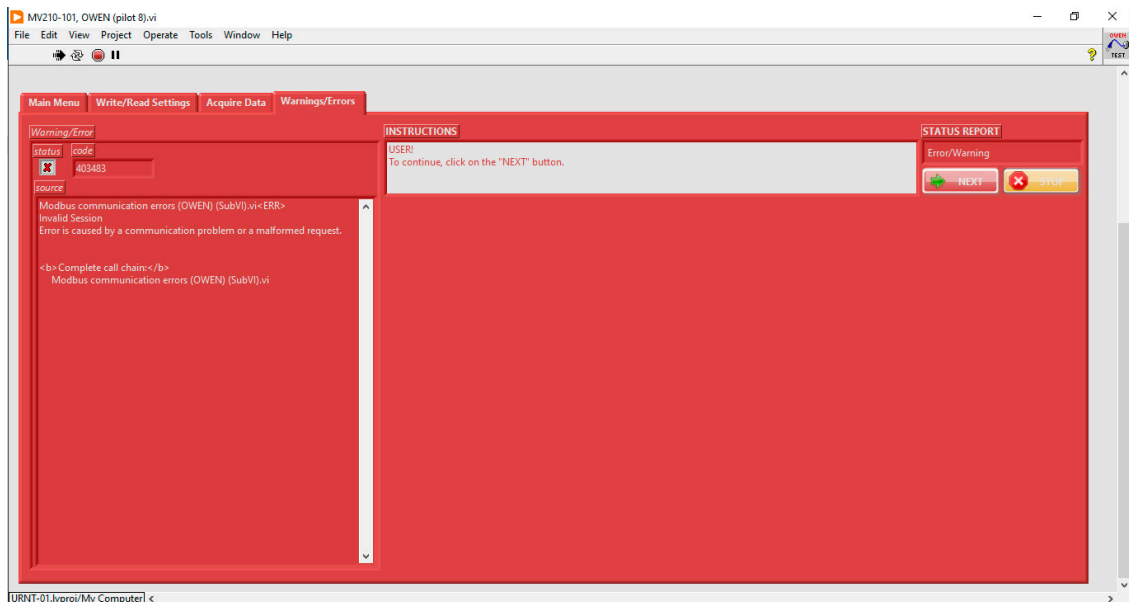
(b)



(c)



(z)



(d)

Рисунок 3. Изображения передней панели работающего программного модуля: (а) — вкладка “Main Menu”; (б) — вкладка “Write/Read Settings” (“настройки до подтверждения ввода”); (в) — вкладка “Write/Read Settings” (“настройки после подтверждения ввода”); (з) — вкладка “Acquire Data”; (д) — вкладка “Warnings/Errors”.

Подпрограммы для команд “Write Settings” и “Read Settings” в цикле “Consumer” выполняются однократно, а для команды “Data Acquisition” при отсутствии ошибок — многократно, до прерывания пользователем. Для переключения со вкладки “Write/Read Settings”, “Acquire Data” или “Warnings/Errors” на вкладку “Main Menu”, чтобы выбрать следующую команду, пользователю предлагается нажать на кнопку “NEXT”.

Для останова работы предусмотрена кнопка “STOP”. Ее нажатие генерирует одноименное событие, которое запускает отправку из цикла “Producer” в цикл “Consumer” уведомления о прекращении работы. Это уведомление обеспечивает прерывание цикла “Consumer” и генерацию события “End”, которое запускает прерывание цикла “Producer”.

Дополнительно на передней панели предусмотрено текстовое поле “Status Report” (“отчет о состоя-

нии”), в котором отображается информация о ходе выполнения выбранной команды (“Settings Writing in Progress” — “выполнение записи настроек”, “Settings Reading in Progress” — “выполнение чтения настроек” или “Data Acquisition in Progress” — “выполнение цикла чтения показаний”), результате выполнения (“Settings Written Successfully” — “успешное завершение записи настроек”, “Settings Read Successfully” — “успешное завершение чтения настроек”, “Data Acquired Successfully” — “успешное завершение цикла чтения показаний” или “Error/Warning” — “ошибка/уведомление”) и режиме ожидания следующих команд (“Pending Commands” — “ожидание команд”).

Описанная схема алгоритма работы программного модуля представлена на рисунке 2.

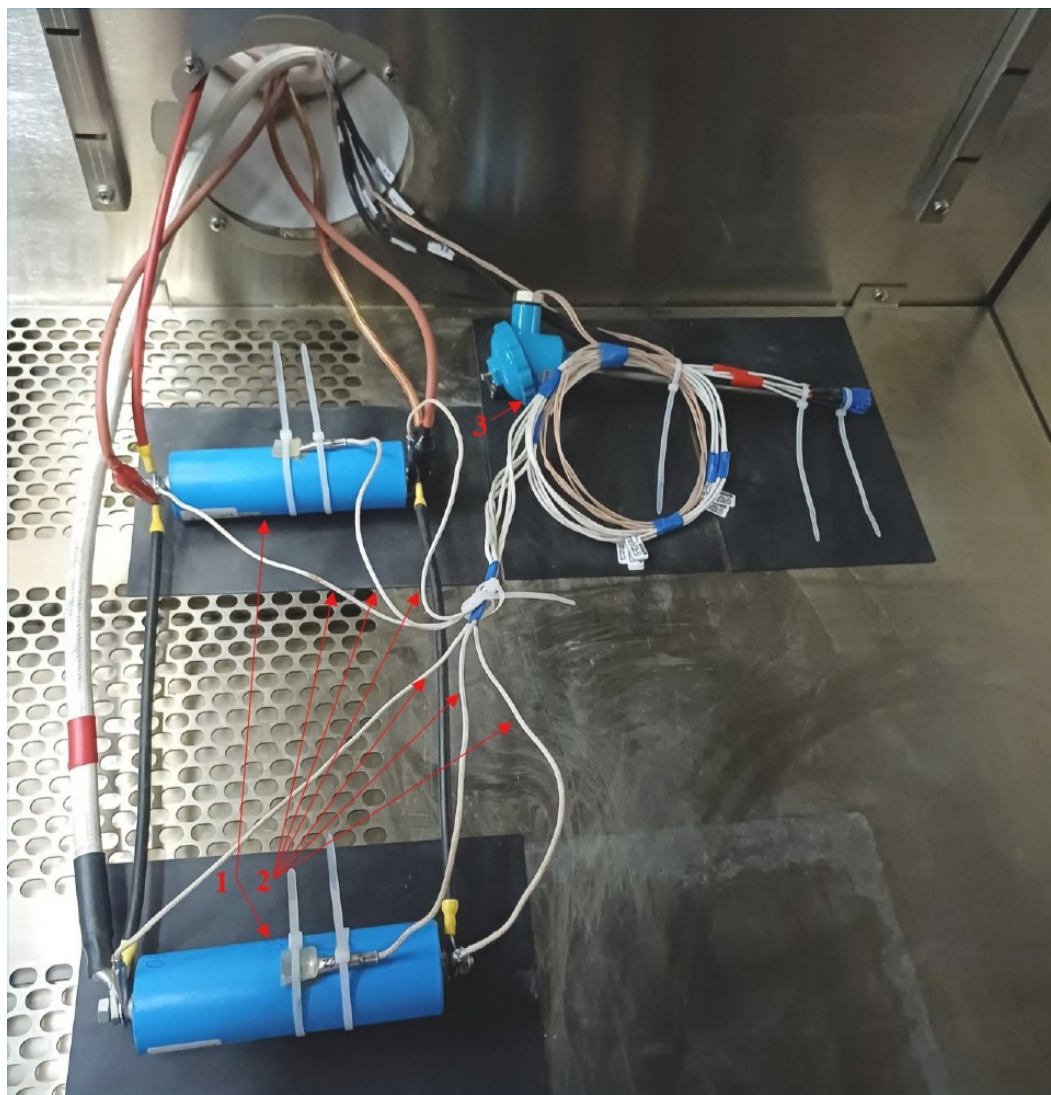


Рисунок 4. Датчики температуры и аккумуляторы, размещенные в климатической камере для проведения испытаний на заряд и разряд постоянным током: 1 — аккумуляторы; 2 — термопары; 3 — термометр сопротивления.

3. ПРОВЕРКА РАБОТЫ ПРОГРАММНОГО МОДУЛЯ

Для проверки работы программного модуля измерительное устройство MB210-101 было подключено к компьютеру посредством кабеля Ethernet и были заданы данные для установления связи с устройством. Соответствующая вкладка передней панели показана на рисунке 3(а). К первым шести аналоговым входам были подключены термопары типа К модели ДТПК554-00.39/1 (ООО «ОВЕН»), к седьмому каналу — термометр сопротивления Pt100 модели ТС-1288 (ООО НПП «ЭЛЕМЕР»), восьмой канал оставался свободным.

При задании настроек первого и седьмого канала верхний и нижний пределы показаний не задавались, для второго верхнее и нижнее значения задали равными 20 и 0, для третьего — 50 и 0, для четвертого — 0 и 40 (заведомо неправильные), для пятого — 2000 (больше верхнего предела) и 0, для шестого — 0 и –302 (ниже нижнего предела). Для всех каналов были выбраны соответствующие типы датчиков. Изображения передней панели с заданными и записанными данными приведе-

ны на рисунках 3(б) и 3(в). Неверные или отсутствующие настройки были выставлены по умолчанию.

На рисунке 3(г) показана вкладка с показаниями измерительных каналов и счетчиков устройства. На графике показаны зависимости показаний температуры от времени для всех подключенных датчиков. Термопары были подключены через припаянные медные провода, горячий и холодный спаи находились неподалеку друг от друга, поэтому после небольшого нагрева горячих спаев их температуры выходили на значения, близкие к показаниям трех встроенных датчиков для компенсации температуры холодного спаев.

Предварительной юстировки для термопар не проводилось, так как обеспечение достоверности всех показаний не было целью настоящей работы. Показания термометра сопротивления примерно соответствовали температуре в помещении. Семь индикаторов были окрашены в ярко-зеленый цвет, указывающий на успешное измерение (соответствующие коды состояния равны нулю); восьмой индикатор окрашен черным, что соответствует отсутствию датчика (отображаемый код состояния равен семи).

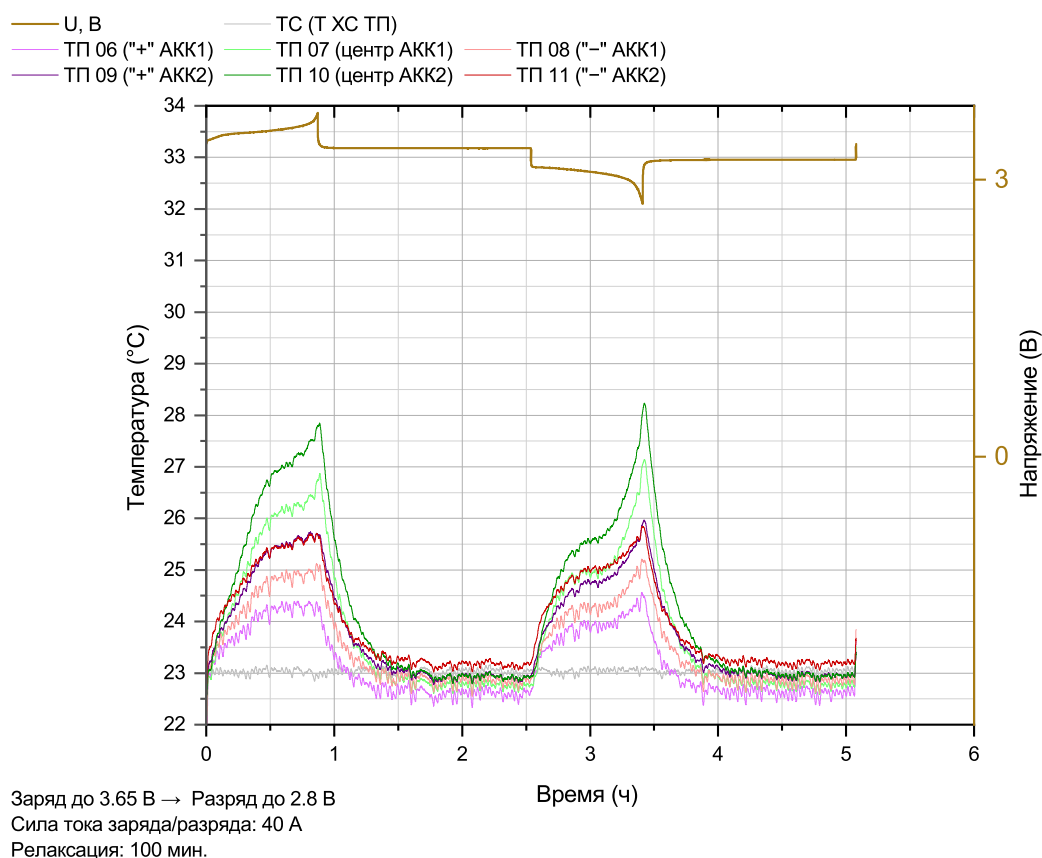


Рисунок 5. Термограммы контрольных точек аккумуляторов (АКК1 и АКК2).

На рисунке 3(д) показана вкладка для уведомления об ошибках. В качестве примера представлена ошибка связи по протоколу Modbus, возникающая в ответ на отключение кабеля Ethernet.

Проверка работоспособности программы выполнялась на ноутбуках с операционной системой версий Windows 10 и Windows 7.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОКАЗАНИЙ ПРИ ЗАРЯДЕ И РАЗРЯДЕ АККУМУЛЯТОРОВ ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ

Программный модуль, адаптированный для измерительного устройства MB210-101, был использован для записи температурных показаний в процессе испытаний пары параллельно соединенных аккумуляторов LiitoKala (3.2 В, 20 А ч) на заряд и разряд постоянным током силой 40 А (1 С). Изображение размещенных в климатической камере аккумуляторов с соединительными, токоподающим и токосъемным проводами и проводами для измерения напряжения (не отмечены), а также термодатчик и термометра сопротивления, модели которых указаны в предыдущем разделе, представлено на рисунке 4.

На каждом из аккумуляторов термодатчики размещали в трех зонах: на торцах (полюсах) и по центру боковой поверхности. Холодные спай термодатчиков были размещены близ измерительного участка термометра сопротивления с целью компенсации температуры холодного спая термодатчика по его показаниям. Все температурные

измерения были косвенными: для термометра сопротивление измерялось сопротивление постоянному току, а для термодатчиков — значения термоЭДС. Измеренные значения далее пересчитывались в показания температуры с помощью формул, приведенных в ГОСТ 6651–2009 (“Термопреобразователи сопротивления из платины, меди и никеля. Общие технические требования и методы испытаний”) и ГОСТ Р 8.585–2001 (“Термодатчики. Номинальные статистические характеристики преобразования”). Термограммы для шести температурных точек на поверхностях аккумуляторов и кривая заряда и разряда (напряжение на аккумуляторах) приведены на рисунке 5. Полученные термограммы свидетельствуют о том, что центральная область аккумуляторов (показания ТП №07 и 10) разогревается сильнее, чем торцы. Это обусловлено тем, что в аксиальном направлении обеспечивается теплоперенос в направлении торцов, тогда как в радиальном направлении этот процесс затруднен из-за чередования слоев металлических фольг и пластиковых слоев. Температуры на полюсах аккумуляторов отличаются, так как АКК2 располагался у стенки, а АКК1 — ближе к центру камеры. Формы термограмм похожи для обоих образцов аккумуляторов. Рост температуры с течением времени как при заряде, так и при разряде, немонотонный. Участки понижения температуры в пределах интервалов повышения и понижения напряжения обусловлены эндотермическими эффектами, связанными с образованием и разрывом химических связей между ионами лития и кристаллическими решетками анода и катода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ранее разработанный в LabVIEW программный модуль для двухканального измерительного устройства MB110-224.2АС был адаптирован для обмена данными с восьмиканальным устройством модели MB210-101. Программный модуль сочетает базовые функции перечисленных выше программ: запись и чтение конфигурационных параметров аналоговых входов, чтение оперативных параметров аналоговых входов и счетчиков устройства и отображение выбранных оперативных параметров на графике в режиме реального времени. Функции адаптированной версии программного модуля были протестированы на примерах записи настроек аналоговых входов, опроса показаний подключенных датчиков температуры и отображения уведомления об ошибке связи.

Программный модуль, устройство MB210-101 и подключенные к его входам датчики температуры были использованы для измерения температурных показаний на выбранных участках поверхности аккумуляторов в процессе их заряда и разряда постоянным током. Для всех выбранных участков поверхности термограммы имели идентичную форму. Для обоих аккумуляторов в центральной их части показания температуры были выше, чем на торцах. На термограммах были отмечены участки понижения температуры, соответствующие эндотермическим эффектам, связанным с образованием и разрывом химических связей между ионами лития и кристаллическими решетками анода и катода.

Доступ к исходным файлам для описанной версии программного модуля можно получить по ссылке на репозиторий в GitHub: [Analog-Input-Devices](#). В дальнейшем планируется расширение функционала программного модуля: добавление инструментов для работы с файлами, изменения сетевых настроек прибора, инструкций для пользователя с предложениями по устранению ошибок связи и измерительных каналов, а также журнала событий.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-26-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ООО “ОВЕН” Москва 2021 *MB210-101. Модуль аналогового ввода. Руководство по эксплуатации (версия 2.5)*
2. Кычкин А К и Малышев А В 2023 Исследование изменения теплопроводности полимерно-композитных материалов под влиянием климатических факторов *Актуальные вопросы теплофизики, энергетики и гидрогазодинамики в арктических и субарктических территориях (ТЭГУА-2023)* (Якутск: Сборник материалов Всероссийской научно-практической конференции с международным участием, посвящённой 100-летию со дня рождения заслуженного деятеля науки РСФСР и ЯАССР, д.т.н., профессора Н.С. Иванова) с. 79–81
3. Корнеев П Е и Игнатъев А А 2024 *Инженерный вестник Дона* **9**(117) 45–61
4. Ван П 2022 *Система автоматизации печи нагрева нефти* Бакалаврская работа Национальный исследовательский Томский политехнический университет (ТПУ) Томск
5. Цалко М А и Скороспешкин М В 2025 “Лабораторный стенд «Система автоматического контроля и регулирования давления» *Молодежь и современные информационные технологии. 2025: сборник трудов XXII Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, 15–17 апреля 2025 г., Томск* (Томск: Томский политехнический университет) с. 109–115
6. Qizhen R 2012 *Me and LabVIEW: Ten Years of Programming Experience from an NI Engineer* 2nd ed (Beijing: Beihang University Press)
7. ООО “ОВЕН” Москва 2025 *Owen Configurator 1.29. Руководство пользователя (версия 1.44)*
8. ООО “ОВЕН” 2025 *Owen Configurator 1.29. Release notes (версия 1.8)*
9. ООО “ОВЕН” Москва 2020 *Подключение МСД200 к КМУ1. Руководство пользователя (версия 1.1)*
10. ООО “ОВЕН” Москва 2024 *МД-200. Преобразователь измерительный регистрирующий. Руководство по эксплуатации. КУВФ.421451.004 РЭ (версия 1.7)*
11. ООО “ОВЕН” Москва *Программа “Конфигуратор М110”. Руководство пользователя (версия 1.1)*
12. Буряковская О А, Шавелкин М А, Балабаев Н Е и Власкин М С 2026 *Вестник ОИВТ РАН* **21** 38–44

Потенциал взаимодействия активных янус-частиц и его влияние на устойчивость кластера

Р. В. Сеношенко, М. М. Васильев и О. Ф. Петров

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

E-mail: senoshenko@mail.ru

Статья поступила в редакцию 3 июля 2026 г.

Аннотация. Предложено объяснение устойчивости квазидвумерного кластера активных янус-частиц меламина-формальдегид/медь (MF/Cu) в минеральном масле, стабилизированных Tween-80. Частицы радиуса $a = 1.025$ мкм образуют ансамбль с характерными межчастичными расстояниями порядка диаметра частицы. Представлены результаты оценки действующих на частицы сил и парного потенциала их взаимодействия, необходимого для поддержания стабильности структуры. Показано, что ван-дер-ваальсово притяжение и отталкивание поверхностных слоев ПАВ не способны обеспечивать удержание частиц на экспериментально наблюдаемых расстояниях. Значительный вклад вносит седиментация частиц, а высокая вязкость минерального масла существенно замедляет диффузию. Для электростатического взаимодействия приведены оценки эффективного поверхностного заряда. Показано, что в слабополярной среде даже величина поверхностного заряда, не превышающая нескольких десятков элементарных, соответствует энергии масштаба $k_B T$ на микронных расстояниях. Приведена упрощенная аддитивная оценка парного потенциала взаимодействия с учетом анизотропии янус-частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

Понимание механизмов самоорганизации открытых диссипативных систем вдали от равновесия является одной из фундаментальных задач современной физики мягкой материи [1]. Интерес к этим процессам обусловлен как возможностью создания новых функциональных материалов с иерархической структурой, так и необходимостью описания широкого круга биологических явлений — от внутриклеточного транспорта до коллективного движения микроорганизмов [2–4]. Структурообразование и динамика в коллоидных системах определяются комплексным балансом межчастичных сил, среди которых традиционно выделяют ван-дер-ваальсовы, электростатические, гидродинамические, капиллярные и стерические взаимодействия [1, 5]. В равновесных системах результирующий потенциал часто успешно описывается в рамках теории ДЛФО (Дерягина–Ландау–Фервея–Овербека) [6, 7], однако в неравновесных условиях, характерных для активных коллоидных систем, стандартные подходы требуют существенного пересмотра [8–10]. Особое место среди коллоидных частиц занимают анизотропные по своим физико-химическим свойствам янус-частицы [11]. Наличие двух различных по составу частей наделяет такие частицы способностью к ориентационно-зависимому взаимодействию, что делает их интересным объектом для изучения неравновесного структурообразования [12, 13]. В частности, ранее было показано, что янус-частицы формируют цепочки, кольца и более сложные иерархические структуры в зависимости от распределения поверхностного заряда, концентрации электролита и размера частиц [14]. При этом нарушение симметрии заряда на поверхности может приводить как к усилению, так и к подавлению направленной самосборки.

В отличие от водных электролитов, где степень диссоциации поверхностных групп высока, в среде с низкой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_r \approx 2.2$ для минерального масла) энергетические затраты на иониза-

цию сопоставимы с выигрышем от отделения противоионов, что приводит к формированию слабозаряженных поверхностей. Тем не менее, даже малый заряд способен влиять на устойчивость коллоидных систем [15]. В слабополярной среде кулоновская энергия двух зарядов достигает десятков элементарных зарядов. Более того, анизотропия поверхности янус-частиц может приводить к ориентационно-зависимому взаимодействию, что качественно отличает их от изотропно заряженных сфер.

В данной работе рассматривается экспериментально полученная коллоидная система — суспензия янус-частиц меламина-формальдегид/медь (MF/Cu) в минеральном масле с добавлением неионогенного поверхностно-активного вещества (ПАВ) Tween-80 [16]. Частицы радиуса $a = 1.025$ мкм формируют квазидвумерный разреженный кластер с характерными межчастичными расстояниями $r \approx 3\text{--}6$ мкм. Стабильное существование такого ансамбля на временах эксперимента ставит вопрос о том, какие физические механизмы способны поддерживать подобную структуру. Проведен анализ возможных механизмов стабильности структуры. На основе оценок парного потенциала взаимодействия частиц показано, какие взаимодействия в структуре являются определяющими. Такой подход позволяет перейти от качественных предположений к постановке необходимых условий самосборки в слабополярных активных коллоидных системах.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИСТЕМА И ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СРЕДЫ

Объектом исследования являются сферические янус-частицы, состоящие из меламина-формальдегидной (MF) полимерной микросферы и металлического (медного) покрытия на одной из полусфер. Радиус частиц составляет:

$$a = 1.025 \text{ мкм} = 1.025 \times 10^{-6} \text{ м.} \quad (1)$$

Частицы диспергированы в минеральном масле со следующими характеристиками:

$$\eta = 0.4 \text{ Па·с}, \quad \varepsilon_r = 2.2, \quad T = 300 \text{ К}, \quad (2)$$

где η — динамическая вязкость, ε_r — относительная диэлектрическая проницаемость, T — температура. При таких условиях тепловая энергия и абсолютная диэлектрическая проницаемость среды равны:

$$k_B T = 4.14 \times 10^{-21} \text{ Дж}, \quad (3)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = 1.95 \times 10^{-11} \text{ Ф/м}. \quad (4)$$

Для стабилизации суспензии и предотвращения необратимой агрегации частиц используется неионогенное ПАВ Tween-80, формирующее на поверхности частиц адсорбционный слой.

На рисунке 1 представлена схема взаимодействия двух янус-частиц. Асимметрия распределения заряда между металлической и полимерной полусферами, а также различие в адсорбции ПАВ приводят к появлению ориентационно-зависимых сил взаимодействия.

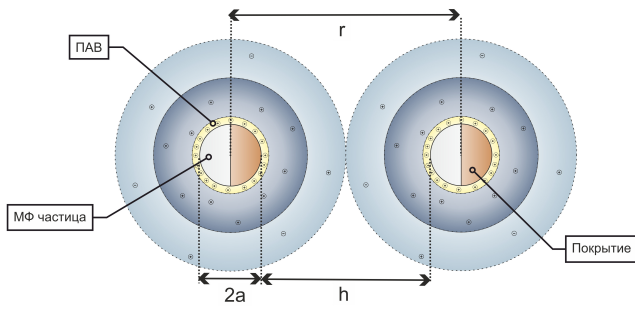


Рисунок 1. Схема взаимодействия двух янус-частиц в вязкой среде.

Экспериментальное изображение структуры, представленное на рисунке 2, демонстрирует, что частицы образуют разреженный квазидвумерный кластер в области наблюдения. По экспериментальным изображениям характерные межчастичные расстояния в системе принимают значения порядка $r \simeq 3\text{--}6$ мкм, что соответствует поверхностным зазорам $h = r - 2a \simeq 1\text{--}4$ мкм. Тем самым речь идет именно о разреженной структуре, а не о плотном агрегате с контактирующими частицами. Высокая вязкость среды ($\eta = 0.4$ Па·с) и седиментация частиц обеспечивают их вертикальную локализацию и медленную диффузионную кинетику, что поддерживает систему в квазидвумерном состоянии.

Наблюдаемые в эксперименте микронные межчастичные расстояния и анизотропия частиц определяют постановку задачи для последующего анализа.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Характерный масштаб короткодействующих сил (ван-дер-ваальсовых и стерических) существенно меньше наблюдаемых межчастичных зазоров [17], однако их корректное описание необходимо для понимания того, что препятствует слипанию частиц при случайных сближениях. Для двух сферических частиц радиуса a энер-

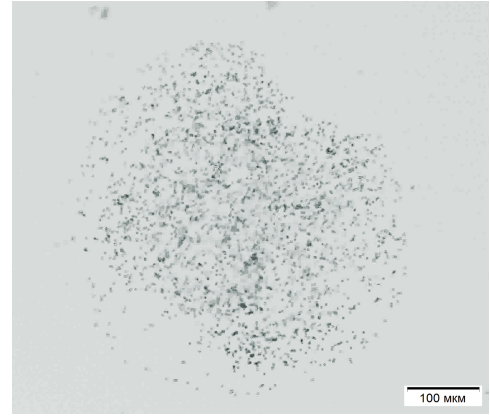


Рисунок 2. Изображение суспензии янус-частиц MF/Cu в минеральном масле. Частицы формируют квазидвумерную структуру с микронными межчастичными расстояниями.

гия ван-дер-ваальсового притяжения описывается классическим выражением [18]:

$$U_{\text{vdW}}(r) = -\frac{A_H}{6} \left[\frac{2a^2}{r^2 - 4a^2} + \frac{2a^2}{r^2} + \ln \left(\frac{r^2 - 4a^2}{r^2} \right) \right], \quad (5)$$

где A_H — константа Гамакера. Для системы MF/Cu в жидком парафине оценка дает $A_H \sim 5 \times 10^{-20}$ Дж. Подстановка экспериментальных параметров ($a = 1.025$ мкм) показывает, что в контакте ($r = 2a$) энергия притяжения составляет $|U_{\text{vdW}}| \sim 0.15 k_B T$. При увеличении зазора до калибра частицы $h \sim 1$ мкм вклад ван-дер-ваальсовых сил уменьшается на несколько порядков.

Помимо ван-дер-ваальсова притяжения, существенную роль играет отталкивание, обусловленное перекрытием адсорбционных слоев ПАВ на поверхности частиц (так называемое стерическое отталкивание [10]). Tween-80 как неионогенное ПАВ формирует на поверхности частиц адсорбционный слой толщиной $h_{\text{surf}} \sim 3$ нм (длина половины молекулы ПАВ, находящейся на поверхности). При перекрытии таких слоев возникает стерическое отталкивание, которое может быть описано потенциалом вида:

$$U_{\text{steric}}(r) = \begin{cases} \varepsilon_s \left(1 - \frac{r-2a}{2h_{\text{surf}}} \right)^2, & 2a < r < 2a + 2h_{\text{surf}}, \\ 0, & r > 2a + 2h_{\text{surf}}. \end{cases} \quad (6)$$

где $\varepsilon_s \sim k_B T$ задает энергетический порог отталкивания. Высота стерического барьера в контакте достигает $10\text{--}50 k_B T$, что эффективно предотвращает необратимое слипание частиц при случайных столкновениях.

Важной особенностью рассматриваемой системы является анизотропия стерического отталкивания, обусловленная различной адсорбцией молекул ПАВ на металлической (Cu) и полимерной (MF) полусферах [19]. Для описания анизотропии используется ориентационный множитель S , который учитывает взаимную ориентацию частиц при контакте:

$$S(\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{r}) = \frac{1}{2} [1 + (\hat{n}_1 \cdot \hat{r})(\hat{n}_2 \cdot \hat{r})], \quad (7)$$

где $\hat{n}_{1,2}$ — единичные векторы, направленные от центра частицы к ее металлизированной полусфере, $\hat{r}$ — единичный вектор вдоль линии центров. Тогда эффективный стерический потенциал принимает вид:

$$U_{\text{steric}}^{(\text{eff})}(r, \hat{n}_1, \hat{n}_2) = S(\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{r}) \cdot U_{\text{steric}}(r). \quad (8)$$

При контакте разнородных полусфер (Cu–MF) выполняется условие $\hat{n}_1 = \hat{r}$, $\hat{n}_2 = -\hat{r}$, откуда $(\hat{n}_1 \cdot \hat{r})(\hat{n}_2 \cdot \hat{r}) = -1$ и $S = 0$. В этом случае стерическое отталкивание практически отсутствует, и сближение частиц характеризуется только описанным ранее ван-дер-ваальсовым притяжением ($|U_{\text{vdW}}| \sim 0.15 k_B T$), что энергетически выгодно. При контакте одноименных полусфер (Cu–Cu или MF–MF) имеем $\hat{n}_1 = \hat{r}$, $\hat{n}_2 = \hat{r}$, тогда $(\hat{n}_1 \cdot \hat{r})(\hat{n}_2 \cdot \hat{r}) = 1$ и $S = 1$. Стерический барьер достигает $10\text{--}50 k_B T$, что делает такую конфигурацию энергетически менее выгодной.

Наряду с межчастичными взаимодействиями, на устойчивость наблюдаемой структуры влияет тепловое (броуновское) движение частиц. Оценка коэффициента пассивной диффузии по формуле Стокса–Эйнштейна [20] дает:

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\eta a} \approx 5.36 \times 10^{-16} \text{ м}^2/\text{с}. \quad (9)$$

В двумерной плоскости наблюдения среднеквадратичное смещение за время t составляет $MSD = \sqrt{4Dt}$, тогда на характерных временах:

$$t = 1 \text{ с} : \quad MSD \approx 0.046 \text{ мкм}, \quad (10)$$

$$t = 1 \text{ ч} : \quad MSD \approx 2.78 \text{ мкм}. \quad (11)$$

Высокая вязкость среды ($\eta = 0.4$ Па·с) приводит к медленной диффузии ($MSD \approx 2.8$ мкм за час), что означает, что наблюдаемая долговечность кластера обусловлена не только наличием потенциального минимума, но и кинетическим замедлением релаксации.

Поскольку короткодействующие силы не способны удерживать частицы на наблюдаемых микронных расстояниях, необходимо проанализировать дальнотействующие взаимодействия, среди которых наиболее существенным представляется электростатический вклад. Для двух эффективных зарядов q , находящихся в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 2.2$, энергия кулоновского взаимодействия определяется выражением:

$$U_C(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{q^2}{r}. \quad (12)$$

Эффективный заряд частицы q , при котором кулоновская энергия сравнивается с $k_B T$ на заданном расстоянии r , находится из условия $U_C(r) = k_B T$:

$$q(r) = \sqrt{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r k_B T}. \quad (13)$$

Для количественной оценки роли электростатики рассмотрены три характерных пространственных масштаба: калибр частицы $2a \approx 2$ мкм (диаметр частицы), расстояние между центрами $r = 3a \approx 3.075$ мкм и среднее межцентровое расстояние $r \approx 4.5$ мкм, наиболее вероятное из экспериментальных данных (3–6 мкм).

Подставляя соответствующие значения, получаем:

$$r = 2 \text{ мкм} : \quad q \approx 10.1 e, \quad (14)$$

$$r = 3.075 \text{ мкм} : \quad q \approx 10.9 e, \quad (15)$$

$$r = 4.5 \text{ мкм} : \quad q \approx 13.4 e. \quad (16)$$

В реальной системе всегда присутствует некоторое количество свободных ионов, что приводит к экранированию кулоновского взаимодействия. Модифицированный потенциал принимает вид Дебая–Хюккеля [21]:

$$U_C^{(\text{scr})}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{q^2}{r} e^{-r/\lambda_D}, \quad (17)$$

где λ_D — длина экранирования. Условие $U_C^{(\text{scr})}(r) = k_B T$ для среднего расстояния $r = 4.5$ мкм дает следующие оценки для разных возможных длин экранирования:

$$\lambda_D \rightarrow \infty : \quad q \approx 13.4 e, \quad (18)$$

$$\lambda_D = 10 \text{ мкм} : \quad q \approx 16.0 e, \quad (19)$$

$$\lambda_D = 5 \text{ мкм} : \quad q \approx 20.0 e, \quad (20)$$

$$\lambda_D = 2 \text{ мкм} : \quad q \approx 38.7 e. \quad (21)$$

Асимметрия распределения заряда между металлической и полимерной полусферами приводит к появлению эффективного дипольного момента p . В пределе слабого экранирования ($\kappa r \ll 1$) для наиболее выгодной конфигурации контакта разноименных сторон ($\hat{n}_1 = \hat{r}$, $\hat{n}_2 = -\hat{r}$):

$$U_{\text{dd}}^{(\text{MF-Cu})}(r) = -\frac{2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{p^2}{r^3}. \quad (22)$$

Свяжем эффективный заряд q с дипольным моментом p . В простейшей модели янус-частицы с зарядами $\pm Q/2$ на полусферах дипольный момент оценивается как

$$p = Q a \xi, \quad (23)$$

где $\xi \sim 0.5\text{--}0.7$ — геометрический фактор. При $Q = 15 e$ получаем $p \approx 1.5 \times 10^{-24}$ Кл·м. Подстановка этого значения в выражение (22) при $r = 4.5$ мкм и Бьеррумовской длине $\lambda_B = e^2/(4\pi\epsilon_0\epsilon_r k_B T) \approx 28$ нм дает энергию диполь-дипольного взаимодействия:

$$|U_{\text{dd}}| \approx \frac{2\lambda_B p^2}{r^3} \frac{1}{k_B T} \approx 0.8 k_B T. \quad (24)$$

Объединяя все рассмотренные вклады с учетом анизотропии поверхностных свойств янус-частиц, полный парный потенциал взаимодействия частиц имеет вид:

$$U_{\text{pair}}(r, \hat{n}_1, \hat{n}_2) = S(\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{r}) U_{\text{steric}}(r) + U_{\text{vdW}}(r) + U_{\text{dd}}(r, \hat{n}_1, \hat{n}_2), \quad (25)$$

На рисунке 3 представлены две предельные конфигурации взаимодействия янус-частиц и соответствующие зависимости полного потенциала U_{pair} от безразмерного расстояния r/a . При $S = 0$ (контакт Cu–MF) стерическое отталкивание пренебрежимо мало, и частицы притягиваются друг к другу. При $S = 1$ (контакт

Cu–Cu или MF–MF) на малых зазорах действует высокий стерический барьер, при котором вероятность наблюдать такую конфигурацию снижается. Заштрихованная область соответствует экспериментальному диапазону расстояний, в котором $|U_{\text{pair}}| \sim k_B T$.

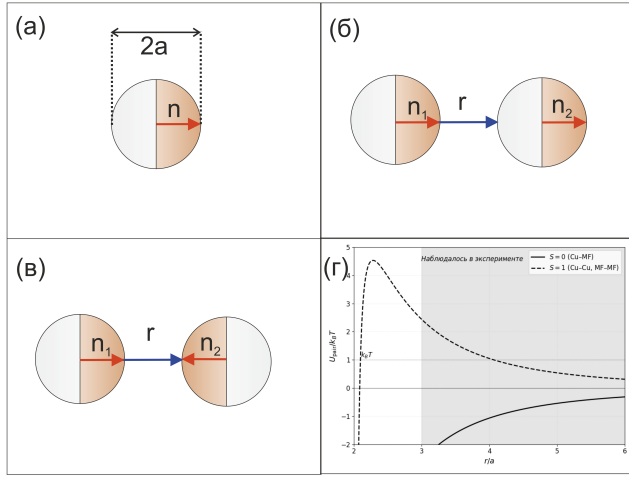


Рисунок 3. Полный парный потенциал взаимодействия янус-частиц MF/Cu для двух предельных конфигураций. (а) — Радиус-вектор для уединенной янус-частицы. (б) — Конфигурация $S = 0$: контакт разнородных полусфер (Cu–MF), стерическое отталкивание отсутствует. (в) — Конфигурация $S = 1$: контакт одноименных полусфер (Cu–Cu или MF–MF), максимальный стерический барьер. (г) — Зависимость полного потенциала U_{pair} от безразмерного расстояния r/a ; заштрихованная область соответствует экспериментально наблюдаемому диапазону $r/a \approx 3\text{--}6$.

Таким образом, на расстояниях $r \gtrsim 3$ мкм выполняются неравенства:

$$\begin{aligned} |U_{\text{steric}}| &\ll k_B T, & |U_{\text{vdW}}| &\sim 10^{-4} k_B T, \\ |U_{\text{dd}}| &\sim 0.5\text{--}1 k_B T. \end{aligned} \quad (26)$$

что указывает на доминирующую роль анизотропной электростатической составляющей в формировании наблюдаемой структуры янус-частиц.

Следует отметить, что без независимых экспериментальных измерений параметров системы предложенный потенциал с эффективными зарядами носит оценочный характер и не может быть точно рассчитан. Для янус-частиц возможно как несимметричное распределение заряда по поверхности, так и неравномерное взаимодействие между частицами в структуре. Предложенный потенциал взаимодействия позволяет оценить механизм структурообразования в системе коллоидных янус-частиц, когда электростатическое взаимодействие определяет итоговый вид кластера.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ возможных механизмов, определяющих устойчивость квазидвумерной структуры янус-частиц MF/Cu в минеральном масле. На основе предложенных оценок парного потенциала показано, что короткодействующих сил недостаточно для длительной стабильности структуры. Ван-дер-ваальсово притяжение ($|U_{\text{vdW}}| \sim 0.15 k_B T$ в контакте) и стерическое отталкивание, действующее лишь в нанометровом диапазоне

$h_{\text{surf}} \sim 3$ нм, не могут эффективно удерживать частицы на наблюдаемых микронных расстояниях (3–6 мкм). Стерический барьер ПАВ ($10\text{--}50 k_B T$) служит исключительно для предотвращения необратимого слипания частиц при столкновениях. Анизотропия стерического взаимодействия показывает, что контакт разнородных полусфер (Cu–MF) энергетически выгоден, тогда как контакт одноименных полусфер маловероятен из-за высокого стерического барьера. Это приводит к формированию чередующихся структур частиц во время эксперимента. Высокая вязкость среды приводит к медленной диффузии, т.е. наблюдаемая структура обусловлена не только наличием потенциального минимума, но и замедлением диффузии частиц.

Оценен эффективный заряд янус-частиц в минеральном масле. В слабополярной среде взаимодействия масштаба $k_B T$ на расстояниях 3–6 мкм соответствуют ситуации, когда эффективный заряд q составляет приблизительно от 10 до 20 элементарных зарядов (e), что согласуется с представлениями о слабозаряженных частицах в масле. Согласно проведенным расчетам, на микронных расстояниях единственным дальнедействующим вкладом, способным влиять на стабильность структуры, является анизотропная электростатическая составляющая U_{dd} . Энергия взаимодействия двух сферических янус-частиц достигает $|U_{\text{dd}}| \approx 0.8 k_B T$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-26-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liang Y, Hilal N, Langston P and Starov V 2007 *Adv. Colloid Interface Sci.* **134**–**135** 151–166
2. Ramaswamy S 2010 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1** 323–345
3. Marchetti M C *et al* 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1143–1189
4. Kononov E A, Senoshenko R V, Vasiliev M M and Petrov O F 2024 *Phys. Fluids* **36** 117145
5. Kichatov B, Korshunov A and Sudakov V 2024 *Phys. Fluids* **36** 121709
6. Derjaguin B and Landau L 1993 *Progress in Surface Science* **43** 30–59
7. Verwey E J W, Overbeek J T G and van Nes K 1948 *Theory of the Stability of Lyophobic Colloids* (Amsterdam: Elsevier)
8. Farrokhbin M *et al* 2019 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **21** 18866–18876
9. Saintillan D and Shelley M J 2015 *Theory of active suspensions Complex Fluids in Biological Systems* ed Spagnolie S E (New York: Springer) pp 319–355
10. Фролов Ю Г 1989 *Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы* 2-е изд. (Москва: Химия)
11. Walther A and Müller A H E 2013 *Chem. Rev.* **113** 5194–5261
12. Bechinger C *et al* 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 045006
13. Huang M J, Schofield J, Gaspard P and Kapral R 2019 *J. Chem. Phys.* **150** 124110
14. Moghani M M and Khomami B 2013 *Soft Matter* **9** 4815–4821
15. Waggett F, Shafiq M D and Bartlett P 2018 *Colloids Interfaces* **2** 51

16. Сеношенко Р В, Кононов Е А, Васильев М М и Петров О Ф 2025 *ЖЭТФ* **167** 594–600
17. Luckham P F 2004 *Adv. Colloid Interface Sci.* **1** 29–47
18. Israelachvili J N 2011 *Intermolecular and Surface Forces* 3rd ed (London: Academic Press)
19. Hieronimus R, Raschke S and Heuer A 2016 *J. Chem. Phys.* **145** 064303
20. Einstein A 1905 *Annalen der Physik* **322** 549–560
21. Apostol M 2022 *Chem. Phys.* **558** 111514