

Сибирский физический журнал

Журнал адресован профессорско-преподавательскому составу университетов, научным работникам, аспирантам и студентам, которые интересуются новейшими результатами фундаментальных и прикладных исследований по различным направлениям физики и физико-технической информатики.

Редакция принимает к опубликованию обзоры и оригинальные научные статьи по тем направлениям физики, которые, главным образом, представлены на кафедрах физического факультета НГУ. Принимаются также к рассмотрению статьи по другим направлениям, если в ходе рецензирования подтверждается их

высокий научный статус.

Мы приглашаем научные коллективы и отдельных авторов направлять к нам для опубликования материалы по следующим основным разделам:

1. В разделе «**Квантовая оптика, квантовая электроника**» публикуются статьи по следующим специальностям, по которым присуждаются учёные степени кандидата и доктора наук:

1.3.6. Оптика (Физико-математические, Технические науки);

1.3.19. Лазерная физика (Физико-математические, Технические науки).

Редакторы раздела:

Бабин Сергей Алексеевич, д-р физ.-мат. наук, член-корреспондент РАН, директор ИАиЭ СО РАН, заведующий кафедрой квантовой оптики ФФ НГУ;

Ильичев Леонид Вениаминович, доктор физ.-мат. наук, главный научный сотрудник ИАиЭ СО РАН, профессор кафедры квантовой оптики ФФ НГУ.

2. В разделе «**Радиофизика и электроника**» публикуются статьи по следующим специальностям, по которым присуждаются учёные степени кандидата и доктора наук:

1.3.4. Радиофизика (Физико-математические, Технические науки);

1.3.5. Физическая электроника (Физико-математические, Технические науки).

Редакторы раздела:

Песков Николай Юрьевич, д-р физ.-мат. наук, профессор РАН, зам. заведующего научным отделом ИПФ РАН (Нижний Новгород);

3. В разделе «**Физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов**» публикуются статьи по следующим специальностям, по которым присуждаются учёные степени кандидата и доктора наук:

01.02.05. Механика жидкости, газа и плазмы (Физико-математические, Технические науки);

1.3.14. Теплофизика и теоретическая теплотехника (Физико-математические, Технические науки).

Редакторы раздела:

Козлов Виктор Владимирович, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник ИТПМ СО РАН, профессор кафедры аэрофизики и газовой динамики ФФ НГУ;

Алексеев Сергей Владимирович, д-р физ.-мат. наук, профессор, академик РАН, советник директора ИТФ СО РАН, зав. кафедрой физики неравновесных процессов ФФ НГУ.

4. В разделе «**Физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы**» публикуются статьи по следующим специальностям, по которым присуждаются учёные степени кандидата и доктора наук:

1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий (Физико-математические, Технические науки);

1.3.18. Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника (Физико-математические, Технические науки);

1.3.9. Физика плазмы (Физико-математические, Технические науки).

Редакторы раздела:

Дружинин Владимир Прокопьевич, д-р физ.-мат. наук, зав. лабораторией ИЯФ СО РАН, профессор кафедры физики элементарных частиц ФФ НГУ;

Тельнов Валерий Иванович, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник ИЯФ СО РАН, зав. кафедрой физики ускорителей ФФ НГУ;

Аржанников Андрей Васильевич, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник ИЯФ СО РАН, профессор кафедры физики плазмы ФФ НГУ.

5. В разделе «**Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур**» публикуются статьи по следующим специальностям, по которым присуждаются учёные степени кандидата и доктора наук:

1.3.11. Физика полупроводников (Физико-математические, Технические науки);

1.3.8. Физика конденсированного состояния (Физико-математические, Технические науки);

- 1.3.20. Кристаллография, физика кристаллов (Физико-математические, Химические науки);
2.6.6. Нанотехнологии и наноматериалы (Технические, Физико-математические, Химические науки).

Редакторы раздела:

Латышев Александр Васильевич, д-р физ.-мат. наук, профессор, академик РАН, директор ИФП СО РАН, зав. кафедрой физики полупроводников ФФ НГУ;

Цыбуля Сергей Васильевич, д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией ИК СО РАН, зав. кафедрой физических методов исследования твёрдого тела ФФ НГУ;

Захаров Борис Александрович, д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник ИНХ СО РАН, заведующий кафедрой химии твердого тела.

6. В разделе «**Физика химическая, биологическая, медицинская**» публикуются статьи по следующим специальностям, по которым присуждаются учёные степени кандидата и доктора наук:

- 1.3.16. Атомная и молекулярная физика (Физико-математические, Технические науки);
1.3.17. Химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества (Физико-математические, Технические, Химические науки);
1.3.21. Медицинская физика (Физико-математические, Технические науки).

Редакторы раздела:

Дзюба Сергей Андреевич, д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией ИХКГ СО РАН, профессор кафедры химической и биологической физики ФФ НГУ;

Мальцев Валерий Павлович, д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией ИХКГ СО РАН, зав. кафедрой медицинской физики ФФ НГУ.

7. В разделе «**Теоретическая и математическая физика**» публикуются статьи по следующим специальностям, по которым присуждаются учёные степени кандидата и доктора наук:

- 1.3.3. Теоретическая физика (Физико-математические науки).

Редактор раздела:

Силагадзе Зураб Карлович, канд. физ.-мат. наук, доцент, старший научный сотрудник ИЯФ СО РАН.

8. В разделе «**Информатика, информационно-коммуникационные технологии**» публикуются статьи по следующим специальностям, по которым присуждаются ученые степени кандидата и доктора наук:

- 1.2.1. Искусственный интеллект и машинное обучение (Физико-математические, Технические науки);
2.2.2. Электронная компонентная база микро- и нанoeлектроники, квантовых устройств (Физико-математические, Технические науки);
2.3.1. Системный анализ, управление и обработка информации;
2.3.5. Математическое и программное обеспечение вычислительных систем, комплексов и компьютерных сетей.

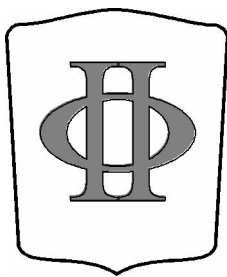
Редактор раздела:

Двойнишников Сергей Владимирович, д-р техн. наук, профессор.

9. Раздел «**Учебно-методическое обеспечение преподавания физики**».

Редактор раздела:

Володин Владимир Алексеевич, д-р физ.-мат. наук, профессор, ведущий научный сотрудник ИФП СО РАН.



Siberian Journal of Physics

The magazine is addressed to the faculty of universities, science officers, post-graduate students and students who are interested in the newest results fundamental and applied researches in various directions of physics and physico-technical computer science.

Edition accepts to publication reviews and original scientific articles in those directions of physics which, mainly, are presented on faculties of physical faculty of NSU. Are accepted also to viewing article in other directions if during reviewing their high title proves to be true.

We invite scientific personnel and separate authors to guide to us for publication materials on following basic sections:

1. The section of the Siberian Physical Journal “Quantum Optics, Quantum Electronics” publishes articles on the following specialties:

1.3.6. Optics

1.3.19. Laser Physics

Editors of this section are

S. A. Babin Academician of the RAS, Dr. Sci., Head of the of Quantum Optics Department of Novosibirsk State University, Director of the IAE SB RAS;

L. V. Il'ichev, Dr. Sci., Professor, Leading Researcher of the IAE SB RAS.

2. The section of the Siberian Physical Journal “Radiophysics and Electronics” publishes articles on the following specialties:

1.3.4. Radiophysics

1.3.5. Physical Electronics

Editor of this section is

N. Yu. Peskov, Dr. Sci., Professor RAS, Deputy Head of Division of High-power Microwave Electronics of the Institute of Applied Physics.

3. The section of the Siberian Physical Journal “Physics of liquids, neutral and ionized gases” publishes articles on the following specialties:

01.02.05. Mechanics of liquids, gases and plasmas

1.3.14. Thermal physics and theoretical heat engineering

Editors of this section are

V. V. Kozlov, Dr. Sci., Professor Head of Laboratory of Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS;

S. V. Alekseenko, Academician of the RAS, Dr. Sci. Professor, Head of the Nonequilibrium Processes Physics Department of Novosibirsk State University, advisor to the director of Institute of Thermal Physics SB RAS.

4. The section of the Siberian Physical Journal “Physics of High Energy, Accelerators, and High-Temperature Plasma” publishes articles on the following specialties:

1.3.15. Physics of Atomic Nuclei and Elementary Particles, High Energy Physics

1.3.18. Physics of Charged Particle Beams and Accelerator Technology

1.3.9. Plasma Physics

Editors of this section are

V. P. Druzhinin, Dr. Sci., Professor, Head of Laboratory of the BINP SB RAS;

V. I. Telnov, Dr. Sci., Professor, Leading Researcher of the BINP SB RAS;

A. V. Arzhannikov, Dr. Sci., Professor, Leading Researcher of the BINP SB RAS.

5. The section of the Siberian Physical Journal “Physics of Solid State, Semiconductors, Nanostructures” publishes articles on the following specialties:

1.3.11. Physics of Semiconductors

1.3.8. Physics of Condensed Matter

1.3.20. Crystallography, Physics of Crystals

2.6.6. Nanotechnology and Nanomaterials

Editors of this section are

A. V. Latyshev, Dr. Sci., professor, Corresponding Member of RAS. Head of the Semiconductor Physics Department of Novosibirsk State University. Director of Institute of Semiconductor Physics SB RAS;

S. V. Tsybulya, Dr. Sci., Associate Professor, Head of the Physical Methods of Solid State Research Department of Novosibirsk State University, Leading Researcher of Institute of Catalysis SB RAS;

B. A. Zakharov, Dr. Sci., Leading Researcher of Institute of the NIIC SB RAS, Associate Professor, Head of the Department of Solid State Chemistry of NSU.

6. The section of the Siberian Physical Journal “Chemical, Biological, Medical Physics” publishes articles on the following specialties:

1.3.16. Atomic and molecular physics

1.3.17. Chemical physics, combustion and explosion, physics of extreme states of matter

1.3.21. Medical physics

Editors of this section are

S. A. Dziuba, Dr. Sci., Professor. Head of the Chemical and Biological Physics Department of Novosibirsk State University, Head of Laboratory of Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS;

V. P. Maltsev, Dr. Sci., Associate Professor, Head of the Biomedical Physics Department of Novosibirsk State University, Head of Laboratory of Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS.

7. The section of the Siberian Physical Journal “Theoretical and Mathematical Physics” publishes articles on the following specialties:

1.3.3. Theoretical Physics

Editor of this section is

Z. K. Silagadze, Dr. Sci., Associate Professor, Senior Research of the BINP SB RAS.

8. The section of the Siberian Physical Journal “Informatics, information and communication technologies” publishes articles on the following specialties:

1.2.1. Artificial intelligence and machine learning

2.2.2. Electronic component base of micro- and nanoelectronics, quantum devices

2.3.1. Systems analysis, management and information processing;

2.3.5. Mathematical and software support for computing systems, complexes and computer networks
Mathematical modeling, numerical methods and software packages

Editor of this section is

S. V. Dvoinishnikov, Dr. Sci., Professor.

9. Section "Educational and methodological support for teaching physics".

Editor of this section is

V. A. Volodin, Dr. Sc., Professor, Leading Researcher of Institute of Semiconductor Physics SB RAS.

Periodicity of an exit of the edition – 4 times a year. The magazine is included in list Higher Attestation Committee of scientific and technical editions in Russian Federation in which the publication of the basic results of dissertations on competition of a scientific degree of the doctor and candidate of sciences is recommended.

СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Научный журнал
Основан в 2006 году

2025. Том 20, № 2

СОДЕРЖАНИЕ

Физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы

- Кудашкин А. В., Карпинский В. Н., Никифоров Д. Н., Петров М. В., Савельев А. А.*
Ключ эвакуации энергии из сверхпроводящих магнитов системы питания испытательного стенда ЛФВЭ ОИЯИ 9
- Федоренков Э. А., Беклемишев А. Д.* Распределение нейтрального газа в расширителе открытой ловушки 19
- Шошин А. А.* Расщепление спектральных линий в магнитном поле: эффекты Зеемана и Пашена – Бака. Измерение магнитного поля по спектру линий 39

Физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов

- Аржанников А. В., Самцов Д. А., Синицкий С. Л., Старостенко Д. А., Хмельницкий Д. В., Ганеева Д. Ф., Мастюк Д. А., Протас Р. В., Петров Д. В.* Математическое моделирование импульсного заполнения водородом вакуумированной трубки 54

Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур

- Асеев А. Л.* Полупроводниковые наноструктуры для квантовых технологий (обзор) 68

- Информация для авторов** 89

ISSN 2541-9447

Сибирский физический журнал. 2025. Том 20, № 2
Siberian Journal of Physics, 2025, vol. 20, no. 2

SIBERIAN JOURNAL OF PHYSICS

Scientific Journal
Since 2006
In Russian

2025. Volume 20, № 2

CONTENTS

Physics of High Energy, Accelerators, and High-Temperature Plasma

- Kudashkin A. V., Karpinsky V. N., Nikiforov D. N., Petrov M. V., Saveliev A. A.* Energy Evacuation Switch for Superconducting Magnet Power Supply at the VBLHEP JINR Test Bench 9
- Fedorenkov E. A., Beklemishev A. D.* Distribution of Neutral Gas in the Expander of an Open Trap 19
- Shoshin A. A.* Splitting of Spectral Line in Magnetic Field: Zeeman and Paschen–Back Effects. Magnetic Field Measurement by Line Spectrum 39

Physics of liquids, neutral and ionized gases

- Arzhannikov A. V., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Starostenko D. A., Khmelnsky D. V., Ganeeva D. F., Mastjuk D. A., Protas R. V., Petrov D. V.* Mathematical Simulation of the Pulsed Fulfilling with the Hydrogen of the Vacuumed Tube 54

Physics of Solid State, Semiconductors, Nanostructures

- Aseev A. L.* Semiconductor Nanostructures for Quantum Technologies (Review) 68

- Instructions for Contributors** 109

Editor in Chief Andrej V. Arzhannikov
Executive Secretary Anna A. Inzhevatkina

Editorial Board of the Journal

S. V. Alekseenko, A. V. Arzhannikov, A. L. Aseev, S. N. Bagaev, A. E. Bondar
S. A. Dzyuba, S. I. Eidelman, V. S. Fadin, V. M. Fomin, A. A. Ivanov, V. A. Volodin, V. V. Kozlov, E. V. Kozyrev
A. V. Latyshev, I. B. Logashenko, V. P. Maltsev, A. G. Pogosov, A. L. Reznik, A. V. Shalagin
V. I. Telnov, S. V. Tsibulya

The series is published quarterly in Russian since 2006
by Novosibirsk State University Press

The address for correspondence
Physics Department, Novosibirsk State University
Pirogov Street 2, Novosibirsk, 630090, Russia
Tel. +7 (383) 363 44 25

E-mail address: physics@vestnik.nsu.ru

On-line version: <http://www.phys.nsu.ru/vestnik/>

ISSN 2541-9447

Сибирский физический журнал. 2025. Том 20, № 2
Siberian Journal of Physics, 2025, vol. 20, no. 2

Научная статья

УДК (538.945; 621.31)

DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-9-18

Ключ эвакуации энергии из сверхпроводящих магнитов системы питания испытательного стенда ЛФВЭ ОИЯИ

Алексей Васильевич Кудашкин¹, Виктор Николаевич Карпинский
Дмитрий Николаевич Никифоров, Михаил Владимирович Петров
Александр Алексеевич Савельев

Объединенный институт ядерных исследований
Дубна, Россия

¹akudashkin@jinr.ru

Аннотация

В рамках реализации проекта NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) и FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, Дармштадт, Германия) в Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) изготавливаются и тестируются сверхпроводящие магниты. Структура коллайдера NICA включает в себя 290 сверхпроводящих дипольных, квадрупольных и корректирующих магнитов [1]. Для защиты магнитов от повреждения в момент выхода из сверхпроводящего состояния используется система эвакуации энергии. Проведена необходимая модернизация данной системы с целью расширения диапазона индуктивности тестируемых магнитов до 210 мГн. Разработаны схмотехнические решения электронных блоков управления. Проведено моделирование и успешное тестирование новых модулей электроники. Данные модули введены в эксплуатацию в качестве элементов действующего стенда криогенных испытаний сверхпроводящих магнитов. В данной статье описан принцип работы систем эвакуации энергии и ее составных узлов, а также результаты работы при испытаниях сверхпроводящих магнитов ускорительных комплексов NICA и FAIR.

Ключевые слова

NICA, сверхпроводящий магнит, эвакуация энергии

Для цитирования

Кудашкин А. В., Карпинский В. Н., Никифоров Д. Н., Петров М. В., Савельев А. А. Ключ эвакуации энергии из сверхпроводящих магнитов системы питания испытательного стенда ЛФВЭ ОИЯИ // Сибирский физический журнал. 2025. Т. 20, № 2. С. 9–18. DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-9-18

Energy Evacuation Switch for Superconducting Magnet Power Supply at the VBLHEP JINR Test Bench

Aleksey V. Kudashkin¹, Viktor N. Karpinsky,
Dmitry N. Nikiforov, Mikhail V. Petrov
Alexander A. Saveliev

Joint Institute for Nuclear Research,
Dubna, Russian Federation

¹akudashkin@jinr.ru

Abstract

As part of the NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) and FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, Darmstadt, Germany) projects, superconducting magnets are being manufactured and tested at the V. I. Veksler and

© Кудашкин А. В., Карпинский В. Н., Никифоров Д. Н., Петров М. В., Савельев А. А., 2025

A. M. Baldin Laboratory of High Energy Physics (VBLHEP) of the Joint Institute for Nuclear Research (JINR). The structure of the NICA Collider includes 290 superconducting dipole, quadrupole, and correction magnets [1]. An energy evacuation system is used to protect magnets from damage while exiting the superconducting state. This system underwent necessary upgrade to expand the inductance range of the tested magnets to 210 mH. Circuit design solutions for electronic control units were developed. Simulation and successful testing of new electronic modules were carried out. These modules were put into operation as elements of the existing cryogenic test bench for superconducting magnets. This paper describes the operating principle of the energy evacuation system and its constituent components, as well as the results of its operation during the testing of superconducting magnets for the NICA and FAIR accelerator complexes.

Keywords

NICA, superconducting magnet, energy evacuation

For citation

Kudashkin A. V., Karpinsky V. N., Nikiforov D. N., Petrov M. V., Saveliev A. A. Energy Evacuation Switch for Superconducting Magnet Power Supply at the VBLHEP JINR Test Bench. *Siberian Journal of Physics*, 2025, vol. 20, no. 2, p. 9–18. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-9-18

Введение

Ускорительный комплекс NICA состоит из коллайдера, находящегося на финальной стадии ввода в эксплуатацию, и инжекционного комплекса ускорителей. Инжекционный комплекс NICA включает в себя источники ионов, линейные ускорители, сверхпроводящие синхротроны «Бустер» и «Нуклотрон», а также линии перевода пучка [2]. «Бустер» введен в эксплуатацию в 2020 г. и успешно прошел четыре рабочих сеанса. Структурные магниты «Бустера» и коллайдера NICA успешно прошли сертификацию в рабочих (криогенных) условиях на испытательном стенде ЛФВЭ ОИЯИ в отделе НЭОСМТ (Научно-экспериментальный отдел сверхпроводящих магнитов и технологий).

Структура коллайдера NICA и синхротрона SIS100 состоит из магнитов типа «нуклотрон» [3]. Рабочий уровень температур при испытаниях сверхпроводящих магнитов около 4,5 К. При переходе обмотки магнита в нормально проводящее состояние происходит выделение большого количества тепловой энергии, что может повлечь за собой разрушение сверхпроводящего кабеля. Во избежание возникновения такого рода аварийной ситуации используется система защиты сверхпроводящих магнитов.

В магнитном поле сверхпроводящей обмотки может быть запасено большое количество энергии. При потере сверхпроводимости на участке обмотки накопленную энергию необходимо вывести из магнита за промежуток времени, при котором не произойдет повреждения обмотки. Чтобы предотвратить аварию при работе со сверхпроводником, рост напряжения фиксируется за время в несколько миллисекунд датчиками перехода сверхпроводимости, после чего сигнал передается на отключение источника тока и систему вывода энергии из испытываемого магнита, основной частью которой является ключ эвакуации энергии (КЭЭ). В составе штатного КЭЭ, используемого для криогенных испытаний магнитов с индуктивностью от 0,1 мГн до 1 мГн, для испытания магнита с индуктивностью 210 мГн увеличено сопротивление гашения энергии с 3,3 мОм до 1,3 Ом и изменен модуль электроники КЭЭ, контролирующей равномерное распределение энергии гашения, а также введены новые модули электроники в качестве модернизации КЭЭ.

1. Система защиты сверхпроводящих магнитов

В процессе криогенных испытаний сверхпроводящего магнита проводится этап «тренировки». При этом ток задается импульсно с пошаговым увеличением амплитуды. В процессе «тренировки» может произойти несколько «срывов» сверхпроводимости. В этом случае запасенная в магните энергия выводится с использованием системы эвакуации энергии. После вывода энергии магнит вновь охлаждается до рабочих температур и достижения сверхпроводящего состояния обмотки. Данная процедура производится до тех пор, пока ток возбужде-

ния обмотки не достигнет проектных значений для данного типа магнитов. Основной целью «тренировки» магнита является снятие внутренних напряжений обмотки, возникающих при ее производстве, вследствие чего при подаче тока и возникновении пондеромоторных сил происходят локальные деформации участков обмотки, приводящие к нарушению сверхпроводимости.

Основным источником тока питания при испытаниях сверхпроводящих магнитов является источник емкостного типа PS15000-25D. Последовательно с источником питания включен ключ эвакуации энергии (КЭЭ) (рис. 1), в котором при поступлении сигнала о нарушении сверхпроводимости (эвакуация энергии) энергия испытываемого магнита гасится на резисторах [4]. Сверхпроводящий магнит схематически разделен на две полуобмотки $L1$ и $L2$.

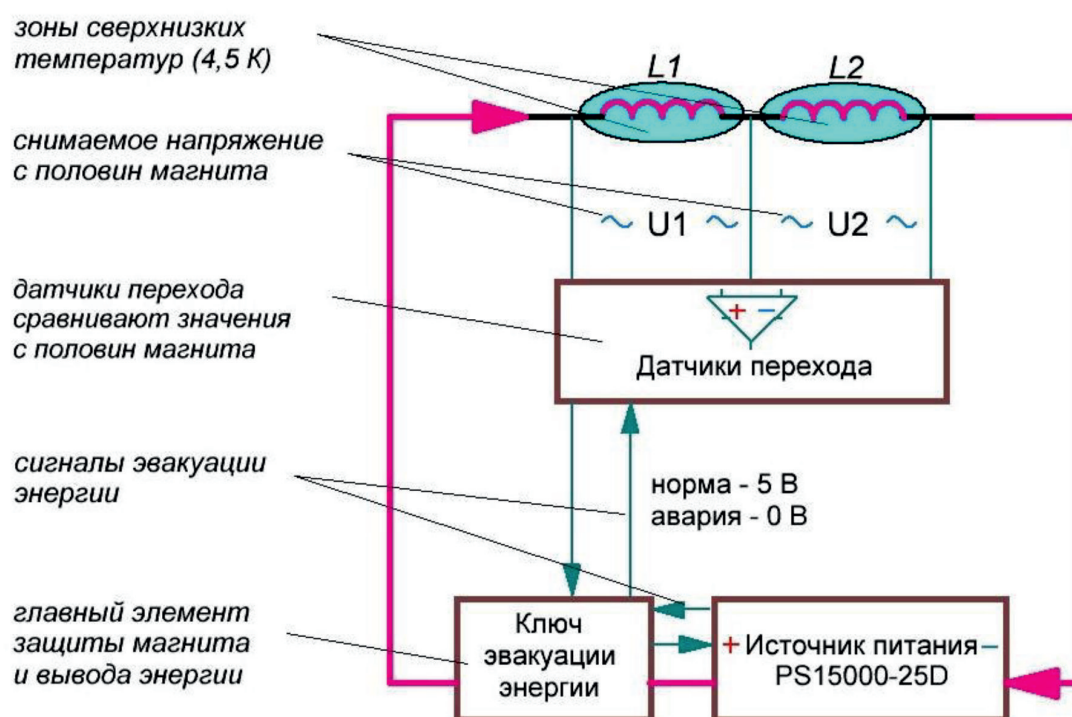


Рис. 1. Общая схема транспортировки сигнала эвакуации энергии
Fig. 1. General circuit diagram for energy evacuation signal transmission

При протекании тока через магнит с полуобмоток $L1$ и $L2$ снимается напряжение $U1$ и $U2$ соответственно. При достижении критического значения тока сверхпроводимость участка обмотки нарушается и на данном участке начинает расти активное сопротивление. На участке сверхпроводника с появившимся сопротивлением начнет резко расти напряжение и датчики перехода зафиксируют разницу между напряжениями половин обмотки $U1$ и $U2$ [5]. При достижении установленного значения разницы напряжений (≈ 50 мВ) датчики формируют сигнал эвакуации энергии, идущий на ключ эвакуации энергии и одновременно на источник питания, отключая подачу тока и переводя источник в инверторный режим.

2. Принцип работы ключа эвакуации энергии

Для решения задачи вывода энергии из сверхпроводящего магнита требовалось разработать устройство, способное вывести ток до 15 000 А из магнита за время, не превышающее 0,5 секунды [6]. Рассматривались механические выключатели, однако они имеют ограничен-

ное количество срабатываний. Поэтому был разработан тиристорный ключ, прототипом которого стал ключ эвакуации энергии, используемый на ускорителе «Нуклотрон» с рабочим током 6 000 А.

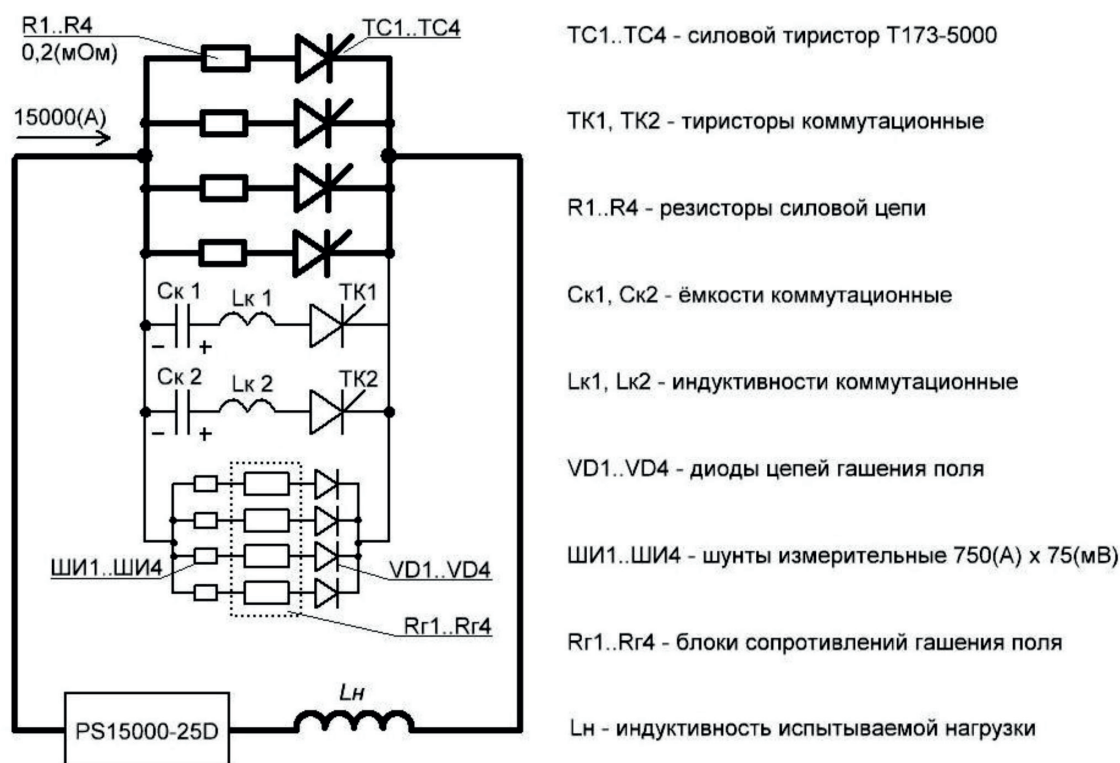


Рис. 2. Схема силовых элементов КЭЭ

Fig. 2. Circuit diagram of the power elements of energy evacuation switch

На рис. 2 изображен действующий КЭЭ испытательного стенда сверхпроводящих магнитов. Через силовые тиристоры в рабочем режиме протекает ток питания магнита. Каждый из силовых тириستоров способен пропускать 5 000 А постоянного тока при достаточном охлаждении. При теоретическом несрабатывании одного из четырех параллельно включенных силовых тиристоров максимальный рабочий ток (15 000 А) будет распределен по оставшимся трем тиристорам [7]. Также используются две ветки с коммутационными тиристорами, каждая из которых способна вывести ток из силовой цепи.

При получении сигнала эвакуации энергии в КЭЭ формируется управляющий сигнал открытия тиристоров TK1 и TK2, в результате ток начинает протекать по цепям Cк-Lк-TK. Емкости Cк1 и Cк2 предварительно заряжены до напряжения 260 В. Потенциал емкостей Cк за время коммутации t_k (см. формулу (1)) выведет весь ток из силовой цепи тиристоров TC1–TC4. При отсутствии тока через силовые тиристоры через 100 мкс они закрываются. По истечении времени разряда емкостей ток по цепям Cк-Lк-TK также прекратится. После разряда Cк1 и Cк2 весь ток будет протекать по цепи гашения энергии через резисторы Rг1–Rг4. Вся накопленная энергия магнита будет рассеиваться на данных резисторах гашения. Чем больше номинал этого сопротивления, тем быстрее рассеется энергия, накопленная в магните. Также при увеличении сопротивления гашения КЭЭ увеличится и напряжение на Rг. Во избежание пробоя в электронике КЭЭ или изоляции сверхпроводника номинал Rг подбирается таким образом, чтобы потенциал на нем не превышал 1 000 В.

Емкость C_K (см. формулу (1)) подбирается так, чтобы время отрицательного напряжения $t_{он}$, приложенного к силовым тиристорам, не менее чем в 2 раза, превышало время закрытия силовых тиристоров (100 мкс). Если силовые тиристоры не будут закрыты в результате срыва сверхпроводимости, то силовой ток не пойдет через сопротивление гашения энергии, а продолжит протекать по силовой цепи, что приведет к длительному циркулированию тока через магнит и повреждению сверхпроводника:

$$t_{он} = \frac{C_K \cdot U(t_k)}{I_0}, \quad (1)$$

где, $U(t_k)$ – напряжение в момент обесточивания силовых тиристоров TC1–TC4; I_0 – ток в начальный момент времени эвакуационного процесса.

Более правильным является расчет времени отрицательного напряжения с момента t_k при нулевом значении тока, протекающего через силовые тиристоры. Время отрицательного напряжения на конденсаторных батареях номиналом 15 мФ составит около 230 мкс, что более чем в 2 раза дольше, чем время закрытия силовых тиристоров TC1–TC4.

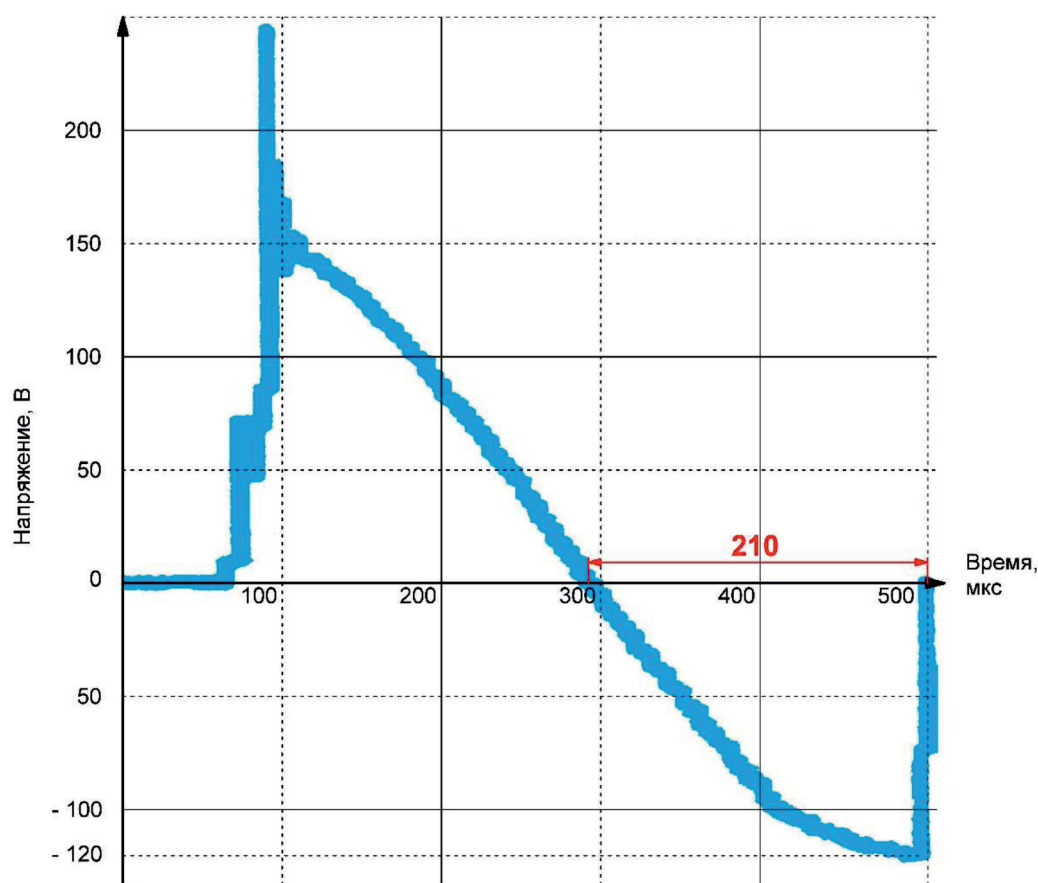


Рис. 3. Вывод тока из силовой цепи тиристоров в процессе эвакуации энергии

Fig. 3. Current output from the thyristor power circuit during energy evacuation

На используемом стенде системы защиты было измерено падение напряжения (рис. 3) на участке цепи R1–R4 и TC1–TC4, изображенном на рис. 2. При эвакуации энергии конденсаторы C_K в начальный момент времени имеют напряжение ≈ 250 В. При разрядке конденсаторов

ток выводится из силовых тиристоров TC1–TC4 за время ≈ 220 мкс. Также на осциллограмме видно, что приложенное отрицательное запирающее напряжение к тиристорам составляет 210 мкс, что не сильно отличается от расчетной величины в 230 мкс. При проектном значении времени закрытия тиристоров отрицательное напряжение должно быть приложено с длительностью 100 мкс. Данная осциллограмма подтверждает, что выдерживается двойной запас надежности по времени закрытия силовых тиристоров КЭЭ.

3. Система электроники ключа эвакуации энергии

Для управления силовыми полупроводниковыми элементами КЭЭ используются модули электроники (рис. 4).

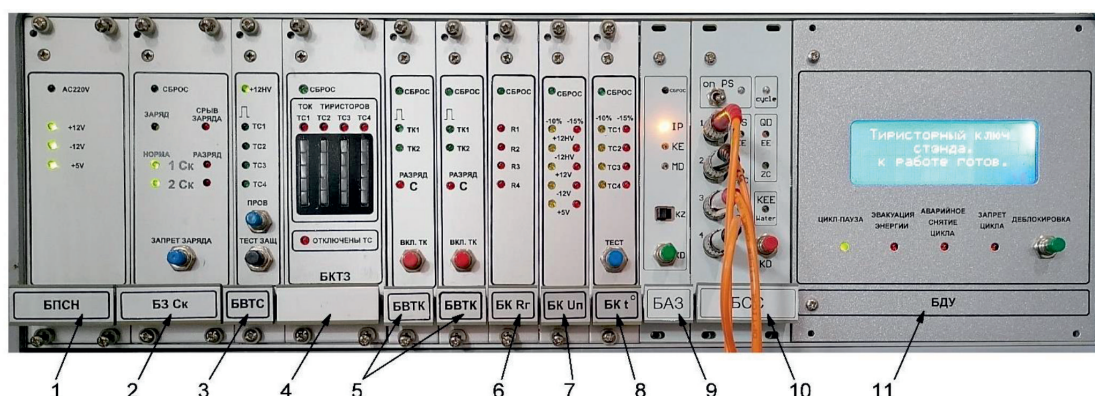


Рис. 4. Крейт электроники ключа эвакуации энергии: 1 – блок питания собственных нужд (БПСН); 2 – блок заряда конденсаторных батарей (БЗСк); 3 – блок включения силовых тиристоров (БВТС); 4 – блок контроля токовой загрузки (БКТЗ); 5 – блоки включения коммутационных тиристоров (БВТК); 6 – блок контроля резисторов гашения (БКРг); 7 – блок контроля напряжения питания (БКУп); 8 – блок контроля температуры тиристоров (БКТ); 9 – блок анализа защит (БАЗ); 10 – блок согласования сигналов (БСС); 11 – блок диагностики управления (БДУ)

Fig. 4. Electronics crate for the energy evacuation switch: 1 – electronic crate power supply (ECPS), 2 – capacitor bank charging unit (CBCU), 3 – power thyristor switching unit (PTSU), 4 – current value control unit (CVCU), 5 – commutation thyristor switching units (CTSU), 6 – damping resistor control unit (DRCU), 7 – power-supply voltage control unit (PSVCU), 8 – thyristor temperature control unit (TTCU), 9 – quench analysis unit (QAU), 10 – signal matching unit (SMU), 11 – control diagnostics unit (CDU)

Питание крейта электроники осуществляет модуль БПСН (рис. 4, поз. 1). Модуль БЗСк (рис. 4, поз. 2) заряжает коммутационные конденсаторы Ск (см. рис. 2) до напряжения 260–280 В. Модуль БВТС (рис. 4, поз. 3) формирует импульсы открытия тиристоров TC1–TC4 (см. рис. 2). При токе около 350 А (если используется R_г около 6 мОм) открывается один из силовых тиристоров, а при токе около 800 А импульсы посылаются на оставшиеся три тиристора. Такая последовательность необходима для достаточного тока удержания тиристоров. Измеряя падение напряжения на резисторах R1–R4 (см. рис. 2), модуль БКТЗ (рис. 4, поз. 4) контролирует равномерность распределения тока между тиристорами TC1–TC4. Модули включения коммутационных тиристоров БВТК (рис. 4, поз. 5) по приходу сигнала эвакуации энергии формируют импульсы включения на тиристоры ТК1 и ТК2 (см. рис. 2). Для контроля токового распределения между резисторами гашения энергии R_{г1}–R_{г4} (см. рис. 2) используется модуль БКРг (рис. 4, поз. 6). Важно, чтобы система защиты смогла передать ошибку для прекращения цикла тока, даже если электропитание КЭЭ отключится по какой-либо причине. Эту функцию, а также любые просадки напряжения питания крейта электроники контролирует модуль БКУп (рис. 4, поз. 7). Все тиристоры и измерительные резисторы имеют водяное охлаждение,

характеристики полупроводников имеют зависимость от рабочей температуры, поэтому контролируются модулем БКТ (рис. 4, поз. 8). Модуль БАЗ (рис. 4, поз. 9) определяет источник сигнала эвакуации энергии, приходящего не только по причине выхода обмотки из состояния сверхпроводимости, но и по внутренним ошибкам источника питания или КЭЭ. Разница по времени прихода сигналов эвакуации энергии составляет доли микросекунд, поэтому используется программируемый логический элемент Altera со скоростью 5 нс на элемент цепи программируемой среды. Для взаимодействия и обмена данными КЭЭ с источником питания используется модуль БСС (рис. 4, поз. 10). Модуль БДУ (рис. 4, поз. 11) анализирует все внутренние ошибки КЭЭ и, кроме эвакуации энергии, может также выдавать ошибку второго или третьего приоритета без вывода энергии из системы.

4. Результаты и измерения

По проекту NICA, КЭЭ использовался для испытаний магнитов индуктивностью до 1 мГн, однако в процессе эксплуатации появилась необходимость использования КЭЭ для магнитов с большим значением индуктивности обмотки. В результате внесенных изменений удалось испытать серию из восьми магнитов сведения-разведения пучков коллайдера с обмотками индуктивностью до 210 мГн и током питания до 600 А. Для проведения данных испытаний было изменено сопротивление гашения КЭЭ с 3,3 мОм до 1,3 Ом. Полное время вывода тока до нуля составляет 590 мс (рис. 5). Температура на выходе из сверхпроводящей обмотки во время эвакуации энергии составила 70–75 К, что допустимо для сверхпроводящих обмоток из NbTi. Безопасное время вывода энергии 3τ (τ – постоянная времени спада) ≈ 480 мс и должно составлять менее 0,5 секунды, так как при дальнейшем увеличении температур на выходе из обмотки сверхпроводник может получить повреждения.

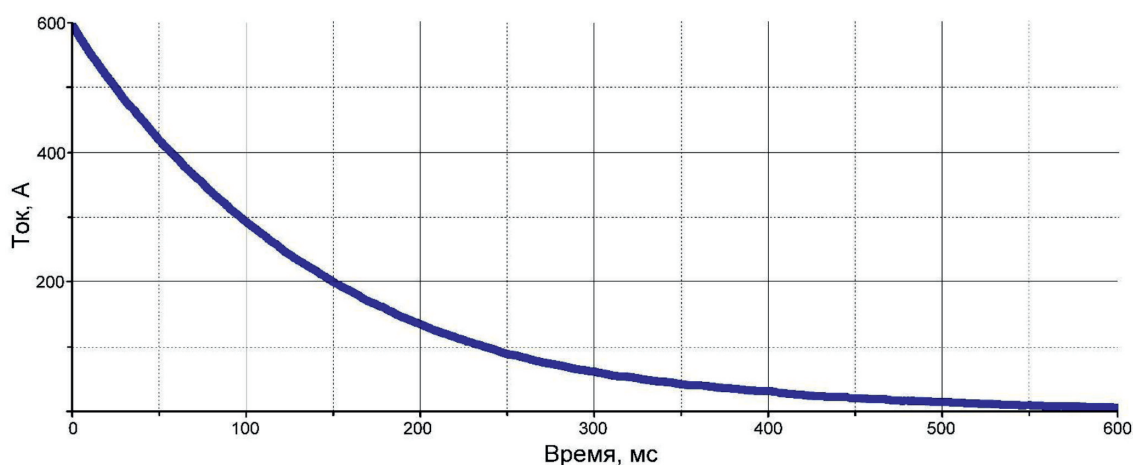


Рис. 5. Вывод энергии из сверхпроводящего магнита «BV-1»

Fig. 5. Energy extraction from the Superconducting Magnet BV-1

В ОИЯИ испытываются сверхпроводящие магниты ускорителя SIS100 проекта FAIR нескольких типов. Магниты, состоящие только из основной обмотки, испытываются источником PS15000-25D и КЭЭ. Если кроме основной обмотки есть еще одна или две обмотки корректирующих магнитов, то используются дополнительные источники питания. Цикл тока сверхпроводящего магнита с одной корректирующей обмоткой показан на рис. 6. Для корректирующей обмотки использовался источник PS350-150D. Как видно из красного графика, максимальный рабочий ток составляет 250 А, однако в режиме «тренировки» обмотки ток достигает до 300 А.

Максимальный ток рабочего режима основной обмотки составляет 7 700 А, а ток «тренировки» – 12 600 А.

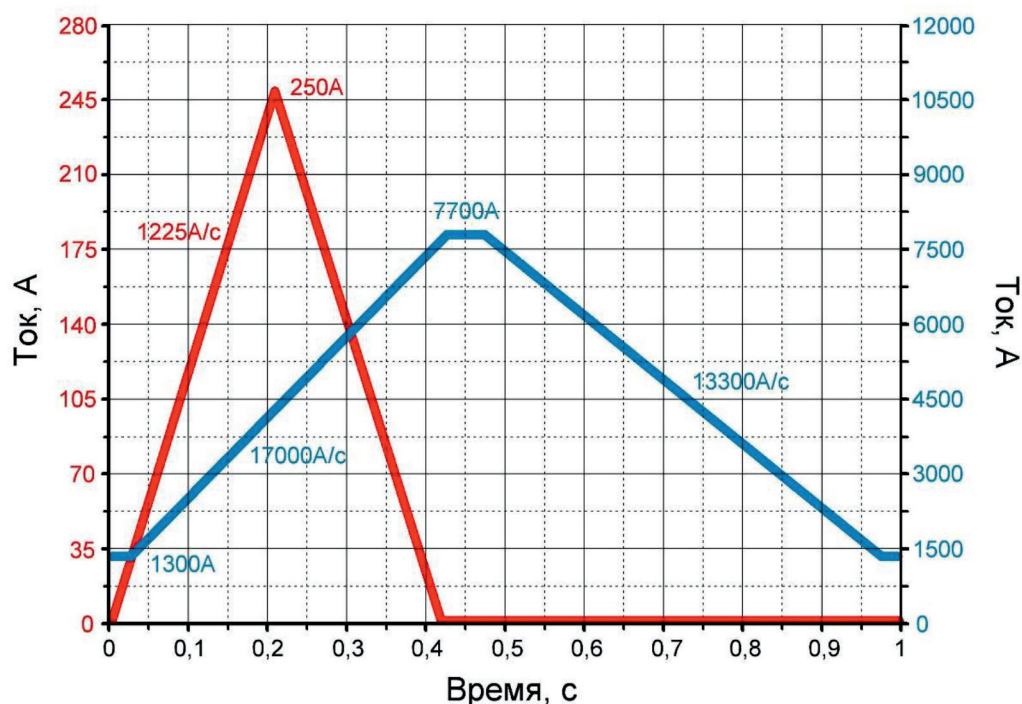


Рис. 6. Рабочий цикл сверхпроводящего магнита ускорителя SIS100 проекта FAIR
Fig. 6. Operating cycle of the superconducting magnet for the SIS100 accelerator of the FAIR project

Заключение

Для проведения испытаний сверхпроводящих магнитов сведения-разведения коллайдера NICA был модернизирован ключ эвакуации энергии для работы с более высокими индуктивностями обмоток магнитов. Результаты измерений показали стабильную работу КЭЭ со сверхпроводящими магнитами индуктивностью до 210 мГн. Сопротивление гашения R_g может регулироваться от 3,3 мОм до 1,3 Ом в зависимости от испытываемой нагрузки.

Для ключа эвакуации энергии были модернизированы ранее используемые модули электроники, а также спроектированы и интегрированы новые модули электроники (см. рис. 4, поз. 6, 9, 10). Система электроники управления КЭЭ новой конфигурации показала свою надежную работу при проведении токовых испытаний в процессе производства сверхпроводящих магнитов проектов NICA и FAIR.

Все магниты по проекту NICA успешно прошли испытания. По проекту FAIR (Дармштадт) сверхпроводящие магниты ускорителя SIS100 запущены в серию, испытано более 20 магнитов. Спроектированный КЭЭ показал свою надежную работу при проведении более 500 криогенных испытаний сверхпроводящих магнитов.

Список литературы

1. Kekelidze V. et al. Project NICA at JINR // Nuclear Physics A. 2013. Vol. 904–905. P. 945–948.

2. **Khodzhbagiyani H. G. et al.** Production and Test Status of the Superconducting Magnets for the NICA project and the SIS100 Synchrotron // *Transactions on Applied Superconductivity*. 2019. Vol. 29. No. 5. DOI:10.1109/TASC.2019.2901591
3. **Карпинский В. Н. и др.** Развитие системы питания Нуклотрона // *Письма в ЭЧАЯ*. 2010. Т. 7, № 7 (163). С. 835–842.
4. **Dahlerup-Petersen K. et al.** The protection system for the superconducting elements of the Large Hadron Collider at CERN // *Proceedings of PAC*. 1999. Vol. 5, DOI:10.1109/PAC.1999.792249
5. **Иванов Е. В., Трубников Г. В., Сидорин А. О., Смирнова З. И.** Система детектирования перехода в нормально-проводящую фазу сверхпроводящих магнитов ускорительного комплекса Нуклотрон // *Письма в ЭЧАЯ*. 2013. Т. 10, № 4 (181). С. 603–612.
6. **Kudashkin A., Karpinsky V., Khodzhbagiyani H., Sidorin A.** Power Supply and Protection System of the Nuclotron Booster in the NICA Project // *Proceedings of RuPAC-2010*. 2010. P. 83–85.
7. **Kudashkin A. V. et al.** 15 kA Energy-Evacuation Switch for Test Bench of Superconducting Magnets // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. 2016. Vol. 13, № 7. P. 862–866.

References

1. **Kekelidze V. et al.** Project NICA at JINR. *Nuclear Physics A*, 2013, vol. 904–905, pp. 945–948.
2. **Khodzhbagiyani H. G. et al.** Production and Test Status of the Superconducting Magnets for the NICA project and the SIS100 Synchrotron. *Transactions on Applied Superconductivity*, 2019, vol. 29, no. 5, doi:10.1109/TASC.2019.2901591
3. **Karpinsky V. et al.** Development of the Nuclotron Power Supply System. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2010, vol. 7, no. 7 (163), pp. 835–842. (in Russ.)
4. **Dahlerup-Petersen K. et al.** The protection system for the superconducting elements of the Large Hadron Collider at CERN. *Proceedings of PAC*, 1999, vol. 5, doi:10.1109/PAC.1999.792249
5. **Ivanov E., Trubnikov G., Sidorin A., Smirnova Z.** Detection System for Transition to the Normal-Conducting Phase of Superconducting Magnets of the Nuclotron Accelerator Complex. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2013, vol. 10, no. 4 (181), pp. 603–612. (in Russ.)
6. **Kudashkin A., Karpinsky V., Khodzhbagiyani H., Sidorin A.** Power Supply and Protection System of the Nuclotron Booster in the NICA Project. *Proceedings of RuPAC-2010*, 2010, pp. 83–85.
7. **Kudashkin A. V. et al.** 15 kA Energy-Evacuation Switch for Test Bench of Superconducting Magnets. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2016, vol. 13, no. 7, pp. 862–866.

Сведения об авторах

Алексей Васильевич Кудашкин, инженер-электроник 2-й категории

Виктор Николаевич Карпинский, начальник отдела

Дмитрий Николаевич Никифоров, начальник отдела

Михаил Владимирович Петров, начальник группы

Александр Алексеевич Савельев, электромонтер по ремонту и обслуживанию электрооборудования

Information about the Authors

Aleksey V. Kudashkin, Electronics Engineer (2nd category)

Viktor N. Karpinsky, Head of Department

Dmitry N. Nikiforov, Head of Department

Mikhail V. Petrov, Head of Group

Alexander A. Saveliev, Electrician for Repair and Maintenance of Electrical Equipment

*Статья поступила в редакцию 11.03.2025;
одобрена после рецензирования 20.03.2025; принята к публикации 12.05.2025*

*The article was submitted 11.03.2025;
approved after reviewing 20.03.2025; accepted for publication 12.05.2025*

Научная статья

УДК 519.642.6

DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-19-38

Распределение нейтрального газа в расширителе открытой ловушки

Эдуард Александрович Федоренков
Алексей Дмитриевич Беклемишев

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия

ed-f-a@mail.ru
bekl@bk.ru

Аннотация

В открытой магнитной ловушке для удержания высокотемпературной плазмы ключевой проблемой являются продольные потери тепла, с которой борется расширитель плазменного потока. В предыдущих работах было показано, что нейтральный газ может снижать эффективность расширителя. В этой работе предложена модель, описывающая распределение нейтрального газа внутри плазмы и за ее пределами до стенок расширителя. Результаты показали, что концентрация газа вблизи и внутри плазмы на порядок меньше, чем вблизи стенок. Это указывает на менее строгие ограничения на предельную концентрацию нейтралов внутри плазмы.

Ключевые слова

открытые магнитные ловушки, физика расширителя, упругие столкновения, кинетическое уравнение

Для цитирования

Федоренков Э. А., Беклемишев А. Д. Распределение нейтрального газа в расширителе открытой ловушки // Сибирский физический журнал. 2025. Т. 20. № 2. С. 19–38. DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-19-38

Distribution of Neutral Gas in the Expander of an Open Trap

Eduard A. Fedorenkov, Alexey D. Beklemishev

Budker Institute of Nuclear Physics of SB RAS,
Novosibirsk, Russian Federation

Novosibirsk State University,
Novosibirsk, Russian Federation

ed-f-a@mail.ru
bekl@bk.ru

Abstract

In an open magnetic trap for confining high-temperature plasma, the key problem is longitudinal heat loss, which is addressed by a plasma flow expander. Previous studies have shown that neutral gas can reduce the expander efficiency. In this paper, a model is proposed that describes the distribution of neutral gas inside the plasma and beyond it to the

© Федоренков Э. А., Беклемишев А. Д., 2025

expander walls. The results show that the gas concentration near and inside the plasma is orders of magnitude lower than near the walls. This indicates less stringent restrictions on the maximum concentration of neutrals inside the plasma.

Keywords

open magnetic traps, expander physics, elastic collisions, kinetic equation

For citation

Fedorenkov E. A., Beklemishev A. D. Distribution of neutral gas in the expander of an open trap. *Siberian Journal of Physics*, 2025, vol. 20, no. 2, p. 19–38. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-19-38

Введение

Одной из главных проблем ловушек открытого типа для удержания высокотемпературной плазмы [1] являются продольные потери тепла по электронному каналу. В качестве примера мы рассмотрим установку газодинамической ловушки (ГДЛ) [2–4]. Подробнее о результатах экспериментов по измерению продольных потерь энергии на установке ГДЛ можно узнать в работах [5] и [6]. Важную роль в уменьшении продольных потерь тепла играет расширитель плазменного потока [7]. При хороших вакуумных условиях расширитель позволяет решить проблему с продольными потерями энергии. Оценка критической концентрации газа в расширителе была проделана Д. Д. Рютовым в работе [8]. Было показано, что концентрация газа в плазме не должна превышать 10^{12} см^{-3} , поскольку его ионизация приводит к образованию холодных электронов. Для поддержания такой концентрации газа в объеме расширителя открытой ловушки нового поколения – ГДМЛ [9] необходимо обеспечить скорость откачки около 10^6 л/с , что представляет серьезную техническую задачу. Однако согласно данным, полученным на установке ГДЛ, при напуске газа в расширитель перед зажиганием плазмы до концентрации 10^{14} см^{-3} существенной деградации удержания не происходит [5]. Одна из причин расхождения экспериментальных результатов с оценкой Д. Д. Рютова может заключаться в следующем. Оценка предполагает, что газ равномерно распределен по расширителю, однако плазма может ионизовать или оттеснять нейтральный газ от оси к стенкам установки. В этой статье мы выдвигаем гипотезу о том, что вытеснение играет важную роль, и нагрев газа плазмой может привести к снижению концентрации нейтралов внутри плазмы при постоянном количестве газа в баке расширителя.

Похожий процесс может иметь место и вблизи стенки токамака в результате рециклинга. С обзором основных физических процессов при рециклинге можно ознакомиться в работе [10]. Численные модели, с помощью которых можно описывать перенос нейтрального газа в присутствии плазмы, опубликованы, например, в [11–15]. Одним из приближенных подходов численного анализа параметров нейтралов вблизи стенки токамака является баллистический метод, изложенный в работе [11]. Результаты моделирования и анализ численных результатов проведен в работе [12]. Модель в этой работе учитывает основные элементарные процессы, проходящие в пристеночной плазме токамака. Модель основана на решении кинетического уравнения для одномерной функции распределения по скоростям.

В данной работе мы представим разработанную нами полуаналитическую модель для описания нейтрального газа в расширителе открытой ловушки. Особенностью нашей модели является то, что функция распределения газа трехмерная в пространстве скоростей. Наша модель на данном этапе учитывает лишь однократные упругие столкновения нейтралов с быстрыми ионами плазмы, причем рассчитывается только распределение газа, а сама плазма считается заданной. Оправданием этих приближений являются характерные условия в расширителе: плазменный столб представляет собой постоянно обновляющийся из резервуара (ловушки) сверхзвуковой поток, а нейтральные атомы перезарядки летят преимущественно вдоль потока внутри плазмы до пламоприемника и мало влияют на распределение газа снаружи. Представленная нами модель является первым шагом для создания более полной, и в то же время является достаточно простой для оценок газовых параметров в расширителе открытой ловушки.

В следующем разделе мы опишем разработанную нами физическую модель нагрева нейтрального газа плазмой за счет однократных упругих столкновений нейтралов с горячими ионами. Далее мы сформулируем задачу внутри плазмы. Получим упрощенное кинетическое уравнение для функции распределения газа, описывающее упругие столкновения холодного газа с горячей плазмой. Далее мы продемонстрируем решение кинетического уравнения в пределах плотной и разреженной плазмы и покажем границы применимости нашей модели. В восьмом разделе мы сформулируем задачу вне плазмы. Опишем процесс передачи тепла от вылетающих из плазмы теплых нейтралов к окружающему газу. В завершение мы получим результат, подтверждающий нашу гипотезу о снижении концентрации газа внутри плазмы за счет вытеснения.

Модель нагрева нейтралов в расширителе

Идея физической модели следует из анализа сечений различных элементарных процессов, происходящих с нейтралами в горячей плазме. Рассмотрим сечения столкновений нейтральных атомов водорода в водородной плазме из базы данных IAEA-ALADDIN [16]. Для типичных параметров плазмы в расширителе открытой ловушки ГДЛ ($T_i \sim 100$ эВ) основными процессами по величине сечения являются: упругие столкновения с ионами, возбуждения, ионизация электронным ударом и перезарядка. Из табл. 1 видно, что значительная доля столкновений приходится на упругое рассеяние и перезарядку. Несмотря на то что в сечении упругого рассеяния большая часть приходится на рассеяние на малый угол, для построения модели нейтрального газа в расширителе ГДЛ в нулевом приближении перезарядкой можно пренебречь. Дело в том, что перезарядка в условиях сверхзвукового потока плазмы в расширителе ГДЛ будет эквивалентна чистому стоку частиц (как и при ионизации), поскольку перезарядившиеся атомы в расширителе имеют большую продольную скорость и попадают на плазмаприемник, а не в окружающий плазму газ. Наша гипотеза заключается в том, что при упругих столкнове-

Таблица 1

Сечения элементарных процессов при $T_i = T_e = 100$ эВ

Table 1

Elementary processes cross sections for $T_i = T_e = 100$ eV

	Процесс	Сечение, см ²
Упругое рассеяние	$H^+, H \rightarrow H^+, H$	$7.3 \cdot 10^{-15}$
Перезарядка	$H^+, H \rightarrow H, H^+$	$2.4 \cdot 10^{-15}$
Возбуждение	$H[1s], e \rightarrow H[2s], e$	$3.8 \cdot 10^{-18}$
	$H[1s], e \rightarrow H[2p], e$	$5.5 \cdot 10^{-17}$
	$H[1s], e \rightarrow H[3s], e$	$7 \cdot 10^{-19}$
	$H[1s], e \rightarrow H[3p], e$	$9.5 \cdot 10^{-18}$
	$H[1s], e \rightarrow H[3d], e$	$9 \cdot 10^{-19}$
Ионизация	$H[1s], e \rightarrow H^+, e, e$	$5.4 \cdot 10^{-17}$
	$H[2s], e \rightarrow H^+, e, e$	$2.7 \cdot 10^{-16}$
	$H[2p], e \rightarrow H^+, e, e$	$2.8 \cdot 10^{-16}$
	$H[3s], e \rightarrow H^+, e, e$	$4.5 \cdot 10^{-16}$
	$H[3p], e \rightarrow H^+, e, e$	$4.7 \cdot 10^{-16}$
	$H[3d], e \rightarrow H^+, e, e$	$3.4 \cdot 10^{-16}$

ниях холодных частиц газа с ионами в плазме на функции распределения появляется «хвост» быстрых атомов, которые нагревают и оттесняют холодный нейтральный газ, уменьшая его концентрацию вокруг плазмы. Чтобы продемонстрировать эффект «вытеснения» нейтрального газа, рассмотрим следующую модель плазмы в расширителе. Пусть цилиндрический плазменный столб радиуса a поддерживается в стационарном состоянии с плотностью n_p и температурой T_p . Столб окружен нейтральным газом с температурой, $T_q(r) \ll T_p$, до стенки, находящейся на радиусе b . На стенке поддерживается постоянная температура T_{wall} и давление P_{wall} . В этих условиях будем искать стационарный профиль плотности и температуры нейтрального газа.

Нашу физическую модель можно наглядно представить в виде схемы. Она показана на рис. 1. Внутри плазмы ($r < a$) будем учитывать только упругие столкновения ионов с нейтралами, решая кинетическое уравнение Больцмана на функцию распределения нейтрального газа. Под действием упругих ударов о горячие ионы у функции распределения нейтрального газа появляется высокоэнергетический «хвост». Вне плазмы ($a < r < b$) нагретые нейтральные атомы передают тепло окружающему газу и максвеллизуются на расстоянии порядка длины свободного пробега. Однако для простоты мы будем считать, что вне плазмы газ имеет равновесное максвелловское распределение. Поэтому будем использовать газодинамические уравнения.

Решение внутри плазмы должно удовлетворять следующим граничным условиям. На оси столба ($r = 0$) функция распределения газа симметрична относительно поперечной скорости. На границе плазмы ($r = a$) в плазму проникает газ с максвелловским распределением по скоростям, с плотностью n_0 и температурой T_0 . Решение кинетической задачи с такими граничными условиями позволит нам найти функцию распределения и концентрацию нейтралов в плазме. Кроме этого, мы можем вычислить плотность потока энергии q_r и импульса Π_{rr} газа на границе плазмы. Полученные потоки, вместе с T_{wall} и P_{wall} , мы используем в качестве граничных условий для газодинамических уравнений переноса тепла и импульса вне плазмы. В итоге, q_r и Π_{rr} , зависящие от n_0 и T_0 , однозначно свяжутся с параметрами газа на стенке T_{wall} и P_{wall} .

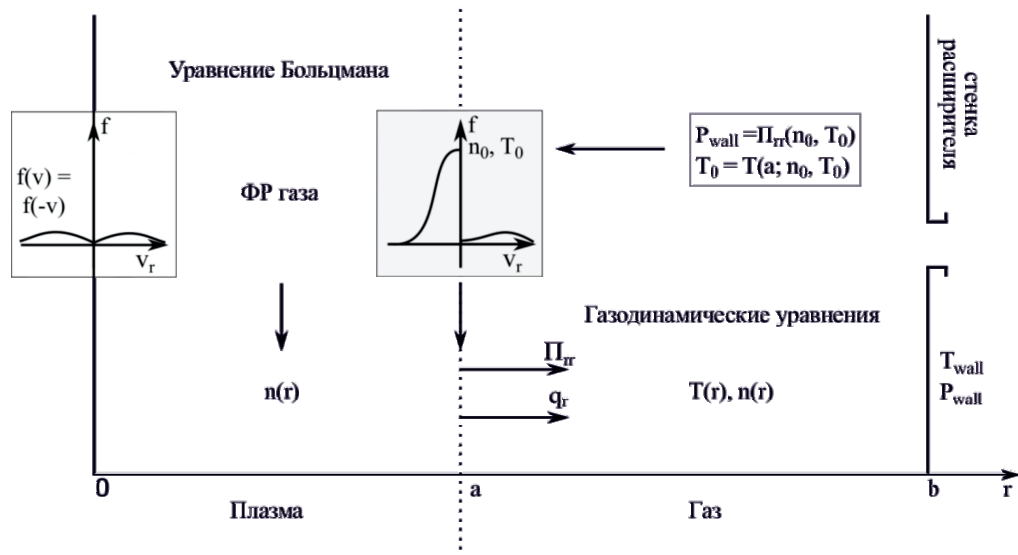


Рис. 1. Модель нейтрального газа в расширителе

Fig. 1. Model of neutral gas in the expander

Таким образом, задача замыкается, и распределение нейтралов в области $b > r > 0$ определяется в три шага:

Шаг 1. Решение уравнения Больцмана для столкновения ионов плазмы, имеющих максвелловское распределение, с нейтралами в области $r < a$.

Шаг 2. Решение газодинамических уравнений в области $b > r > a$.

Шаг 3. Сшивка потоков тепла и импульса на границе $r = 0$.

Далее мы по порядку рассмотрим эти три шага.

Задача внутри плазмы

Эволюция функции распределения холодного газа под воздействием упругих столкновений с ионами плазмы определяется уравнением Больцмана:

$$\frac{df_g}{dt} = St[f_g, f_p], \quad (1)$$

где $f_g \equiv f_g(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ и $f_p \equiv f_p(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ – функция распределения холодного газа и ионов плазмы соответственно; скорость частицы $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3$, ее положение в пространстве $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$ и время $t \in \mathbb{R}^3$; $St[f_g, f_p]$ – интеграл столкновений:

$$St[f_g, f_p] = \int_{\mathbb{R}^3} \int_{S(0,1)} B(u, \mathbf{n}) \left(f_g(\mathbf{v}'_g) f_p(\mathbf{v}'_p) - f_g(\mathbf{v}_g) f_p(\mathbf{v}_p) \right) d\mathbf{n} d\mathbf{v}_p, \quad (2)$$

где $\mathbf{n}$ – направление рассеяния; u – относительная скорость сталкивающихся частиц; $\mathbf{v}_g, \mathbf{v}_p$ – скорости частиц до столкновения; $\mathbf{v}'_g, \mathbf{v}'_p$ – скорости частиц после столкновения; $B(u, \mathbf{n})$ – ядро интеграла:

$$B(u, \mathbf{n}) = u \frac{d\sigma}{d\Omega}(u, \mathbf{n}), \quad (3)$$

где $\frac{d\sigma}{d\Omega}(u, \mathbf{n})$ – дифференциальное сечение рассеяния, зависящее от относительной скорости и направления рассеяния. Интегрирование в (2) проводится по всем возможным направлениям рассеяния $\mathbf{n} \in S(0,1)$ ($S(0,1)$ – единичная сфера с центром в начале координат) и по всем возможным скоростям иона плазмы до столкновения $\mathbf{v}_p \in \mathbb{R}^3$.

В нашей модели плазма стационарна и имеет максвелловское распределение по скоростям:

$$f_p = \frac{n_p}{\pi^2 v_{Tp}^3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{Tp}^2}\right), \quad (4)$$

$$v_{Tp} = \sqrt{\frac{2T_p}{m_i}}, \quad (5)$$

где v_{Tp} – тепловая скорость плазмы, а m_i – масса иона. Это уже упрощает интеграл столкновений, однако сильная разница температур газа и плазмы позволяет сделать дополнительные упрощения.

Если $T_p \gg T_g$, то доля столкновений с передачей энергии, превышающей T_p , будет значительной. Нейтрал делает «большой» скачок в пространстве скоростей за одно столкновение.

Для описания таких столкновений можно разделить все пространство скоростей $\mathbb{G}$ на две области: область холодного газа – $\mathbb{G}_C$ и область нагретого газа – $\mathbb{G}_h$.

$$\begin{aligned}\mathbb{G} &= \mathbb{G}_C \cup \mathbb{G}_h, \\ \mathbb{G}_C &= \{\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3 : |\mathbf{v}| \leq V_b\}, \\ \mathbb{G}_h &= \{\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3 : |\mathbf{v}| > V_b\}\end{aligned}\quad (6)$$

где V_b – сферическая граница между областями холодного и горячего газа. V_b характеризуется тем, что практически весь холодный газ, влетающий в плазму, находится в области $\mathbb{G}_C$. При этом $V_b \ll v_{Tp}$, т. е. V_b порядка нескольких тепловых скоростей влетающего в плазму газа. Столкновения с малой передачей импульса газу слабо влияют на нагрев газа, поэтому мы пренебрежем ими. Будем учитывать только однократные «сильные» столкновения, в результате которых газ переходит из области пространства скоростей $\mathbb{G}_C$ в область $\mathbb{G}_h$. Газ в области $\mathbb{G}_h$ будем считать бесстолкновительным, поскольку такие частицы относительно быстро покидают плазму. Применимость этого допущения мы обсудим ниже. Далее мы получим упрощенный вид интеграла столкновений в описанной модели однократного рассеяния газа на горячих ионах плазмы.

Интеграл столкновений в модели однократного рассеяния

Из закона сохранения импульса и энергии скорости частиц после столкновения можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}\mathbf{v}'_g &= \alpha u \mathbf{n} + \mathbf{V}_{c.m.}, \\ \mathbf{v}'_p &= -\beta u \mathbf{n} + \mathbf{V}_{c.m.}, \\ \mathbf{V}_{c.m.} &= \frac{m_g \mathbf{v}_g + m_p \mathbf{v}_p}{m_g + m_p} = \beta \mathbf{v}_g + \alpha \mathbf{v}_p,\end{aligned}\quad (7)$$

где $\mathbf{n}$ – единичный вектор в направлении скорости газа после столкновения с ионом в системе центра инерции; $\mathbf{V}_{c.m.}$ – скорость центра масс; $u = |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p|$ – относительная скорость,

$$\alpha = \frac{m_p}{m_g + m_p}, \quad \beta = \frac{m_g}{m_g + m_p}.$$

Согласно нашей модели, мы рассматриваем только столкновения с большой передачей импульса газу, т. е. $|\mathbf{v}'_g| \gg |\mathbf{v}_g|$. Поэтому при интегрировании источника интеграла столкновений (2) можно считать $f_g(\mathbf{v}'_g) = n_c \cdot \delta(\mathbf{v}'_g)$, где n_c – концентрация частиц в области $\mathbb{G}_C$. Сталкивающиеся частицы находятся в области $\mathbb{G}_C$, а $\mathbf{v}'_g \in \mathbb{G}_h$. С учетом этого приближения источник интеграла столкновений примет следующий вид:

$$q_c = n_c(r) \int_{\mathbb{R}^3} \int_{S(0,1)} B(u, \mathbf{n}) (\delta(\mathbf{v}'_g)) f_p(\mathbf{v}'_p) d\mathbf{n} d\mathbf{v}_p = n_c(r) \cdot p(\mathbf{v}_g, r), \quad (8)$$

здесь $p(\mathbf{v}_g, r)$ – функция от скорости газа и расстояния от центра плазмы. Если средняя скорость ионов плазмы равна нулю, то $p(|\mathbf{v}_g|, r)$ зависит от модуля скорости. Зависимость от радиуса определяется радиальным профилем плотности и температуры ионов плазмы. Таким образом, в описанной модели интеграл столкновений принимает следующий вид:

$$\frac{df_g}{dt} = \begin{cases} -v(r) f_g, & \text{если } v_g \in \mathbb{G}_C \\ n_c(r) \cdot p(|\mathbf{v}_g|, r), & \text{если } v_g \in \mathbb{G}_h \end{cases}, \quad (9)$$

Поскольку интеграл столкновений (9) удовлетворяет закону сохранения числа частиц, $\mathbf{v}$ и $p(|\mathbf{v}_g|, r)$ связаны следующим соотношением:

$$v(r) = \int_{\mathbb{G}_h} p(|\mathbf{v}_g|, r) d\mathbf{v}_g. \quad (10)$$

В модели упругих шаров с максвелловским распределением ионов плазмы по скоростям источник интеграла столкновений (8) можно полностью проинтегрировать и получить точный вид функции $p(|\mathbf{v}_g|, r)$:

$$p(v, r) = \frac{1}{\alpha^2 \sqrt{\pi}} \frac{n_p}{v_{Tp}^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{1}{v} \exp\left(-\frac{v^2}{4\alpha^2 v_{Tp}^2}\right). \quad (11)$$

С условием сохранения числа частиц (10):

$$v(r) = 8\sqrt{\pi} n_p v_{Tp}^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \exp\left(-\frac{v^2}{4\alpha^2 v_{Tp}^2}\right). \quad (12)$$

Далее в этой работе мы продемонстрируем стационарные решения уравнения (9) в модели упругих шаров и с однородной максвелловской плазмой. Мы решали это уравнение методом интегрирования вдоль траектории, пересекающей плазменный столб, как показано на рис. 2.

Здесь v_r, v_ϕ – компоненты скорости полярной системы координат; $v_\perp = \sqrt{v_r^2 + v_\phi^2}$, $l_\perp$ – расстояние, пройденное вдоль траектории от края плазмы до радиуса r .

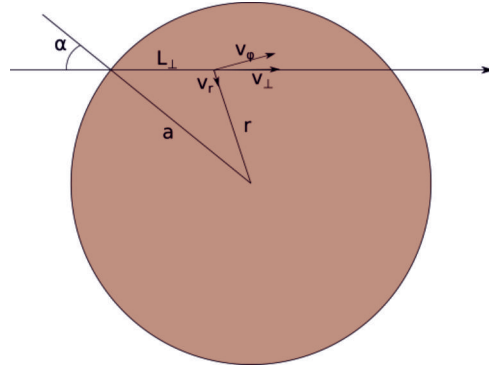


Рис. 2. Интеграл вдоль траектории, пересекающей плазменный столб
Fig. 2. Integral along a trajectory intersecting the plasma column

Стационарное решение кинетического уравнения внутри плазмы

Стационарное уравнение на функцию распределения газа в области $\mathbb{G}_C$ имеет следующий вид:

$$v_\perp \frac{df_g}{df_\perp} = -v f_g. \quad (13)$$

В качестве граничных условий будем считать, что газ, влетающий в плазму, имеет известное распределение по скоростям $f_0(v)$, а на оси плазменного столба функция распределения газа симметрична по v_r и v_ϕ :

$$\begin{aligned} f_g(v_r < 0, r = a) &= f_0(v), \\ f_g(v_r, v_\phi, r = 0) &= f_g(-v_r, -v_\phi, r = 0). \end{aligned} \quad (14)$$

В случае, когда плотность и температура плазмы в столбе постоянные, можно получить аналитическое решение. Стационарное решение уравнения (9) с граничными условиями (14) в области $\mathbb{G}_C$ имеет следующий вид:

$$f_g = f_0(v) \cdot \exp \left(-\frac{v\alpha}{v_\perp} \left[\frac{r}{\alpha} \frac{v_r}{v_\perp} + \sqrt{1 - \frac{r^2}{\alpha^2} \frac{v_\phi^2}{v_\perp^2}} \right] \right). \quad (15)$$

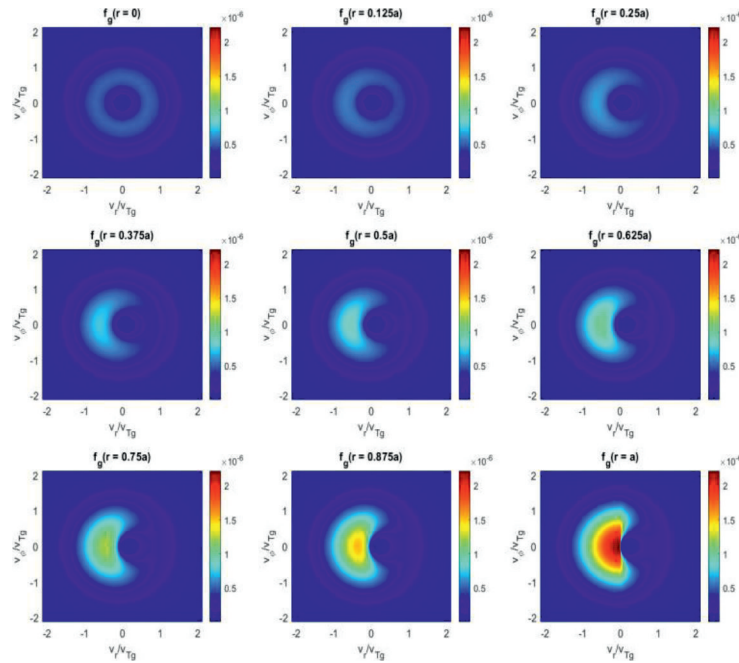


Рис. 3. Стационарная функция распределения газа в области пространства скоростей $\mathbb{G}_C$, внутри плазмы с постоянной плотностью и температурой на разных радиусах

Fig. 3. Stationary gas distribution function in the region of velocity space $\mathbb{G}_C$, inside a plasma with constant density and temperature at different radii

На рис. 3 приведено решение (15) в виде графиков зависимости от r , v_r , v_ϕ . Графики расположены в порядке увеличения радиуса. Левый верхний график – функция распределения газа на оси плазменного столба. Правый нижний график – функция распределения газа на границе плазмы. При $v_r < 0$ в плазму проникает половинка максвелловского распределения с плотностью $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_0 = 0,5 \text{ эВ}$. Граница области холодного газа $\mathbb{G}_C$ равна характерной ширине максвелловского распределения -3σ . Приведенные графики построены для водородной плазмы с радиусом $a = 50 \text{ см}$. Масса нейтрала в 2 раза больше массы протона. Дифференциальное сечение рассеяния газа на ионах плазмы принято постоянным, как в модели упругих шаров, и равно $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 10^{-16} \text{ см}^2$. Плотность плазмы $n_p = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и температура

плазмы $T_p = 100$ эВ. Из правого нижнего графика рис. 3 видно, что холодные нейтральные атомы, проходящие по касательной к плазменному столбу ($v_\phi \gg v_r$ при $r = a$) остаются холодными, поскольку такие частицы проводят мало времени внутри плазмы. Также на всех графиках присутствует «круг», из которого практически полностью ушли холодные частицы. Этот «круг» соответствует траекториям, проходящим близко к оси плазменного столба при относительно небольшой скорости движения. Радиус этого «круга» растет с плотностью ионов плазмы, поскольку растет частота столкновений газа с ионами. При достаточно большой плотности ионов частота столкновений становится настолько большой, что функция распределения газа при $v_r > 0$ и $r = a$ становится исчезающе мала.

Далее рассмотрим стационарное решение в области $\mathbb{G}_h$. Уравнение на функцию распределения газа в области $\mathbb{G}_h$ имеет следующий вид:

$$v_\perp \frac{df_g}{dl_\perp} = p(v, r) n_c(r). \quad (16)$$

Интегрируя это уравнение вдоль траектории, показанной на рис. 2, получим решение в области $\mathbb{G}_h$:

$$f_g = \frac{1}{v_\perp} \int_0^{l_\perp(r)} p(v, r) n_c(r) dl_\perp. \quad (17)$$

В решении присутствует особенность при $v_z > V_b$ и $v_\perp \rightarrow 0$. Такие частицы летят практически вдоль плазменного столба. Вероятность того, что такая частица ионизуется и не вылетит из плазмы, достаточно велика. Поэтому решение (17) нужно «обрезать» при малых $v_\perp$. В нашем решении на сетке пространства скоростей мы исключаем точку $v_z = 0$.

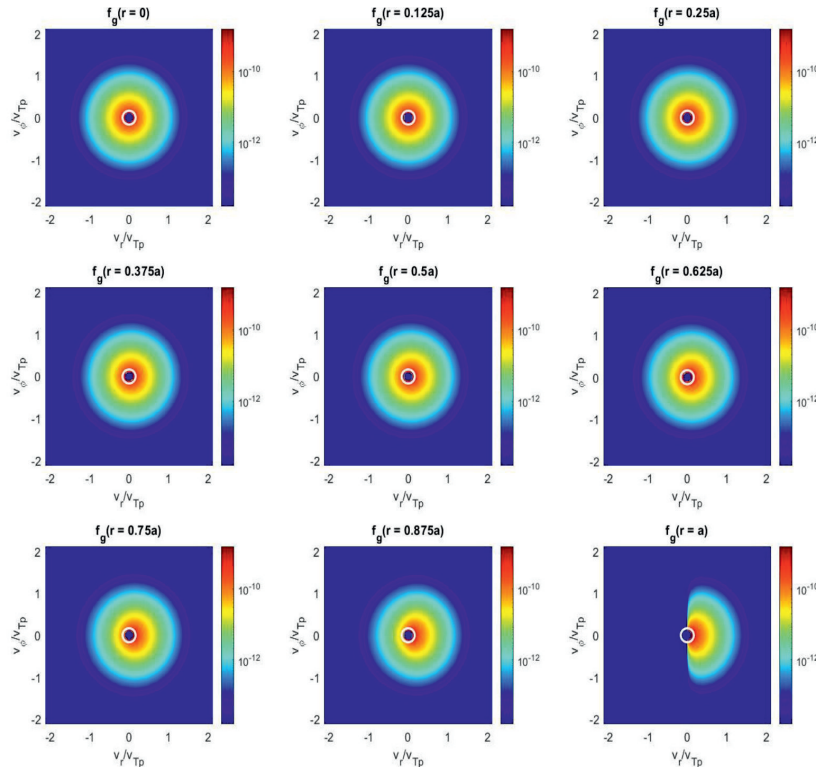


Рис. 4. Стационарная функция распределения газа в области пространства скоростей $\mathbb{G}_h$ внутри плазменного столба с постоянной плотностью и температурой

Fig. 4. Stationary gas distribution function in the region of velocity space $\mathbb{G}_h$, inside a plasma column with constant density and temperature

На рис. 4 приведены графики функции распределения в области $\mathbb{G}_h$ в зависимости от r , v_r и v_ϕ . Графики представлены в последовательности увеличения радиуса и соответствуют таким же параметрам газа и плазмы, как и на графиках рис. 3. Синий круг в центре на графиках соответствует 3σ от максвелловского распределения влетающего в плазму газа. Он соответствует области $\mathbb{G}_C$ в нашей модели. Внутри него на графиках решение равно нулю. Белая окружность соответствует границе, за которой «хвост» исходного максвелловского распределения газа меньше средней плотности рассеянных частиц. Граница весьма условная, однако она позволяет оценить область, в которой решение согласуется с нашими заявленными условиями модели. Подробнее о применимости решения будет сказано в следующем разделе.

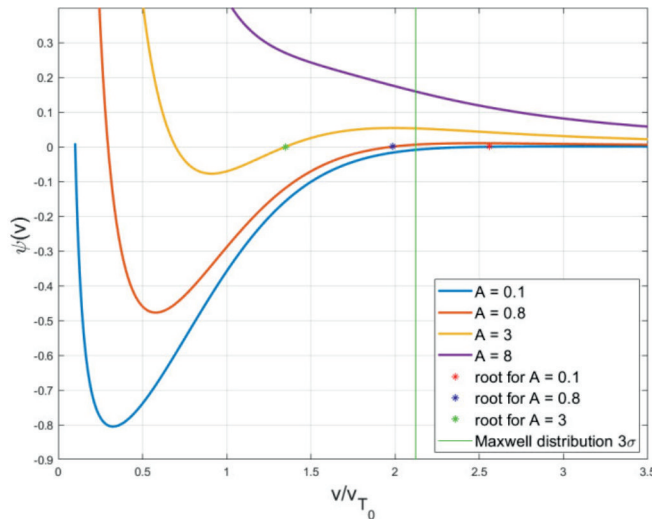
Основной недостаток разделения источника и стока интеграла столкновений одной границей в том, что функция распределения терпит скачок при $v = V_b$. От этого недостатка модели можно избавиться добавлением процессов со слабой передачей импульса от плазмы газу. К таким процессам можно отнести упругие столкновения с электронами, рассеяния на малый угол при столкновении с ионами. Такие процессы описываются уравнением Фоккера – Планка. Мы не будем затрагивать процессы с малой передачей импульса в этой работе, поскольку цель работы – оценить газовые условия вокруг плазмы в расширителе за счет нагрева газа плазмой. Дальнейшие усложнения модели и более детальные расчеты будут представлены в следующих работах. Далее мы обсудим применимость и различные предельные случаи в модели.

Применимость модели

В этом разделе мы изложим соображения, на основе которых можно оценить параметр V_b – границу между «холодным» и «горячим» газом так, чтобы результаты не противоречили нашей модели. Для этого, во-первых, стационарное решение в области $\mathbb{G}_h$ должно быть больше максвелловских «хвостов». Во-вторых, концентрация «горячих» нейтралов должна быть много меньше концентрации «холодных» нейтралов, поскольку в нашей модели «горячий» газ считается бесстолкновительным. Проверим, при каких условиях наше решение удовлетворяет этим требованиям. Для этого рассмотрим разницу функции распределения газа при $V_b \rightarrow 0$ и максвелловской функции распределения влетающего в плазменный столб газа $f_g(\mathbf{v}) - f_0(v)$. По порядку величины эту разницу можно оценить как

$$\psi(x) = \frac{A}{s} \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{s^2}\right)}{x^2} - e^{-x^2}. \quad (18)$$

Здесь первое слагаемое – оценка по порядку величины для $f_g(\mathbf{v})$, деленная на предэкспоненциальный множитель максвелловской функции распределения; $x = \frac{v}{v_{T_0}}$, $s = 2\alpha \cdot \frac{v_{T_p}}{v_{T_0}}$, $A = \frac{1}{2\alpha} \sigma n_p R_p$, где σ – характерное сечение упругого рассеяния газа на ионах; n_p – плотность плазмы; R_p – радиус плазменного столба. Параметр A , по сути, является отношением радиуса плазменного столба к длине свободного пробега газа в плазме. Функция ψ показывает, на сколько хвост функции распределения в нашей модели больше максвелловского. Скорость, при которой ψ обращается в ноль, соответствует границе V_b между горячим и холодным газом. Графики функции ψ для $m_p = m_g$ ($a = 1/2$) и интересующего нас отношения $\frac{T_p}{T_g} = 100$ приведены на рис. 5. При $x \rightarrow 0$ решение для «горячего» газа очевидно неприменимо.

Рис. 5. Функция $\psi(x)$ при различных параметрах A Fig. 5. Function $\psi(x)$ for various parameters A

При $x \sim 1$ на графике можно наблюдать, что с ростом параметра A функция распределения газа превосходит максвелловскую при меньших x . К примеру, для параметра $A = 8$ функция ψ всегда больше нуля. Такой случай противоречит предположению модели, поскольку источник интеграла столкновений добавляет больше газа в область с $v \sim v_{T_0}$. В качестве критерия применимости можно предложить следующее условие. В случаях, когда корень $\psi \geq \frac{3}{\sqrt{2}}$ (3σ – максвелловского распределения) модель можно считать самосогласованной. Исходя из этого, наибольший допустимый параметр A находится из условия $\psi\left(\frac{3}{\sqrt{2}}\right) = 0$. Откуда получается, что

$$A_{\max}(s) = s \frac{9}{2} \exp\left(\frac{9}{2} \left(\frac{1}{s^2} - 1\right)\right). \quad (19)$$

При малых s эта функция обращается в $+\infty$. $A_{\max}(s)$ достигает своего минимума в точке $s = 3$ и затем растет практически линейно с ростом s . При $s < 3$ модель неприменима, поскольку должно выполняться $T_p \gg T_g$. Для условий расширителя ГДЛ $s \sim 10$. В таком случае $A_{\max}(10) \approx 0,523$. При заданном сечении из табл. 1 и радиусе плазмы $R_p = 50$ см мы получим ограничение на плотность плазмы $n_p \leq 1,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Граница «холодного» и «горячего» газа V_b соответствует корню функции ψ .

Описан случай, когда плотность плазмы достаточно мала ($n_p \leq 1,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), для интересующего нас соотношения температур газа и плазмы мы будем называть пределом прозрачной плазмы. Противоположный предел, когда плотность плазмы $n_p \gg A_{\max}(s) / (\sigma R_p)$, будем называть пределом непрозрачной плазмы. Далее мы рассмотрим два этих предельных случая.

Пределы прозрачной и непрозрачной плазмы

Стационарный профиль плотности плазмы в пределе прозрачной плазмы изображен на рис. 6. Из графика видно, что в данном пределе образуется относительно малое количество «горячего» газа. Следовательно, можно считать, что «горячий» газ вылетает из плазмы, не испытывая повторных столкновений.

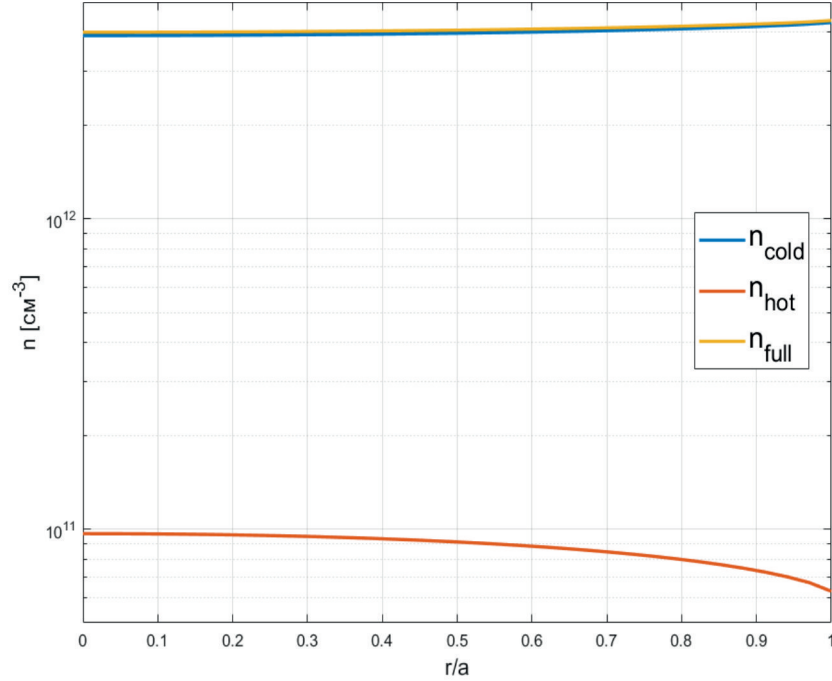


Рис. 6. Стационарный профиль плотности газа при $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_p = 100 \text{ эВ}$, $n_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 0,5 \text{ эВ}$;

n_{cold} – плотность «холодного» газа; n_{hot} – плотность «горячего» газа; n_{full} – полная плотность газа

Fig. 6. Stationary gas density profile at $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_p = 100 \text{ eV}$, $n_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 0,5 \text{ eV}$;

n_{cold} – density of «cold» gas, n_{hot} – density of «hot» gas, n_{full} – total density of gas

В пределе непрозрачной плазмы концентрация «холодного» газа очень быстро затухает по мере проникновения в плазменный столб. Асимптотическое решение для плотности «холодного» газа вблизи границы плазмы имеет следующий вид:

$$n_c(r \rightarrow a) \approx \frac{n_0}{2} \exp \left(-\frac{3}{2} \gamma^{\frac{2}{3}} \left[1 - \frac{r}{a} \right]^{\frac{2}{3}} \right), \quad (20)$$

где параметр $\gamma = \frac{va}{v_{T0}}$. В этом предельном случае частота столкновений очень велика ($\gamma \gg 1$), поэтому газ может проникать только в тонкий слой толщиной Δa , который можно оценить следующим образом:

$$\Delta a \sim \frac{v_{T0}}{v} \sim \sqrt{\frac{m_p}{m_g}} \frac{1}{n_p \sigma} \sqrt{\frac{T_0}{T_p}} \exp \left(\frac{T_0}{T_p} \frac{(m_g + m_p)^2}{4m_g m_p} \right). \quad (21)$$

Атомы газа, траектория которых проходит через толщу плазменного столба, с большой вероятностью ионизируются. Поэтому в случае непрозрачной плазмы мы модифицируем нашу модель следующим образом. Нейтральные атомы, траектория которых проходит достаточно глубоко внутрь плазмы ($r < a - \Delta a$), будем считать ионизовавшимися. Рассмотрим на рис. 7 три типа траекторий. Нагретые нейтральные атомы, движущиеся по траекториям 1 и 2, вылетают из плазмы. В случае 3 газ с большой долей вероятности ионизируется под действием электронного удара. То есть можно считать, что нейтральные атомы, движущиеся по траекториям типа 3,

полностью ионизируются и не выходят из плазмы. Нейтральные атомы, вылетающие под углом $\varphi < \varphi_s$ к диаметру, соответствуют траекториям первого типа, при $\varphi \geq \varphi_s$ – траектории второго типа.

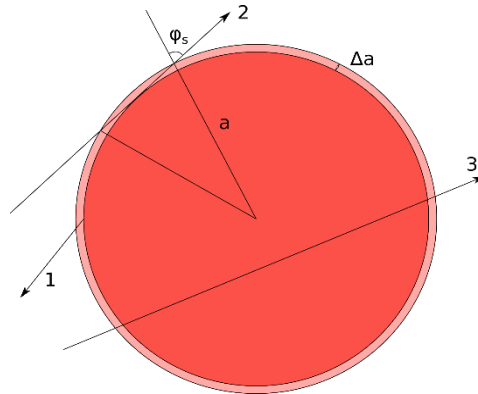


Рис. 7. Классификация траекторий в пределе непрозрачной плазмы: 1 – атомы, отражающиеся в тонком слое, вылетают из плазмы ($\varphi < \varphi_s$); 2 – атомы с малой скоростью v_r , пролетающие практически по касательной к плазменному столбу ($\varphi \geq \varphi_s$); 3 – траектория, проходящая через плотную плазму

Fig. 7. Classification of trajectories in the limit of opaque plasma: 1 – atoms reflected in a thin layer and flying out of the plasma ($\varphi < \varphi_s$); 2 – atoms with low speed v_r flying almost tangentially to the plasma column ($\varphi \geq \varphi_s$); 3 – trajectory passing through dense plasma

С учетом вышеперечисленных допущений в области «горячего» газа получим следующее решение:

$$f_g(v_r > 0, r = a) \approx \frac{1}{v_{\perp}} p(v) \langle n_c \rangle l_{\perp}, \quad (22)$$

где $\langle n_c \rangle = \frac{1}{\Delta a} \int_{a-\Delta a}^a n_c(r) dr$, $l_{\perp}$ – расстояние, пройденное вдоль траектории, пересекающей плазменный столб в поперечной плоскости. Из рис. 8 можно найти $l_{\perp}$:

$$l_{\perp} = \begin{cases} a |\cos \phi| \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\cos^2 \phi} \frac{\Delta a^2}{a^2} \left[\frac{2a}{\Delta a} - 1 \right]} \right), & \text{при } \phi < \phi_s. \\ 2a |\cos \phi|, & \text{при } \phi \geq \phi_s. \end{cases} \quad (23)$$

На рис. 8 изображен график стационарной функции распределения газа, вылетающего из плазменного столба.

Одним из ключевых свойств решения в пределе непрозрачной плазмы является отсутствие сохранения числа частиц. Это свойство появилось из-за того, что мы неявно включили ионизацию в модель, исключив часть траекторий, вдоль которых интегрируется кинетическое уравнение.

Мы описали нашу модель газа внутри плазмы и рассмотрели два предельных случая. Теперь мы можем перейти к задаче вне плазмы. В следующей части мы рассмотрим решение вне плазмы и сшивку граничных условий.

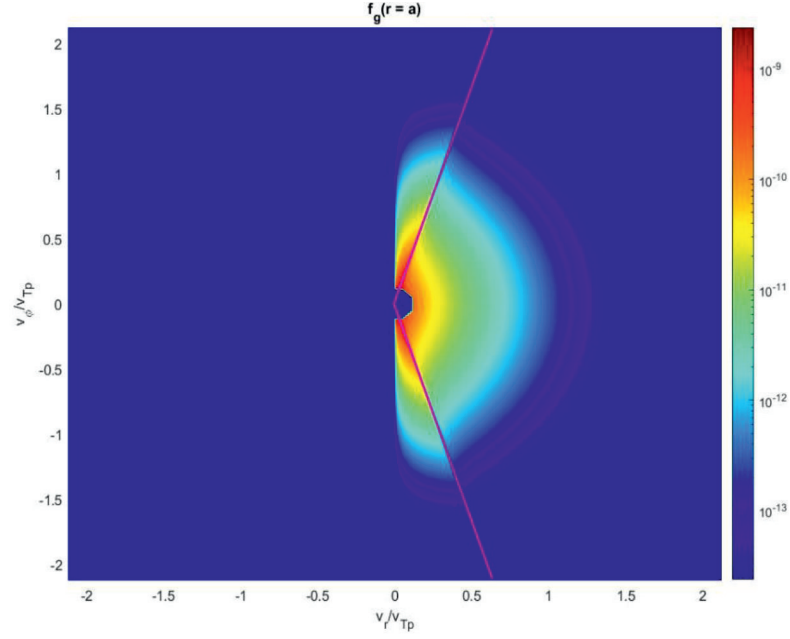


Рис. 8. Функция распределения «горячего» газа, вылетающего из плазмы, в пределе непрозрачной плазмы:

$$n_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}; T_p = 100 \text{ эВ}; n_0 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}; T_0 = 0,64 \text{ эВ}, m_g = 2m_p.$$

Линия, разделяющая два типа решения, $\varphi = \varphi_s$

Fig. 8. Distribution function of the “hot” gas escaping from the plasma in the limit of an opaque plasma:

$$n_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}, T_p = 100 \text{ eV}, n_0 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}, T_0 = 0,64 \text{ эВ eV}, m_g = 2m_p.$$

Line separating two types of solution $\varphi = \varphi_s$

Задача вне плазмы

Построим газодинамическую модель в области от границы плазменного столба ($r = a$) до стенки ($r = b$). Рассмотрим плотность потока энергии q_α и импульса $\Pi_{\alpha\beta}$ газа, вылетающего из плазмы. В аксиально симметричной задаче потоки зависят только от радиуса. Запишем непрерывность радиальной компоненты плотности потоков энергии и импульса:

$$\begin{aligned} \Pi'_{rr} + \frac{\Pi_{rr}}{r} - \frac{\Pi_{\phi\phi}}{r} &= 0, \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r q_r &= 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Вне плазмы газ испытывает только столкновения сам с собой, что приводит к его максвеллизации на размере порядка нескольких длин свободного пробега. По мере максвеллизации функция распределения становится изотропной, и следовательно, $\Pi_{rr} = \Pi_{\phi\phi}$. То есть на расстоянии нескольких длин свободного пробега мы имеем

$$\begin{aligned} \Pi_{rr} &= P_{wall} = \text{const}, \\ q_r &= q_0 \frac{a}{r}, \end{aligned} \quad (25)$$

где P_{wall} — давление газа у стенки расширителя; q_0 — радиальный поток тепла на границе плазмы.

Для простоты мы будем считать, что $\Pi_{rr} = \Pi_{\phi\phi}$ на границе плазменного столба. Также будем считать, что

$$q_r = -\chi \frac{dT_g}{dr}, \quad (26)$$

где

$$\chi \frac{1}{\sigma_g} \sqrt{\frac{T_g}{m_g}}, \quad (27)$$

здесь σ_g – сечение нейтрального газа. Таким образом, уравнение на температуру газа вне плазмы будет иметь следующий вид:

$$T_g(r) = (T_{wall}^{\frac{3}{2}} - \frac{q_0 a}{\chi_0} \ln(r/b))^{\frac{2}{3}}, \quad (28)$$

где T_{wall} – температура газа у стенки. Радиальный профиль плотности восстановим из уравнения состояния идеального газа:

$$n_g(r) = \frac{P_{wall}}{T_g(r)}. \quad (29)$$

Используя полученные $n_g(r)$ и $T_g(r)$, можно связать граничные условия на стенке (T_{wall} и P_{wall}) с параметрами максвелловского распределения газа, влетающего внутрь плазмы (n_0 и T_0):

$$T_0 = (T_{wall}^{\frac{3}{2}} + \frac{q_0 a}{\chi_0} \ln(b/a))^{\frac{2}{3}}, \quad (30)$$

$$P_{wall} = \Pi_{rr}.$$

Решив систему уравнений (30) относительно T_0 и n_0 , мы согласуем между собой решения внутри плазмы и снаружи. Существенное упрощение в поиске решения вносит то, что q_0 и Π_{rr} линейно зависят от n_0 . Это позволяет исключить n_0 и решать одно уравнение относительно T_0 . Решение производилось численно. Сначала грубо определялись границы, в которых находится искомая T_0 , а затем дихотомией доходили до решения с приемлемой точностью. Результаты в виде графиков стационарного распределения концентрации газа приведены на рис. 9 и 10.

Результаты приведены для водородной плазмы и атомарного водорода. В расчетах использовались сечения по данным [17]. Характерное сечение рассеяния атома водорода на протонах с энергией порядка сотни эВ составляет $\sigma_{HH} = 7,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Сечение атомов водорода с характерной энергией порядка одного эВ составляет $\sigma_{HH} = 4,2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

В случае, показанном на рис. 9, плотность плазмы мала, это описанный выше предел прозрачной плазмы. Скачок концентрации нейтральных атомов на границе плазмы вызван тем, что для упрощения мы считаем функцию распределения газа максвелловской сразу на границе плазмы. В действительности же решение вне плазмы справедливо начинать с расстояния порядка длины свободного пробега в газе. Несмотря на этот недостаток модели, она вполне пригодна для оценок. Наиболее интересным результатом на графике рис. 9 является то, что газа у стенки на два порядка больше, чем у границы плазмы. Наличие плазмы как бы вытесняет

нейтральный газ от оси к стенкам. Эффект вытеснения газа проявляется и в пределе непрозрачной плазмы (рис. 10).

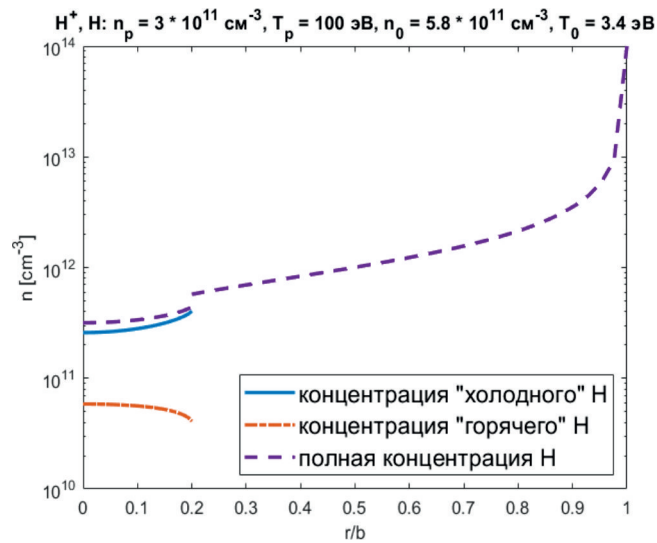


Рис. 9. Радиальный профиль концентрации нейтральных атомов. Расчеты проведены при $a = 50$ см, $b = 250$ см, $n_p = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, $T_p = 100$ эВ, для молекулярного и атомарного водорода
 Fig. 9. Radial profile of neutral atoms concentration. Calculations were carried out at $a = 50$ см, $b = 250$ см, $n_p = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, $T_p = 100$ эВ, for molecular and atomic hydrogen

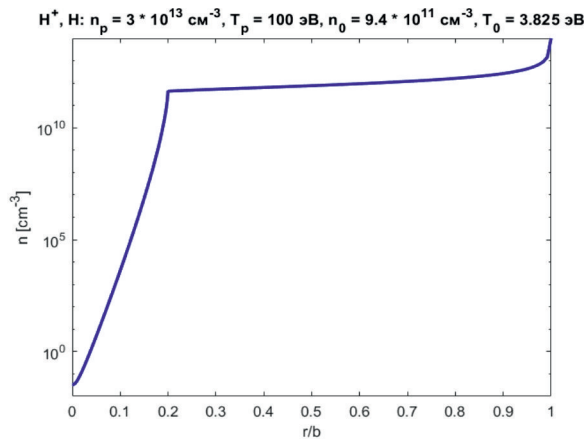


Рис. 10. Радиальный профиль концентрации нейтральных атомов. Расчеты проведены при $a = 50$ см, $b = 250$ см, $n_p = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_p = 100$ эВ, для молекулярного и атомарного водорода
 Fig. 10. Radial profile of neutral concentration. Calculations were carried out at $a = 50$ см, $b = 250$ см, $n_p = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_p = 100$ эВ, for molecular and atomic hydrogen

На рис. 11 мы привели расчет для отношения концентрации нейтральных атомов у стенки к концентрации нейтральных атомов вблизи плазмы в зависимости от плотности плазмы. В качестве переходной области мы отметили область концентрации плазмы, при которой в результате однократных столкновений рождается значительное количество горячего газа. В таких условиях наша модель не работает. Плотности плазмы, лежащие на графике левее переходной области, соответствуют пределу прозрачной плазмы, а те, что лежат правее, соответствуют пределу непрозрачной плазмы. В этом пределе можно получить аналитическую оценку для отношения концентраций:

$$\frac{n_g(b)}{n_g(a)} \sim \left(1 + \sqrt{2} \frac{a}{\lambda_{wall}} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \sqrt{\frac{m_p m_g}{m_p + m_g}} \sqrt{\frac{T_p}{T_{wall}}} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (31)$$

где λ_{wall} – длина свободного пробега газа вблизи стенки; m_g – масса нейтрального атома; m_p – масса иона; T_{wall} – температура стенки.

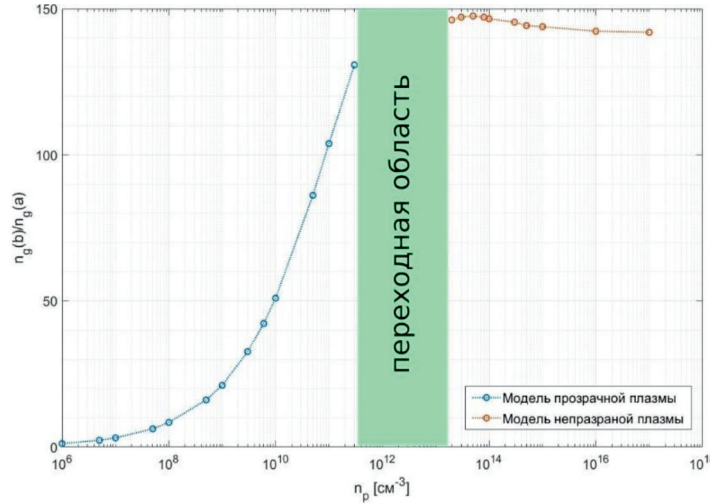


Рис. 11. Отношение концентраций нейтральных атомов у стенки ($r = b$) к концентрации нейтралов у края плазмы ($r = a$) в зависимости от плотности плазмы

Fig. 11. Ratio of the concentration of neutral atoms at the wall ($r = b$) to the concentration of neutrals at the edge of the plasma ($r = a$) depending on the plasma density

На рис. 11 наблюдается уменьшение скачка плотности газа в пределе большой плотности плазмы. Это возникает из-за того, что в модели непрозрачной плазмы поток нейтральных атомов, вылетающих из плазмы, меньше потока нейтральных атомов, летящих в плазму. Это свидетельствует о том, что газ течет в сторону плазмы и, следовательно, на границе плазмы нужно дополнительно сшивать плотность потока нейтральных атомов. Однако, для простоты, мы не будем проделявать такие расчеты, поскольку цель нашего исследования заключается в получение грубого теоретического представления о распределении нейтральных атомов вокруг горячей плазмы.

Выводы

В работе мы рассмотрели задачу определения параметров нейтрального газа вокруг стационарного столба замагниченной горячей плазмы. Анализ сечений элементарных процессов столкновений нейтральных атомов с ионами и электронами плазмы показал, что доминирующим процессом является упругое рассеяние нейтральных атомов на ионе. Основываясь на этом факте, нами была рассмотрена модель нагрева нейтрального газа за счет однократного столкновения нейтрального атома об ион с большой передачей импульса нейтральному газу. Нагретый в результате таких столкновений газ вылетает из плазмы и передает тепло окружающим нейтральным атомам. Образование горячих нейтральных атомов за счет столкновений с ионами мы описываем кинетическим уравнением с упрощенным интегралом столкновений Больцмана. Нагрев окружающего газа горячими нейтральными атомами мы описывали уравнением теплопроводности совместно с уравнением гидростатического равновесия.

В работе мы рассмотрели два предела: «прозрачной» и «непрозрачной» плазмы. Предел «прозрачной» плазмы соответствует случаю, когда плазма разрежена настолько, что горячих нейтральных атомов образуется меньшая доля от влетающего в плазму газа. Предел «непрозрачной» плазмы соответствует настолько плотной плазме, что весь газ рассеивается в тонком слое плазменного столба. В этом пределе мы исключили интегрирование кинетического уравнения вдоль траекторий, проходящих за пределами тонкого слоя плазмы, считая, что такие частицы с большой вероятностью ионизируются.

Для двух пределов получен стационарный профиль концентрации нейтральных атомов. Общий вывод, следующий из этих результатов, заключается в том, что концентрация газа вблизи плазмы на пару порядков меньше, чем у стенки. Описанный нами механизм может иметь место в экспериментах по изучению продольных потерь энергии на установке ГДЛ. Кроме этого, наш результат показывает, что оценка критической концентрации газа в расширителе открытой ловушки ($n_{crit} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$), полученная Д. Д. Рютовым в [8], соответствует гораздо большей средней концентрации газа в пространстве расширителя вне плазмы. Стоит также отметить, что, помимо нейтрального газа, есть и другие эффекты, влияющие на эффективность расширителя. К примеру, в работе [18] рассматривается влияние вторичной эмиссии электронов с поверхности плазмоприемника.

В дальнейшем мы планируем развить нашу модель, добавив процессы перезарядки и ионизации электронным ударом, а также улучшить модель нагрева окружающего газа горячими нейтральными атомами за счет перехода к кинетической модели описания газа с интегралом столкновений Больцмана [19]. С точки зрения изложенной нами модели ионизация и перезарядка может быть учтена увеличением стока в интеграле столкновений.

Список литературы

1. **Sudnikov A., Soldatkina E.** Review of recent advances and new ideas in development of the open magnetic traps // AIP Conference Proceedings. AIP Publishing, 2019. Vol. 2179. № 1.
2. **Ivanov A. A., Prikhodko V. V.** Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2013. Vol. 55. № 6. С. 063001.
3. **Иванов А. А., Приходько В. В.** Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы // Успехи физических наук. 2017. Т. 187, № 5. С. 547–574.
4. **Bagryansky P. A.** Progress of open systems at Budker Institute of Nuclear Physics // Journal of Plasma Physics. 2024. Vol. 90, № 2. С. 905900218.
5. **Soldatkina E. I. et al.** Measurements of axial energy loss from magnetic mirror trap // Nuclear Fusion. 2020. Vol. 60, № 8. P. 086009.
6. **Soldatkina E. I. et al.** Experimental issues of energy balance in open magnetic trap // Journal of Plasma Physics. 2024. Vol. 90, № 2. P. 975900203.
7. **Конкашбаев И. К., Ландман И. С., Улинич Ф. Р.** Возможность уменьшения потока тепла электронов из открытых ловушек // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 956–964.
8. **Ryutov D. D.** Axial electron heat loss from mirror devices revisited // Fusion science and technology. 2005. Vol. 47, № 1. P. 148–154.
9. **Сковородин Д. И. и др.** Газодинамическая многопробочная ловушка ГДМЛ // Физика плазмы. 2023. Т. 49, № 9. С. 831–884.
10. **Dylla H. F.** A review of the wall problem and conditioning techniques for tokamaks // Journal of Nuclear Materials. 1980. Vol. 93. P. 61–74.
11. **Kadomtsev M. B. et al.** Ballistic model for neutral hydrogen distribution in ITER edge plasma // Proceedings of the 39th EPS Conference on Plasma Physics & 16th International Congress on Plasma Physics, Stockholm, Sweden. 2012. P. 2–6.

12. **Kukushkin A. B. et al.** Ballistic model of recycling of atomic and molecular hydrogen and its application to the ITER main chamber // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2021. Vol. 63, № 3. P. 035025.
13. **Burrell K. H.** NEUCG: A transport code for hydrogen atoms in cylindrical hydrogenic plasmas // *Journal of Computational Physics*. 1978. Vol. 27, № 1. P. 88–102.
14. **Atalay M. A., Öztürk Ö. A.** kinetic model for the transport of neutral hydrogen atoms in a hydrogen plasma // *Journal of plasma physics*. 2004. Vol. 70, № 3. P. 303–315.
15. **Жоголев В. Е.** Редуцированные кинетические модели переноса нейтралов в плазме токамаков // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38, № 10. С. 855–855.
16. **Murakami I. et al.** NIFS atomic and molecular numerical database for collision processes // *Atoms*. 2020. Vol. 8, № 4. P. 71.
17. **Krstic P. S., Schultz D. R.** Atomic and plasma-material interaction data for fusion. V. 8. Elastic and related transport cross sections for collisions among isotopomers of $H^{++}H$, $H^{++}H_2$, $H^{++}He$, H^+H , and H^+H_2 . – 1999.
18. **Skovorodin D. I.** Suppression of secondary emission of electrons from end plate in expander of open trap // *Physics of Plasmas*. 2019. Vol. 26. № 1.
19. **Беклемишев А. Д., Федоренков Э. А.** Эффективный метод решения уравнения Больцмана на однородной сетке // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 2022. Т. 62, № 11. С. 1900–1911.

References

1. **Sudnikov A., Soldatkina E.** Review of recent advances and new ideas in development of the open magnetic traps *AIP Conference Proceedings*. AIP Publishing, 2019, vol. 2179, no. 1.
2. **Ivanov A. A., Prikhodko V. V.** Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2013, vol. 55, no. 6, pp. 063001.
3. **Ivanov A. A., Prikhodko V. V.** Gas dynamic trap: experimental results and future prospects. *Physics-Uspekhi*, 2017, vol. 60, no. 5, pp. 509. (in Russ.)
4. **Bagryansky P. A.** Progress of open systems at Budker Institute of Nuclear Physics *Journal of Plasma Physics*, 2024, vol. 90, no. 2, pp. 905900218.
5. **Soldatkina E. I. et al.** Measurements of axial energy loss from magnetic mirror trap. *Nuclear Fusion*, 2020, vol. 60, no. 8, pp. 086009.
6. **Soldatkina E. I. et al.** Experimental issues of energy balance in open magnetic trap. *Journal of Plasma Physics*, 2024, vol. 90, no. 2, pp. 975900203.
7. **Konkashbaev I. K., Landman I. S., Ulinich F. R.** Possibility of decreasing the electron heat flux from open traps. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1978, vol. 74, pp. 956–964. (in Russ.)
8. **Ryutov D. D.** Axial electron heat loss from mirror devices revisited. *Fusion science and technology*, 2005, vol. 47, no. 1, pp. 148–154.
9. **Skovorodin D. I. et al.** Gas-dynamic multiple-mirror trap GDMT. *Plasma Physics Reports*, 2023, vol. 49, no. 9, pp. 1039–1086. (in Russ.)
10. **Dylla H. F.** A review of the wall problem and conditioning techniques for tokamaks. *Journal of Nuclear Materials*, 1980, vol. 93, pp. 61–74.
11. **Kadomtsev M. B. et al.** Ballistic model for neutral hydrogen distribution in ITER edge plasma. *Proceedings of the 39th EPS Conference on Plasma Physics & 16th International Congress on Plasma Physics*, Stockholm, Sweden. 2012, pp. 2–6.
12. **Kukushkin A. B. et al.** Ballistic model of recycling of atomic and molecular hydrogen and its application to the ITER main chamber. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2021, vol. 63, no. 3, pp. 035025.
13. **Burrell K. H.** NEUCG: A transport code for hydrogen atoms in cylindrical hydrogenic plasmas. *Journal of Computational Physics*, 1978, vol. 27, no. 1, pp. 88–102.

14. **Atalay M. A., Öztürk Ö. A.** kinetic model for the transport of neutral hydrogen atoms in a hydrogen plasma. *Journal of plasma physics*, 2004, vol. 70, no. 3, pp. 303–315.
15. **Zhogolev V. E.** Reduced kinetic models of neutral transport in tokamak plasma. *Plasma Physics Reports*, 2012, vol. 38, no. 10, pp. 855–855. (in Russ.)
16. **Murakami I. et al.** NIFS atomic and molecular numerical database for collision processes. *Atoms*, 2020, vol. 8, no. 4, p. 71.
17. **Krstic P. S., Schultz D. R.** Atomic and plasma-material interaction data for fusion. V. 8. Elastic and related transport cross sections for collisions among isotopomers of $H^{++}H$, $H^{++}H_2$, $H^{++}He$, H^+H , and H^+H_2 . – 1999.
18. **Skovorodin D. I.** Suppression of secondary emission of electrons from end plate in expander of open trap. *Physics of Plasmas*, 2019, vol. 26, no. 1.
19. **Beklemishev A. D., Fedorenkov E. A.** Efficient method for solving the Boltzmann equation on a uniform mesh. *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 2022, vol. 62, no. 11, pp. 1900–1911. (in Russ.)

Сведения об авторах

Федоренков Эдуард Александрович, младший научный сотрудник

Беклемишев Алексей Дмитриевич, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник

Information about the Authors

Eduard A. Fedorenkov, Junior Researcher

Aleksey D. Beklemishev, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher

Статья поступила в редакцию 14.02.2025;
одобрена после рецензирования 13.03.2025; принята к публикации 23.05.2025

The article was submitted 14.02.2025;
approved after reviewing 13.03.2025; accepted for publication 23.05.2025

Научная статья

УДК 621.039.665

DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-39-53

Расщепление спектральных линий в магнитном поле: эффекты Зеемана и Пашена – Бака. Измерение магнитного поля по спектру линий

Андрей Алексеевич Шошин

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный технический университет
Новосибирск, Россия

shoshin@inp.nsk.su, <https://orcid.org/0000-0003-2377-5012>

Аннотация

В работе рассмотрено расщепление спектральных линий в магнитном поле. Представлены приближения слабого и сильного магнитного поля и квантово-механическое рассмотрение в случае произвольного поля. Детально рассмотрены переходы $^2P_{3/2,1/2} - ^2S_{1/2}$ и $^2D_{5/2,3/2} - ^2P_{3/2,1/2}$. Приведены результаты расчетов расщепления ярких линий в плазме установки ГОЛ-3 и сравнение расчетных профилей линий с экспериментальными данными.

Ключевые слова

линейчатый спектр, расщепление линий, эффект Зеемана

Благодарности

Автор благодарит А. В. Бурдакова за постановку задачи и полезные обсуждения, И. А. Иванова и С. В. Полосаткина за обсуждение работы и предоставленные экспериментальные профили спектральных линий, а также всю команду ГОЛ-3 за содействие в выполнении работы.

Для цитирования

Шошин А. А. Расщепление спектральных линий в магнитном поле: эффекты Зеемана и Пашена – Бака. Измерение магнитного поля по спектру линий // Сибирский физический журнал. 2025. Т. 20, № 2. С. 39–53. DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-39-53

Splitting of Spectral Line in Magnetic Field: Zeeman and Paschen–Back Effects. Magnetic Field Measurement by Line Spectrum

Andrey A. Shoshin

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russian Federation

Novosibirsk State University,
Novosibirsk, Russian Federation

Novosibirsk State Technical University,
Novosibirsk, Russian Federation

shoshin@inp.nsk.su, <https://orcid.org/0000-0003-2377-5012>

Abstract

The splitting of spectral lines in a magnetic field is considered in this paper. approximations of weak and strong magnetic field and quantum mechanical analysis in the case of any field are reviewed. Transitions $^2P_{3/2,1/2} - ^2S_{1/2}$ and $^2D_{5/2,3/2} - ^2P_{3/2,1/2}$ are considered in detail. The results of calculations of bright line splitting in the plasma of the GOL-3 facility and comparison of the calculated line profiles with experimental data are presented.

Keywords

line spectrum, line splitting, Zeeman effect

Acknowledgments

The author thanks A.V. Burdakov for posing the problem and useful discussions, I. A. Ivanov and S. V. Polosatkin for discussing the work and providing experimental profiles of spectral lines, as well as the entire GOL-3 team for their help in the work.

For citation

Shoshin A. A. Splitting of spectral line in magnetic field: Zeeman and Paschen–Back effects. Magnetic field measurement by line spectrum. *Siberian Journal of Physics*, 2025, vol. 20, no. 2, p. 39–53. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-39-53

Введение

На установке ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН) проводились эксперименты по созданию и удержанию горячей плотной плазмы в многопробочной магнитной системе, в которой величина магнитного поля порядка 5 Тл [1–3]. На установке были развиты спектроскопические методы исследования плазмы, которые позволяли определить различные параметры плазмы (температуру по измерениям доплеровского уширения, плотность по Штарковскому, магнитное поле по зеемановскому расщеплению) [4–8]. Значительная часть исследований ведется в оптической области спектра. Яркими линиями в этом диапазоне являются H_α 6562.8 Å, H_β 4861 Å, $Na I$ 5890 Å, $Li I$ 6103 Å и т. д. Для некоторых ярких линий в плазме в поле 5 Тл зеемановское расщепление нельзя описать при помощи приближений сильного или слабого магнитного поля и требуются точные квантово-механические расчеты.

В магнитном поле меняется положение энергетических уровней в атоме, что приводит к изменению спектра излучения атома. Теоретическое рассмотрение этого вопроса можно встретить во многих книгах [9–16] и статьях [17–19]. В средних полях необходимо квантово-механическое рассмотрение задачи, что можно встретить реже [13; 14; 17–19], кроме того, даже в них нередко сложно найти полное описание задачи. Задача данной работы – последовательно изложить методику расчета расщепления линий в произвольном магнитном поле (в нерелятивистском приближении), а также представить сравнение расчетных линий с экспериментальными данными.

Релятивистское рассмотрение задачи, а также программу для расчета расщепления линий можно найти в статье [18]. Учет релятивистских поправок на основе обобщенного принципа неопределенности представлен в [19].

Далее в статье рассматривается однородное постоянное магнитное поле и LS -связь (кроме раздела 6, посвященного jl -связи). Для электрического дипольного излучения общие правила отбора $\Delta J = J - J' = 0, \pm 1; J + J' \geq 1; \Delta M = M - M' = 0, \pm 1$. Для LS -связи добавляются правила отбора $\Delta S = 0; \Delta L = 0, \pm 1; L + L' \geq 1$ [13, § 31]. Использованы обозначения: J – полный момент атома, M – z -компонента полного момента, L – орбитальный момент, S – спин. При LS -связи термы обозначены как $^{2S+1}L_J$.

1. Случай слабого поля

Рассмотрим сначала два важных предельных случая малого и сильного магнитного поля, которые не требуют громоздких вычислений для определения расщепления уровней. Величину сдвига уровня в магнитном поле ($\sim \mu H$) сравнивают с величиной тонкой структуры уровня (ΔE_T). Если $\mu H \ll \Delta E_T$, то поле слабое, если $\mu H \gg \Delta E_T$ – поле сильное. Нижняя граница применимости эффекта Зеемана $\mu H \gg \Delta E_{\text{сверхтонкой структуры}}$.

В этом случае магнитное поле является слабым возмущением и принципиально не меняет характер тонкой структуры. Расщепление энергетических уровней в магнитном поле снимает вырождение по проекции момента M :

$$\Delta E = \mu H (\bar{J}_z + \bar{S}_z) = g_L M \mu H,$$

где $g_L = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$ – фактор Ланде, μ – магнетон Бора, H – магнитное поле. В частности, при $S = 0$: $g_L = 1$, при $L = 0$: $g_L = 2$. Для $s = 1/2$: $g_L = (J + 1/2)/(L + 1/2)$.

Таблица 1

Факторы Ланде различных термов

Table 1

Lande factors of various terms					
Терм	2S	$^2P_{1/2}$	$^2P_{3/2}$	$^2D_{5/2}$	$^2D_{3/2}$
g_L	2	2/3	4/3	4/5	6/5

Физический смысл появления фактора Ланде – взаимодействие спина с магнитным полем сильнее взаимодействия с орбитальным моментом количества движения, т. е. спин параллелен моменту количества движения в случае $j = l + 1/2$ и антипараллелен при $j = l - 1/2$.

Перейдем к расщеплению спектральных линий в магнитном поле: в направлении вдоль поля наблюдаются σ -компоненты ($\Delta M = \pm 1$) и в направлении перпендикулярном полю π -компоненты ($\Delta M = 0$) и σ -компоненты ($\Delta M = \pm 1$). Их частоты:

$$\begin{aligned}\omega_\pi &= \omega_0 + \mu H (g - g')M / 2\pi\hbar; \\ \omega_\sigma &= \omega_0 + \mu H (gM - g'(M \pm 1)) / 2\pi\hbar.\end{aligned}$$

Соответственно, при $g = g'$: $\omega_\pi = \omega_0$, $\omega_\sigma = \omega_0 \pm \mu H / 2\pi\hbar$ – линия расщепляется на триплет Лоренца – нормальный эффект Зеемана; при $g \neq g'$ наблюдается расщепление линии на большее количество компонент – аномальный эффект Зеемана (рис. 1). Для оценок величины расщепления по длинам волн в нормальном эффекте Зеемана удобна приближенная численная формула:

$$\Delta\lambda[\text{\AA}] = 4,67 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda^2[\text{\AA}] \cdot H[\text{Тл}],$$

где линия на $\Delta\lambda$ отстоит от центра σ -компонента. Например, для H_α мы получаем $\Delta\lambda[\text{\AA}] = 0,2 \cdot H$ [Тл].

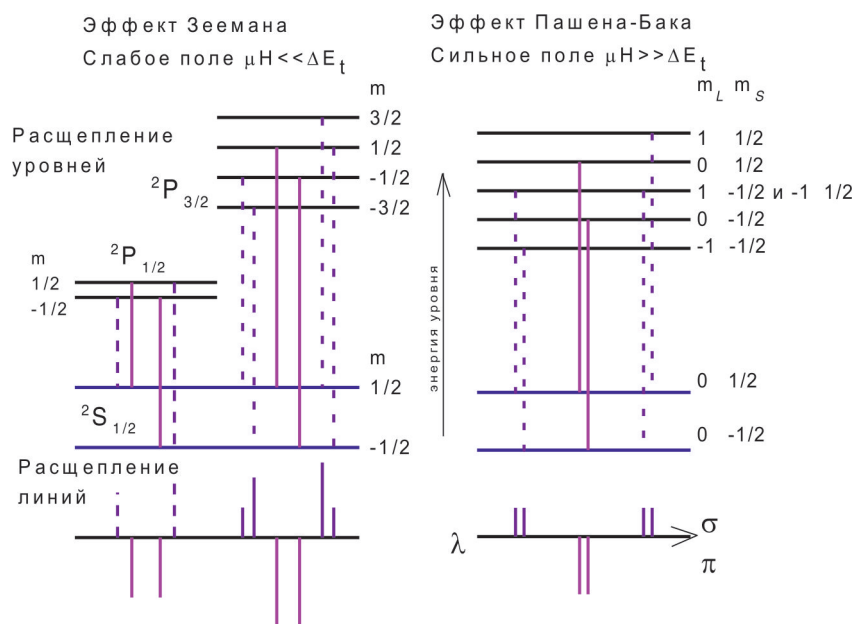


Рис. 1. Расщепление энергетических уровней и спектральных линий в слабом и сильном магнитном поле
Fig. 1. Splitting of energy levels and spectral lines in weak and strong magnetic field

Относительные интенсивности компонент зеемановского расщепления при поперечном наблюдении [13, с. 201] представлены в табл. 2.

Таблица 2

Относительные интенсивности зеемановских компонент в слабом магнитном поле

Table 2

Relative intensities of the Zeeman components in a weak magnetic field

Переход	I_π	$I_\sigma (M \rightarrow M - 1)$	$I_\sigma (M \rightarrow M + 1)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' J$	M^2	$\frac{1}{4}(J + M)(J + 1 - M)$	$\frac{1}{4}(J - M)(J + 1 + M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' (J - 1)$	$J^2 - M^2$	$\frac{1}{4}(J + M)(J - 1 + M)$	$\frac{1}{4}(J - M)(J - 1 - M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' (J + 1)$	$(J + 1)^2 - M^2$	$\frac{1}{4}(J + 1 - M)(J + 2 - M)$	$\frac{1}{4}(J + 1 + M)(J + 2 + M)$

Общие закономерности: интенсивности компонент, расположенных симметрично от ω_0 , одинаковы; для π -компонент интенсивность для переходов $\gamma J \rightarrow \gamma' J$ возрастает при удалении от ω_0 (увеличение M), а для переходов $\gamma J \rightarrow \gamma' J \pm 1$ убывает.

(Замечание: в табл. 2 можно сравнивать интенсивности в одной строке, сравнивать в столбцах нельзя (подробнее см. раздел 3)).

2. Случай сильного поля. (Полный эффект Пашена – Бака)

Если пренебречь спин-орбитальным взаимодействием, то в магнитном поле сохраняются проекции не только полного момента, но и проекции M_L и M_S . Тогда

$$\Delta E = \mu H(M_L + 2M_S).$$

Так как спин и орбитальный момент не связаны, то накладываются дополнительные правила отбора: $\Delta M_S = 0$; $\Delta M_L = 0, \pm 1$ в зависимости от поляризации света. Следовательно, спектральные линии имеют вид лоренцевского триплета.

Возмущение уровней из-за взаимодействия спин-орбита приводит к расщеплению линий триплета на ширину тонкой структуры.

Важно заметить, что сдвиг энергии линеен по H для состояний с $M = \pm (l + 1/2)$ в одноэлектронном атоме [9] или в общем случае для состояний с наибольшим возможным при заданном n значении M и для состояний с наименьшим возможным при заданном M значении j и l [10], потому что в этих случаях перемешивания состояний не происходит (см. подробнее раздел 3).

3. Квантово-механические расчеты энергии уровней и интенсивностей

Энергия уровней. Запишем собственные функции состояния с определенным M в магнитном поле как суперпозицию невозмущенных LS собственных функций с различными $J \geq |M|$ с коэффициентами смешивания уровней C'_{JM} [13, § 12]:

$$|LSM\rangle' = \sum C'_{JM} |LSJM\rangle, \quad J \geq |M|. \quad (3.1)$$

Правила для нахождения коэффициентов смешивания указано после формулы (3.8) [13, §13]. Собственные функции являются собственными значениями гамильтониана (3.2).

В отсутствие магнитного поля $H |LSJM\rangle = E^0_J |LSJM\rangle$, гамильтониан $H = A \cdot LS$, A – постоянная тонкой структуры (LS -связь). Отметим, что A не равна интервалу тонкой структуры, они связаны через (3.8).

В магнитном поле

$$[H_J(0) + H_{\text{mag}}] |LSM\rangle = E_{J'M}(H) |LSM\rangle, \quad (3.2)$$

$$H_{\text{mag}} = \mu H (L_z + 2S_z). \quad (3.3)$$

Используя (3.1) и свернув (3.2) с $\langle LSJ''M|$, получаем

$$\sum_J C'_{JM} [(E^0_{J''} - E_{J'M}(H)) \delta_{J''J'} + \langle J''M | H_{\text{mag}} | JM \rangle] = 0. \quad (3.4)$$

Из равенства детерминанта матрицы в квадратных скобках нулю определяется энергия уровня в магнитном поле, так называемое вековое уравнение:

$$\begin{vmatrix} \langle JM | H_{\text{mag}} + ALS | JM \rangle - E_{J'M}(H) & \langle JM | H_{\text{mag}} | J''M \rangle & \dots \\ \langle J''M | H_{\text{mag}} | JM \rangle & \langle J''M | H_{\text{mag}} + ALS | J''M \rangle - E_{J'M}(H) & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} = 0. \quad (3.5)$$

Каждому возможному значению M соответствует свое вековое уравнение, причем для $M = L + S$ порядок этого уравнения равен единице ($J = L + S$), для $M = L + S - 1$ двум ($J = L + S; L + S - 1$), для $M = L + S - 2$ трем и т. д.

Матрица J_z диагональна по J , поэтому для недиагональных элементов матрицы в (3.5), используя (3.3), получаем

$$\begin{aligned} \langle \gamma SLJM | L_z + 2S_z | \gamma SLJ'M \rangle &= \langle \gamma SLJM | S_z | \gamma SLJ'M \rangle = \\ &= (-1)^{J-M} (\gamma SLJ || S_z || \gamma SLJ') \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$(\gamma SLJ || S_z || \gamma SLJ') = (-1)^{L+1+S+J} \sqrt{S(S+1)(2S+1)(2J+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} S & J & L \\ J' & S & 1 \end{Bmatrix}, \quad (3.7)$$

где в круглых скобках записаны $3j$ -символы, в фигурных – $6j$ -символы (см. приложение).

Диагональные матричные элементы находятся из формулы

$$A\vec{L}\vec{S} = \frac{A}{2} [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)]. \quad (3.8)$$

После нахождения энергии уровней в магнитном поле $E_{JM}(H)$ из (3.5) и условия равенства модуля векторов $C'_{JM}(H)$ единице можно найти коэффициенты векторов $C'_{JM}(H)$.

Формулы для энергии уровней водородоподобных атомов в магнитном поле с учетом релятивистских поправок можно найти в [10]. Заметим, что учет релятивистских эффектов приводит, например, к отсутствию точного «слияния» состояний $^2P_{3/2, m=-1/2}$ и $^2P_{1/2, m=1/2}$ в сильном поле, в отличие от результата, известного в нерелятивистском приближении.

Вообще, непересечение уровней с одинаковым M является следствием общей теоремы, определяющей поведение собственных значений в тех случаях, когда гамильтониан системы зависит от некоторого параметра [14]. Отметим, что учет поправки второго приближения теории возмущений приводит к отталкиванию уровней с одним значением M , тем большему, чем меньше расстояние между уровнями.

Интенсивности. Вероятность спонтанного электрического дипольного излучения

$$dW_p(JM; J'M') = \frac{\omega^3}{hc^3} |e_{pk} \langle JM | D | J'M' \rangle|^2 dO, \quad (3.9)$$

где p – поляризация. При наблюдении поперек магнитного поля (поле по z) выберем в качестве двух независимых направлений поляризации направления y, z :

$$dW = dW_1 + dW_2 \propto \left\{ \left| \langle JM | D_z | J'M' \rangle \right|^2 + \left| \langle JM | D_y | J'M' \rangle \right|^2 \right\} dO \quad \text{или} \\ dW \propto \left\{ \left| \langle JM | D_0 | J'M' \rangle \right|^2 + \frac{1}{2} \sum_{q=\pm 1} \left| \langle JM | D_q | J'M' \rangle \right|^2 \right\} dO. \quad (3.10)$$

Здесь первый член суммы соответствует π -компонентам, поляризованным по z , второй член σ -компонентам с правокруговой ($\Delta M = 1$) и левокруговой ($\Delta M = -1$) поляризацией. Важно отметить здесь появление $1/2$ в интенсивности σ -компонент (из-за поперечности наблюдения, т. е. при вычислении проекции круговой поляризации на данное направление линейной поляризации). Распишем выражения в скобках:

$$\langle JM | D_q | J'M' \rangle = (-1)^{J-M} (SLJ || D || S'L'J') \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix}; \quad (3.11)$$

$$(SLJ || D || S'L'J') = (-1)^{S+1+L+J'} (L || D || L') \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & 1 \end{Bmatrix} \delta_{SS'}. \quad (3.12)$$

В правой части величина $(L || D || L')$ одна и та же для всего мультиплетта, т. е. относительные интенсивности определяются $3j$ - и $6j$ -символами. В слабом поле в линиях определенного

перехода $J \rightarrow J'$ относительная интенсивность определяется $3j$ -символами ($6j$ одинаковые), результат таких расчетов представлен в табл. 2.

В магнитном поле перемешивание состояний приводит к изменению относительных интенсивностей:

$$\langle JM|D|J^0M^0\rangle = \sum_{Ja} C_{JaM}^J \langle J_a M|D|J^0M^0\rangle = \sum_{Ja} C_{JaM}^J \sum_{Jb} R_{JbM}^{J^0} \langle J_a M|D|J_b M^0\rangle, \quad (3.13)$$

где $C_{J'M}^J(H)$ и $R_{J'M}^{J^0}(H)$ – коэффициенты смешивания для верхнего и нижнего уровней, являющиеся функцией от магнитного поля.

В итоге относительная интенсивность линии:

$$dW \propto S_M^{J_v J_n} = \left(\frac{1}{2}\right)^{|q|} \left[\sum_{Ja} C_{JaM}^{J_v} \sum_{Jb} R_{JbM}^{J_n} (-1)^{S+1+L_v+J_n+J_v-M} \begin{pmatrix} J_a & 1 & J_b \\ -M & q & M_n \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L_v & J_a & S \\ J_b & L_n & 1 \end{Bmatrix} \right]^2, \quad (3.14)$$

где M – проекция полного момента верхнего состояния; $q = 0$ для $\Delta M = 0$ ($M_n = M$, π -компоненты), $q = 1$ для $\Delta M = 1$ ($M_n = M - 1$, σ -компоненты с правокруговой поляризацией), $q = -1$ для $\Delta M = -1$ ($M_n = M + 1$, σ -компоненты с левокруговой поляризацией); индекс v относится к верхнему состоянию, n – к нижнему состоянию, в круглых скобках – $3j$ -символы, в фигурных скобках – $6j$ -символы (см. приложение).

4. Пример перехода ${}^2P_{3/2,1/2} - {}^2S_{1/2}$ (C IV, 3p–3s 5812 и 5801 Å)

Рассмотрим эволюцию в магнитном поле дублета ${}^2P_{3/2,1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$. На рис. 2 показано расщепление уровней 3p иона C IV в среднем магнитном поле (интервал тонкой структуры 0,00384 эВ). Как видно, в поле 65 Тл расщепление в два раза больше интервала тонкой структуры.

В слабом поле каждый мультиплет распадается на $(2j + 1)$ компонент, соответственно, появляется 10 линий (рис. 3), из которых четыре поляризованы параллельно полю (π -компоненты) и шесть антипараллельно (σ -компоненты). В очень сильном поле 3p-состояние переходит в пять почти равноудаленных уровней (рис. 2), в результате имеется шесть линий (2 π и 4 σ) в виде триплета из двоек линий. То есть в очень сильном поле перемешивание состояний приводит к подавлению четырех линий [9] (сравните с рис. 1). Интенсивности линий в зависимости от величины магнитного поля показаны на рис. 3.

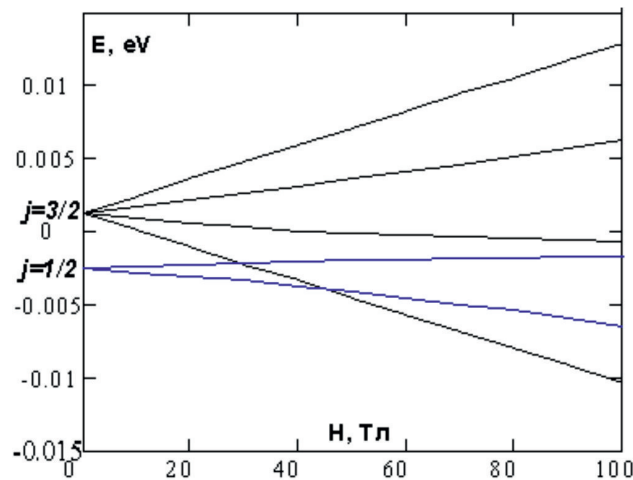


Рис. 2. Расщепление уровня ${}^2P_{3/2,1/2}$ иона C IV в магнитном поле
Fig. 2. Splitting of the ${}^2P_{3/2,1/2}$ level of the C IV ion in a magnetic field

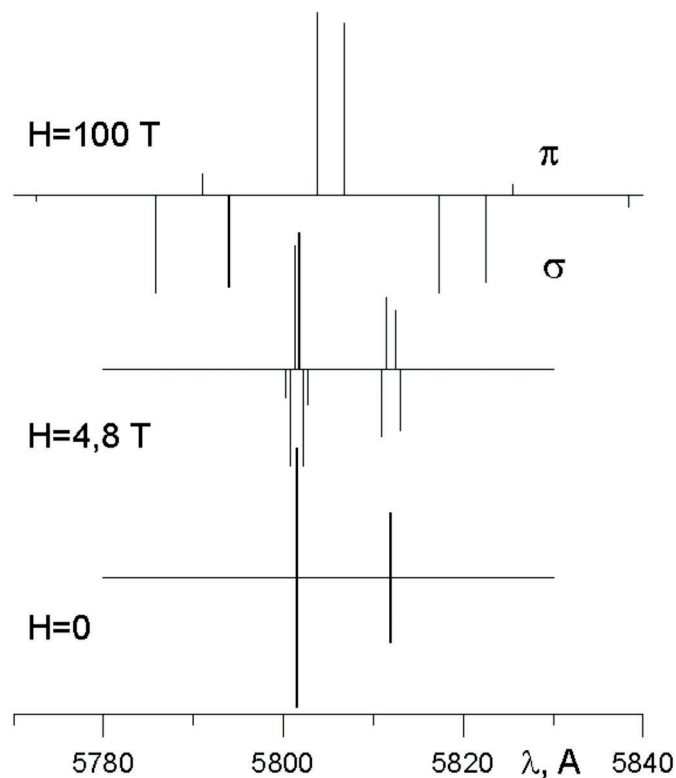


Рис. 3. Расщепление и подавление спектральных линий 3p-3s иона C IV
 Fig. 3. Splitting and suppression of spectral lines of 3p-3s ion C IV

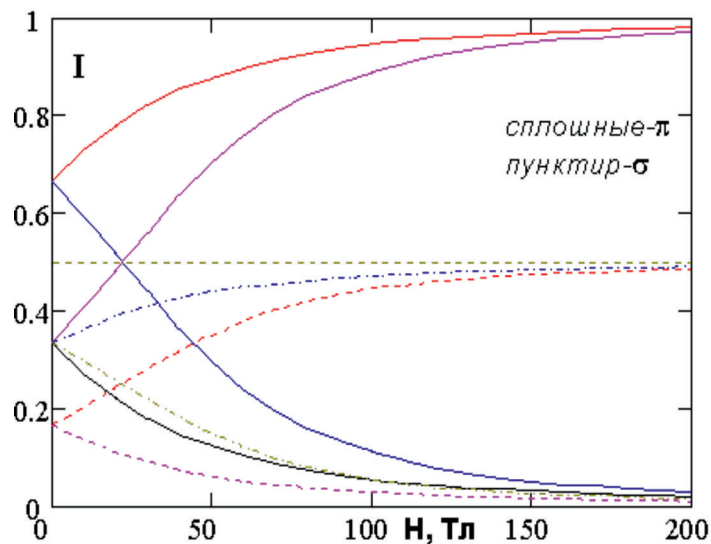


Рис. 4. Интенсивности линий компонент мультиплета 3p-3s в зависимости от магнитного поля
 (π – сплошные линии, σ – пунктирные)

Fig. 4. Line intensities of 3p-3s multiplet components as a function of the magnetic field (π – solid lines, σ – dashed lines)

5. Пример перехода ${}^2D_{5/2,3/2} - {}^2P_{3/2,1/2}$

Яркими линиями, соответствующими данному переходу, являются Si II, 4d-4p 5041 и 5055 Å, H $_{\alpha}$ 6562.8 Å и т. д.

Для магнитного поля на ГОЛ-3, равного 4,8 Тл ($\mu H = 2,777 \cdot 10^{-4}$ эВ), уровень 4d Si II при тонкой структуре в $1,614 \cdot 10^{-4}$ эВ расщепляется в почти полный эффект Пашена – Бака (рис. 5), тогда как уровень 4p при $\delta_T = 7,4361 \cdot 10^{-3}$ эВ расщепляется по аномальному эффекту Зеемана. То есть для линий должен наблюдаться частичный эффект Пашена – Бака.

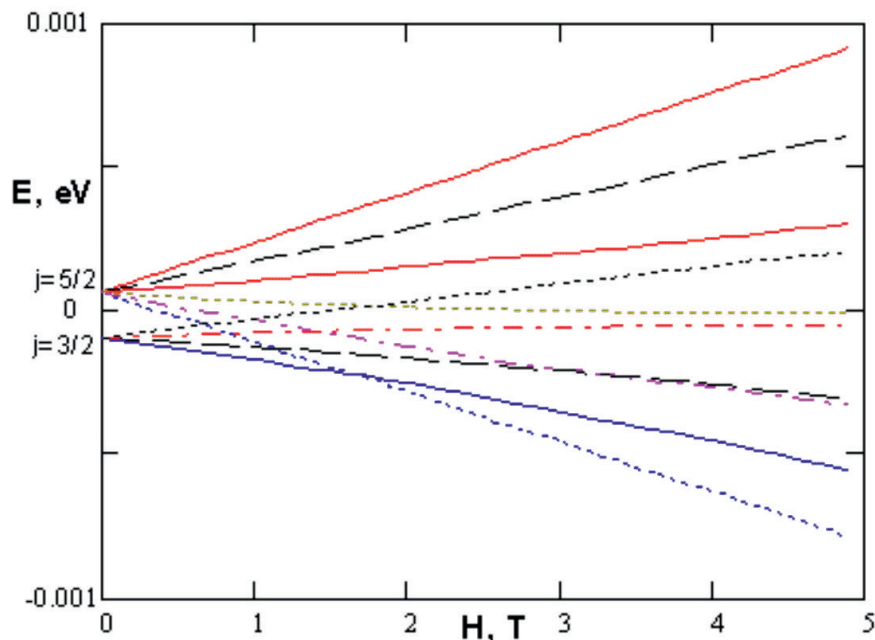


Рис. 5. Расщепление уровня $^2D_{5/2,3/2}$ иона Si II в магнитном поле

Fig. 5. Splitting of the $^2D_{5/2,3/2}$ level of Si II ion in a magnetic field

Всего линий 34: 12 π и 22 σ , из них в отсутствии поля 6 линий (2 π и 4 σ) являются запрещенными: это переходы $^2D_{5/2} - ^2P_{1/2}$, так как $\Delta J = 5/2 - 1/2 = 2$. В магнитном поле примесь $^2D_{3/2}$ в $^2D_{5/2}$ и примесь $^2P_{3/2}$ в $^2P_{1/2}$ делают переход разрешенным. Это является нетривиальным следствием квантовой механики и не описывается никакими приближениями. Особенно удивительным оказывается то, что уже в поле 5 Тл у «запрещенных» переходов одинаковая интенсивность с разрешенными переходами. Нужно отметить и то, что наличие запрещенных переходов увеличивает расщепление по длинам волн. Картина расщепления с ростом магнитного поля представлена на рис. 6.

На рис. 7 представлено сравнение расчета расщепления и экспериментально измеренный профиль σ -компонент для триплета $^2D - ^2P$ Si II 5055 и 5041 Å. Снизу на рис. 7 показаны σ -компоненты зеемановского расщепления, чуть выше – профиль линии для $T = 30$ эВ. При $T = 30$ эВ профиль линии слабо отличается от инструментального контура спектрального прибора. Верхняя кривая – это измеренный профиль, под ней расчетный профиль, наибольшее соответствие наблюдается при поле 4,5 Тл и $T = 130$ эВ. То есть по профилю линии можно определить магнитное поле в плазме и среднюю температуру ионов Si II – 100 эВ. Стрелками показаны компоненты расщепления, соответствующие запрещенным переходам. В плазме ГОЛ-3 как правило реализовывалась корональное равновесие, возбуждение уровней определялось электронным ударом, снятие возбуждения – излучением.

Другим важнейшим примером является линия H_α , самой яркой компонентой которой является переход $3d \ ^2D - 2p \ ^2P$. Из-за очень малой величины тонкой структуры даже в малых полях H_α расщепляется по полному эффекту Пашена – Бака. На рис. 8 представлены компоненты расщепления, экспериментальные данные и расчетный профиль для 4,5 Тл.

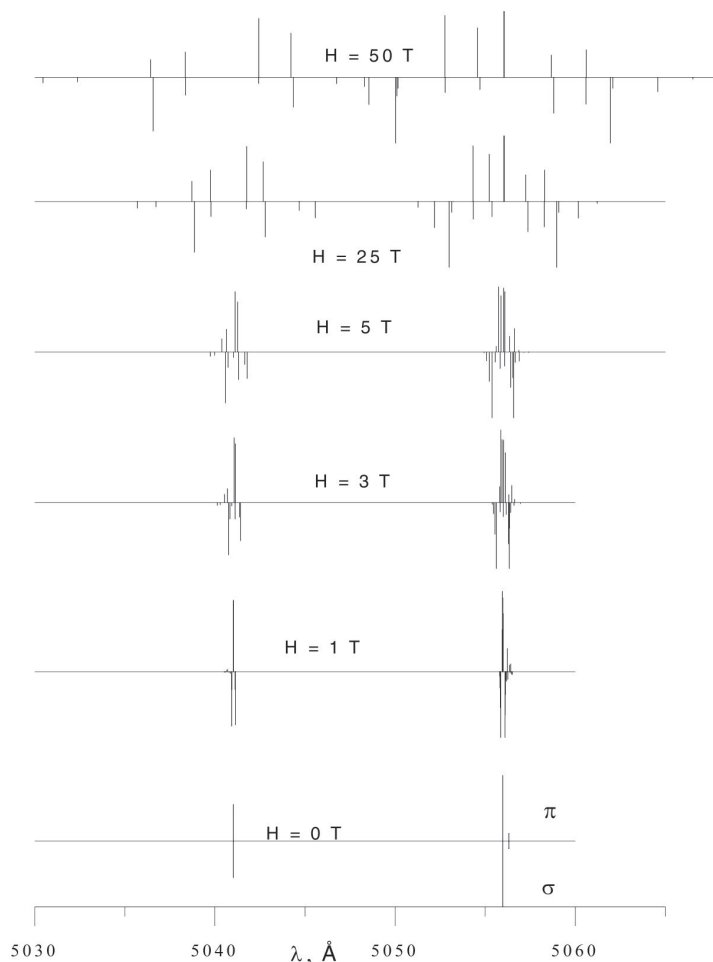


Рис. 6. Расщепление и сдвиг линий Si II 4d-4p в магнитном поле
 Fig. 6. Splitting and shifting of Si II 4d-4p lines in a magnetic field

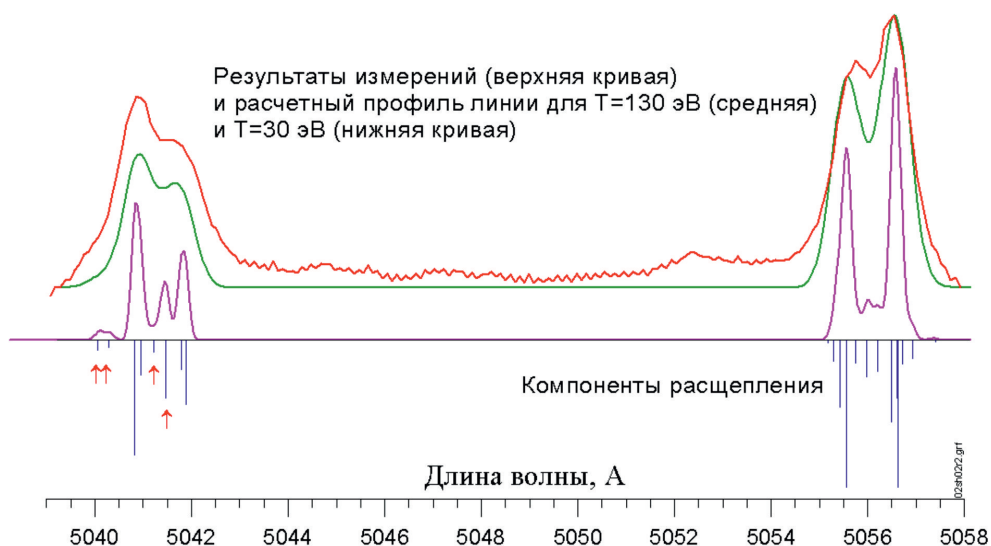


Рис. 7. Зеемановское расщепление σ -компонент триплета ${}^2D - {}^2P$ Si II,
 снизу – расчет, верхняя кривая – экспериментальные данные
 Fig. 7. Zeeman splitting of σ -components of the triplet ${}^2D - {}^2P$ Si II, bottom calculation, upper curve – experimental data

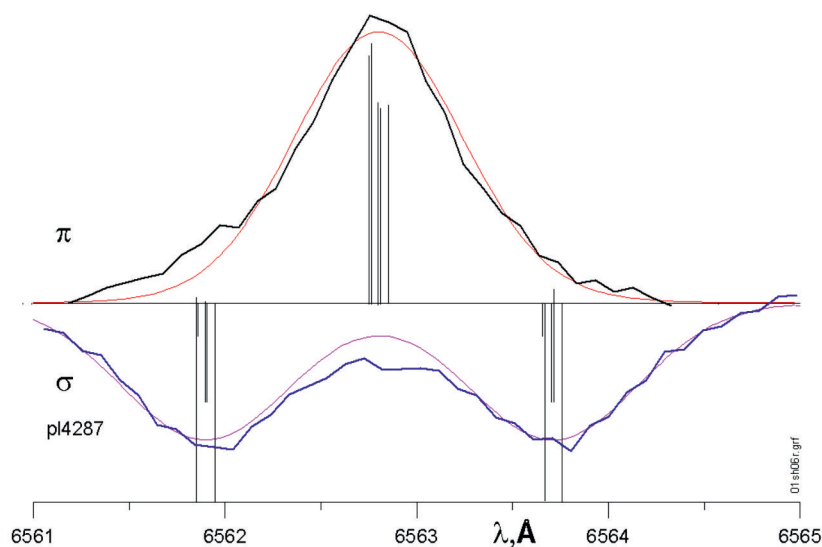


Рис. 8. Расщепление H_α в магнитном поле 4,5 Тл. Столбики – компоненты расщепления, плавные линии – расчет профиля, кривые – экспериментальный профиль линии.

Fig. 8. Splitting of H_α in a 4.5 Tesla magnetic field. Columns – splitting components, smooth lines – profile calculation, curves – experimental line profile.

Возможность измерения магнитного поля по зеемановскому расщеплению определяются возможностями спектрального прибора, доплеровским уширением линии и типом перехода. Для примера, линия H_α на рис. 8 – при уменьшении магнитного поля расщепление уровней снизится пропорционально полю, при поле 1 Тл $\Delta\lambda$ составит 0,4 Å между σ -компонентами, что, видимо, является минимальным для достоверного разделения двух пиков с тем же уширением профиля линии, что имеется на рис. 8.

6. Случай слабого поля для jl -связи

Связь типа jl реализуется, как правило, в тех случаях, когда оптический электрон находится в среднем на большом расстоянии от электронов атомного остатка. Именно при этом электростатическое взаимодействие оптического электрона с электронами атомного остатка может оказаться малым по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием электронов атомного остатка. Как раз такая ситуация встречается у инертных газов (например, неона Ne).

Атомный остаток характеризуется S_l и L_l , которые формируют полный момент атомного остатка $\mathbf{j} = \mathbf{S}_l + \mathbf{L}_l$. Электростатическое взаимодействие атомного остатка с возбужденным электроном (с орбитальным моментом l и спином s) $L_l S_l j l$ дает ряд уровней, каждый из которых характеризуется квантовым числом $\mathbf{K} = \mathbf{j} + \mathbf{l}$. Наконец, спин-орбитальное взаимодействие возбужденного электрона приводит к расщеплению каждого уровня $L_l S_l j l K$ на ряд J -компонент. J – полный момент атома, причем $J = K \pm 1/2$.

При классификации по этой схеме уровень характеризуется набором квантовых чисел $L_l S_l j l K J$. Обычно используют следующее обозначение: $^{2S_l+1}L_l j nl[K]J$.

В случае jl -связи для вычисления расщепления в слабом поле g -фактор для уровня $L_l S_l j l K J$ можно выразить через g -факторы приближения LS -связи:

$$g(L_l S_l j l K J) = \sum_{SL} \left| (SLJ | L_l S_l j l K J) \right|^2 g(SL). \quad [(28.12) \text{ в } [13]]$$

Суммирование по SL означает суммирование по всем термам данной конфигурации, для которых $L + S \geq J \geq |L - S|$. Выражение в круглых скобках вычисляется следующим образом:

$$(S_1 s [S] L_1 l [L] J | S_1 L_1 j [K] s J) = (-1)^{S_1 + s + S + L_1 + l + L + 2K} \sqrt{(2j+1)(2L+1)(2S+1)(2K+1)} \begin{Bmatrix} s & L_1 & j \\ l & K & L \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} S & L & J \\ K & S_1 & s \end{pmatrix},$$

здесь $S = S_1 + s$, $L = L_1 + l$.

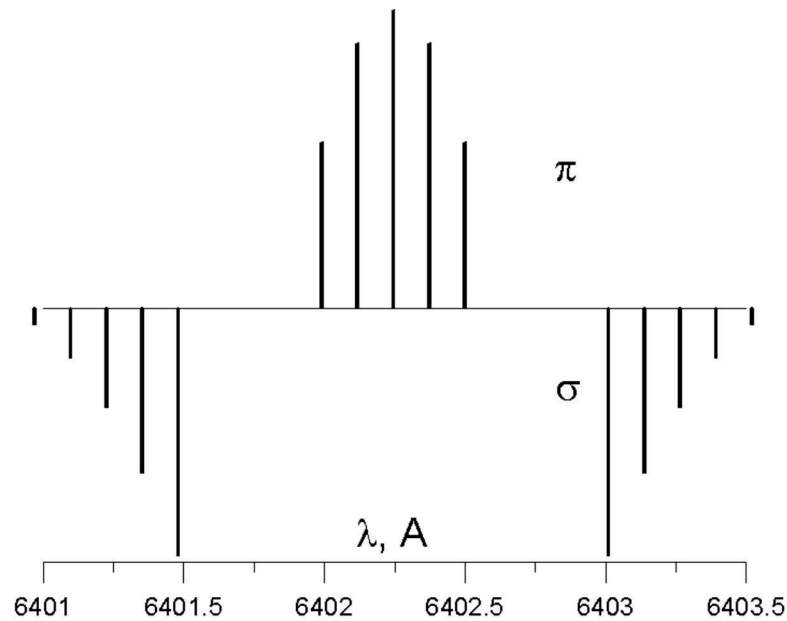


Рис. 9. Расщепление линии Ne I 6402 Å перехода $^3P_{3/2} 3p[5/2]_3 \rightarrow ^3P_{3/2} 3s[3/2]_2$ в магнитном поле 4 Тл по аномальному эффекту Зеемана
Fig. 9. Splitting of the Ne I 6402 Å line of the transition $^3P_{3/2} 3p[5/2]_3 \rightarrow ^3P_{3/2} 3s[3/2]_2$ in a 4 Tesla magnetic field by the anomalous Zeeman effect

Для нас представляло интерес расщепление линий мультиплетов 3s-3p NeI (вторичные стандарты длин волн) (рис. 9). В частности, для линии 6402,246 Å для верхнего уровня $g(^3P_{3/2} 3p[5/2]_3) = 3/2$, для нижнего $g(^3P_{3/2} 3s[3/2]_2) = 4/3$.

Список литературы

1. **Koidan V. S. et al.** Multimirror open trap GOL-3: recent results // Fusion Science and Technology. 2003. Vol. 43. No. 1T. P. 30–36.
2. **Postupaev V. V. et al.** Experiments with “Thin” Electron Beam at GOL-3 // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59. No. 1T. P. 144–149.
3. **Shoshin A. A. et al.** Plasma-Surface interaction during ITER type I ELMs: comparison of simulation with QSPA Kh-50 and the GOL-3 facilities // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59. No. 1T. P. 57–60.
4. **Акентьев Р. Ю. и др.** Спектроскопический комплекс для исследования плазмы на установке ГОЛ-3 // Приборы и техника эксперимента. 2004. № 2. С. 98–104.
5. **Akentyev R. Yu. et al.** Plasma Spectroscopy at the GOL-3 Facility // Fusion Science and Technology. 2003. Vol. 43. No. 1T. P. 253–255.

6. Полосаткин С. В. и др. Спектроскопические исследования на установке ГОЛ-3 взаимодействия мощного плазменного потока с твердым телом // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 2. С. 100–107.
7. Аржанников А. В. и др. Измерение импульсных высоких давлений по сдвигу линий флуоресценции рубина // Приборы и техника эксперимента, 2006. № 2. С. 157–161.
8. Shoshin A. A. et al. Study of Plasma-Surface Interaction at the GOL-3 Facility // Fusion Engineering and Design. 2017. Vol. 114. P. 157–179.
9. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М: Физматгиз, 1960. § 45–47.
10. Запругаев С. А. Эффект Зеемана уровней тонкой структуры водородоподобного атома // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 47, вып. 1. С. 18–26.
11. Запругаев С. А., Манаков Н. Л., Пальчиков В. Г. Теория многозарядных ионов с одним и двумя электронами. М.: Энергоатомиздат, 1985. § 4.5.
12. McLean E. A. et al. Observation of magnetic fields in laser-produced plasma using the Zeeman effect // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27 (5). P. 1327–1335.
13. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977.
14. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Т. 3. Квантовая механика. М.: Наука, 1989. § 113.
15. Берестецкий В. Б., Лившиц Е. М., Питаевский Л. П. Т. 4 «Квантовая электродинамика». М.: Наука, 1989. § 51.
16. Шпольский Э. В. Атомная физика. М.: Наука. 1974. Т. 2. §77–79.
17. Souw E. K., Uhlenbusch J. Calculation of the combined Zeeman and translational Stark effect on the Na-multiplier // Physics. 1983. Vol. 122C. P. 353–374.
18. Andersson M., Jönsson P. HFSZEEMAN — A program for computing weak and intermediate field fine and hyperfine structure Zeeman splittings from MCDHF wave functions // Computer Physics Communications. 2008. Vol. 178. P. 156–170.
19. Bhandari G., Pathak S. D., Sharma M. Generalized uncertainty principle and the Zeeman effect: Relativistic corrections unveiled // Nucl. Phys. 2025. Vol. B 1012. P. 116817.

References

1. Koidan V. S. et al. Multimirror open trap GOL-3: recent results. *Fusion Science and Technology*, 2003, vol. 43, no. 1T, pp. 30–36.
2. Postupaev V. V. et al. Experiments with “Thin” Electron Beam at GOL-3. *Fusion Science and Technology*, 2011, vol. 59, no. 1T, pp. 144–149.
3. Shoshin A. A. et al. Plasma-Surface interaction during ITER type I ELMs: comparison of simulation with QSPA Kh-50 and the GOL-3 facilities. *Fusion Science and Technology*, 2011, vol. 59, no. 1T, pp. 57–60.
4. Akent'ev R. Yu. et al. Spectral Diagnostics for Plasma Research at the GOL-3 Facility. *Instruments and Experimental Techniques*. 2004, 47, no. 2, pp. 224–229. (in Russ.)
5. Akentjev R. Yu. et al. Plasma Spectroscopy at the GOL-3 Facility. *Fusion Science and Technology*, 2003, vol. 43, no. 1T, pp. 253–255.
6. Polosatkin S. V. et al. Spectroscopic Studies of the Interaction of a High-Power Plasma Stream with a Solid on the GOL-3 Facility. *Instruments and Experimental Techniques*, 2008, 51, no. 2, pp. 251–257. (in Russ.)
7. Arzhannikov A. V. et al. Measurement of High Pulsed Pressures Using the Shift of Ruby Fluorescence Lines. *Instruments and Experimental Techniques*, 2006, vol. 49, no. 2, pp. 293–296. (in Russ.)
8. Shoshin A. A. et al. Study of Plasma-Surface Interaction at the GOL-3 Facility. *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 114, pp. 157–179.

9. **Bethe G., Solpeter E.** Quantum mechanics of atoms with one and two electrons, Moscow, Fizmatgiz publ., 1960, § 45–47. (in Russ.)
10. **Zapryagaev S. A.** Zeeman effect of fine structure levels of hydrogen-like atom. *Optics and Spectroscopy*, 1979, vol. 47, no. 1, pp. 18–26. (in Russ.)
11. **Zapryagaev S. A., Manakov N. L., Palchikov V. G.** Theory of Multicharged Ions with One and Two Electrons. Moscow, Energoatomizdat, 1985, § 4,5. (in Russ.)
12. **McLean E. A. et al.** Observation of magnetic fields in laser-produced plasma using the Zeeman effect. *Phys. Fluids*, 1984, vol. 27 (5), pp. 1327–1335.
13. **Sobelman I. I.** Introduction to the Theory of Atomic Spectra. Moscow, Nauka publ., 1977. (in Russ.)
14. **Landau L. D., Livshits E. M.**, Quantum Mechanics, vol. 3. Moscow, Nauka publ., 1989. § 113. (in Russ.)
15. **Berestetsky V. B., Livshits E. M., Pitaevsky L.P.** vol. 4. Quantum Electrodynamics. Moscow, Nauka publ., 1989. § 51. (in Russ.)
16. **Shpolsky E. V.** Atomic Physics, vol. 2. Moscow, Nauka publ., 1974, §77–79. (in Russ.)
17. **Souw E. K., Uhlenbusch J.** Calculation of the combined Zeeman and translational Stark effect on the Ha-multiplet. *Physica 122C*, 1983, pp. 353–374.
18. **Andersson M., Jönsson P.** HFSZEEMAN — A program for computing weak and intermediate field fine and hyperfine structure Zeeman splittings from MCDHF wave functions. *Computer Physics Communications*, 2008, vol. 178, pp. 156–170.
19. **Bhandari G., Pathak S. D., Sharma M.** Generalized uncertainty principle and the Zeeman effect: Relativistic corrections unveiled. *Nucl. Phys.*, 2025, vol. B 1012, p. 116817.

Приложение. Формулы для $3j$ - и $6j$ -символов

$3j$ -символы обладают следующими свойствами по перестановке:

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_2 & j & j_1 \\ m_2 & m & m_1 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j} \begin{pmatrix} j_1 & j & j_2 \\ m_1 & m & m_2 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ -m_1 & -m_2 & -m \end{pmatrix}.$$

Для частного случая $j = 1$ [13, с. 69]:

$$\begin{pmatrix} j+1 & j & 1 \\ m & -m-1 & 1 \end{pmatrix} = (-1)^{-j-m-1} \left[\frac{(j-m)(j-m+1)}{(2j+3)(2j+2)(2j+1)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{pmatrix} j+1 & j & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m-1} \left[\frac{(j+m+1)(j-m+1)}{(2j+3)(j+1)(2j+1)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{pmatrix} j & j & 1 \\ m & -m-1 & 1 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \left[\frac{(j-m)(j+m+1)}{(j+1)(2j+1)2j} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{pmatrix} j & j & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \frac{m}{[(j+1)(2j+1)j]^{\frac{1}{2}}}.$$

$6j$ -символы остаются инвариантными при любой перестановке их столбцов, а также при перестановке нижних и верхних аргументов в каждом из любых двух столбцов. Некоторые полезные формулы ($s = a + b + c$) [13, с. 74]:

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 0 & c & b \end{Bmatrix} = (-1)^s [(2b+1)(2c+1)]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b-1 \end{Bmatrix} = (-1)^s \left[\frac{s(s+1)(s-2a+1)(s-2a)}{(2b-1)2b(2b+1)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b \end{Bmatrix} = (-1)^s \left[\frac{2(s+1)(s-2a)(s-2b)(s-2c+1)}{2b(2b+1)(2b+2)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Сведения об авторе

Шошин Андрей Алексеевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Information about the Author

Andrey A. Shoshin, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher

Статья поступила в редакцию 20.01.2025;

одобрена после рецензирования 10.02.2025; принята к публикации 14.04.2025

The article was submitted 20.01.2025;

approved after reviewing 10.02.2025; accepted for publication 14.04.2025

Научная статья

УДК 03.1, 04.1

DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-54-67

Математическое моделирование импульсного заполнения водородом вакуумированной трубки

Андрей Васильевич Аржанников¹, Денис Алексеевич Самцов^{*1}
Станислав Леонидович Сеницкий¹, Дмитрий Анатольевич Старостенко¹
Дмитрий Владимирович Хмельницкий², Диляра Фуатовна Ганеева²
Дмитрий Александрович Мастюк^{2,3}, Роман Викторович Протас^{2,4}
Дмитрий Витальевич Петров²

¹Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

²Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт
технической физики им. акад. Е. И. Забабахина, Снежинск, Россия

³Южно-Уральский государственный университет (НИУ)
Челябинск, Россия

⁴Снежинский физико-технический институт –
филиал Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ», Снежинск, Россия

*D.A.Samtsov@inp.nsk.su

Аннотация

Решена задача о быстром импульсном заполнении водородом длинной вакуумированной цилиндрической трубки. Численное решение задачи проведено в рамках системы уравнений газовой динамики. По результатам этого решения представлена картина пространственно-временной динамики процесса заполнения трубки водородом, инжектируемым в нее через сопла, установленные на ее концах. В результате проведенного моделирования продемонстрировано, что выбранное инженерно-физическое решение по заполнению трубки водородом удовлетворяет требованиям задачи по созданию в ней тонкого плазменного шнура с высокой концентрацией электронов.

Ключевые слова

взаимодействие РЭП с плазмой, килоамперный релятивистский электронный пучок, зарядовая нейтрализация, пеннинговский разряд

Для цитирования

Аржанников А. В., Самцов Д. А., Сеницкий С. Л., Старостенко Д. А., Хмельницкий Д. В., Ганеева Д. Ф., Мастюк Д. А., Протас Р. В., Петров Д. В. Математическое моделирование импульсного заполнения водородом вакуумированной трубки // Сибирский физический журнал. 2025. Т. 20, № 2. С. 54–67. DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-54-67

Mathematical Simulation of the Pulsed Fulfilling with the Hydrogen of the Vacuumed Tube

Andrey V. Arzhannikov¹, Denis A. Samtsov^{*1}, Stanislav L. Sinitsky¹
Dmitry A. Starostenko¹, Dmitry V. Khmel'nitsky², Dilyara F. Ganeeva²
Dmitry A. Mast'yuk^{2,3}, Roman V. Protas^{2,4}, Dmitry V. Petrov²

¹ Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russian Federation

² Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute
of Technical Physics named after Academician E. I. Zababakhin",
Snezhinsk, Russian Federation

³ Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education (NRU),
Chelyabinsk, Russian Federation

⁴ Snezhinsk Institute of Physics and Technology –
Department of National Research Nuclear University MEPhI,
Snezhinsk, Russian Federation

^{*}D.A.Samtsov@inp.nsk.su

Abstract

The problem concerned rapid pulsed hydrogen filling of a long, vacuumed cylindrical tube was solved. The numerical solution was performed with a system of gas dynamics equations. According to the results of this solution provide a picture of the spatiotemporal dynamics of the tube filling with hydrogen injected through nozzles installed at its ends. Results of the simulation demonstrated that the chosen engineering and physical solution for filling the tube with hydrogen satisfies the requirements for creating a thin plasma column with a high electron concentration.

Keywords

Interaction of REB with plasma, kiloampere relativistic electron beam, charge neutralization, Penning discharge

For citation

Arzhannikov A. V., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Starostenko D. A., Khmel'nitsky D. V., Ganeeva D. F., Mast'yuk D. A., Protas R. V., Petrov D. V. Mathematical simulation of the pulsed fulfilling with the hydrogen of the vacuumed tube. *Siberian Journal of Physics*, 2025, vol. 20, № 2, pp. 54–67. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-54-67

Введение

Один из подходов к решению проблемы генерации мощных потоков излучения в интервале частот 0,3–1 ТГц заключается в использовании эмиссии из плазмы электромагнитных волн, получаемых в результате трансформации электронной плазменной волны, которая накачивается сильнооточным релятивистским электронным пучком (РЭП). Экспериментальные и теоретические исследования в этом направлении осуществляются в ИЯФ СО РАН с 2010 г. [1; 2]. В настоящее время они проводятся на установке ГОЛ-ПЭТ [3; 4]. На этой установке инжекцией релятивистского электронного пучка (РЭП) с плотностью тока 1–2 кА/см² в плазменный столб с концентрацией электронов $(5\text{--}7) \cdot 10^{14}$ см⁻³ в ведущем магнитном поле с индукцией 3–4 Тл осуществлена генерация потока терагерцового излучения в интервале частот 0,1–0,5 ТГц (см. [3; 4]). Плазменный столб с указанными параметрами создавался импульсным высоковольтным разрядом на основе опыта, накопленного в течение многолетних экспериментальных исследований [5–7].

Достигнутые в экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ результаты в совокупности с теоретическими исследованиями трансформации верхне-гибридных колебаний плазмы [2; 8–9] позволили сформулировать путь перехода к генерации в такой пучково-плазменной системе потоков излучения в области 1 ТГц [10]. Для перехода в указанный частотный интервал необходимо повысить концентрацию плазмы до $(5\text{--}7) \cdot 10^{15}$ см⁻³ с соответствующим повышением плотности тока пучка до $(10\text{--}15)$ кА/см². Проект установки с такими параметрами пучка и плаз-

мы был сформулирован в работе [10] и получил название ЛИУ-ПЭТ. Одно из препятствий к реализации проекта ЛИУ-ПЭТ состоит в том, что в линейном индукционном ускорителе (ЛИУ), из которого пучок инжектируется в плазму, эмиссия электронов осуществляется с поверхности накаливаемого катода, которая не допускает даже малых воздействий со стороны остаточных газов в высоковакуумном объеме ускорительного диода. По этой причине заполнение газом области вакуумной камеры, где электронный пучок проходит по плазменному шнуру, должно осуществляться на минимальном интервале времени и таким образом, чтобы этот газ не смог достигнуть диода ускорителя.

В статье рассмотрена задача о быстром импульсном заполнении нейтральным газом вакуумного объема, ограниченного длинной цилиндрической трубкой. Решение задачи проведено для конкретной геометрии, которая приемлема для создания плазменного шнура, подходящего для инъекции в него РЭП с плотностью тока масштаба 10 кА/см^2 . Цель этих расчетов состояла в том, чтобы найти оптимальные условия для инъекции газа в трубку через импульсные клапаны, при которых достигается необходимая концентрация водорода и не допускается его распространение в сторону ускорителя. В первом разделе основного текста статьи дано краткое описание геометрии системы импульсного высоковольтного разряда и сформулированы требования к системе импульсной подачи газа в разрядный промежуток. Далее приведены картины динамики заполнения газом вакуумной полости внутри длинной кварцевой трубки, полученные в рамках компьютерного моделирования процесса распространения потоков газа. В заключении текста обобщены установленные закономерности импульсного заполнения нейтральным газом вакуумной полости внутри трубки.

1. Геометрия и характерные временные масштабы создания плазменного шнура

В экспериментах по генерации потоков ТГц-излучения, которые будут реализованы на ускорительном комплексе ЛИУ-ПЭТ, требуется создать тонкий плазменный шнур большой протяженности, параметры которого адекватны задаче возбуждения верхне-гибридных плазменных волн при прохождении пучка релятивистских электронов. Геометрия высоковольтного разрядного промежутка для создания такого плазменного шнура представлена на рис. 1. Для обеспечения требуемой плотности электронов плазмы ($\sim 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) путем ионизации водорода высоковольтным разрядом необходима высокая плотность тока ($\sim 3 \text{ кА/см}^2$) в разрядном промежутке. Чтобы достигнуть такой высокой плотности тока в разряде, потребовалось ограничить диаметр протяженного газового облака. В качестве ограничителя диаметра газового облака, по которому будет реализовываться высоковольтный разряд, была выбрана кварцевая трубка диаметром 22 мм с диэлектрическими кольцами диаметром 16 мм, размещенными внутри нее, как это показано на рис. 1.

Вообще говоря, для получения тонкого цилиндрического плазменного шнура необходимо создать две взаимодополняющие системы: систему импульсного формирования протяженного цилиндрического газового облака и систему формирования импульса высоковольтного разряда, обеспечивающих необходимую степень ионизации в этом облаке. В данной статье мы ограничимся рассмотрением системы формирования цилиндрического газового облака путем импульсной подачи водорода в кварцевую трубку за счет быстрого открывания и закрывания импульсных клапанов.

В данной системе быстрого импульсного создания тонкого цилиндрического облака можно выделить три основных элемента. Ключевым элементом является быстрый импульсный клапан, через который осуществляется инъекция газа в вакуумный объем установки. В экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ используется импульсный электромагнитный клапан фирмы Festo. На входе клапана необходимо поддерживать заданную величину давления напускаемого газа. Это достигается работой схемы подачи газа, которая включает баллон высокого давления

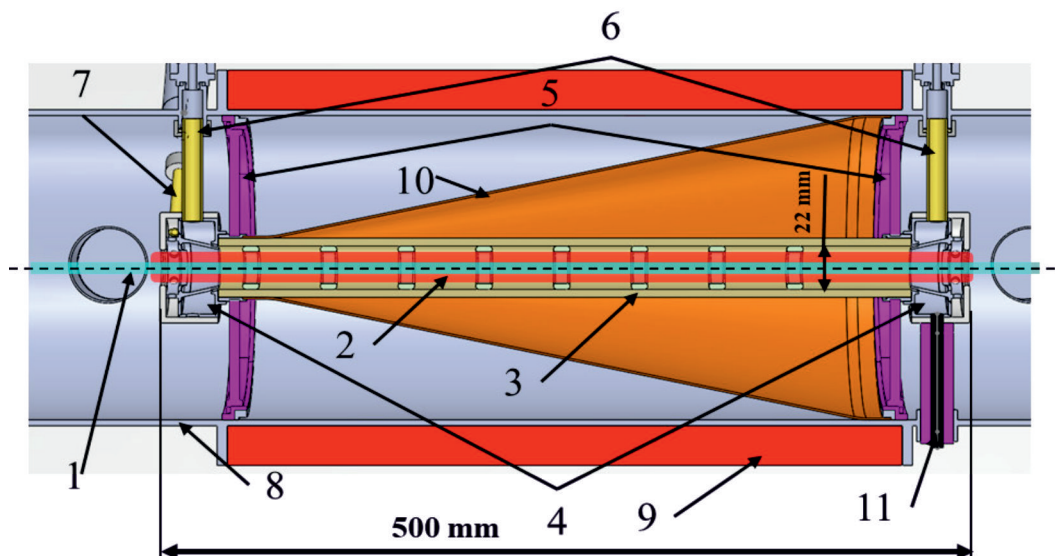


Рис. 1. Схема газоразрядной камеры пучково-плазменного генератора ЛИУ-ПЭТ: 1 – РЭП, поступающий от ЛИУ в условиях его сжатия до $\varnothing 10\text{--}12$ мм; 2 – плазменный шнур диаметром 16 мм; 3 – кварцевая трубка, ограничивающая диаметр газового шнура из водорода; 4 – два коаксиальных сопла для инъекции водорода в кварцевую трубку; 5 – диэлектрические перегородки для фиксации кварцевой трубки; 6 – трубки подачи водорода к соплам от импульсных клапанов; 7 – трубка для подачи криптона; 8 – стальная вакуумная камера; 9 – соленоид; 10 – медный конус для подключения заземляемого кольцевого электрода; 11 – подвод высокого напряжения на потенциальный кольцевой электрод

Fig. 1. Scheme of the gas-discharge chamber of the beam-plasma generator LIA-PET: 1 – REB coming from the LIA under conditions of its compression to $\varnothing 10\text{--}12$ mm; 2 – plasma cord with a diameter of 16 mm; 3 – quartz tube limiting the diameter of the hydrogen gas cord; 4 – two coaxial nozzles for injecting hydrogen into the quartz tube; 5 – dielectric partitions for fixing the quartz tube; 6 – tubes for supplying hydrogen to the nozzles from pulse valves; 7 – tube for supplying krypton; 8 – stainless steel vacuum chamber; 9 – solenoid; 10 – copper cone for connecting the grounded ring electrode; 11 – high voltage supply for the potential ring electrode

для хранения запаса газа, промежуточный объем на входе в клапан и редуктор, который задает требуемый перепад давления между баллоном и промежуточным объемом. Поток газа, инжектируемый через импульсные клапаны, распространяется до торцов кварцевой трубки по металлическим трубкам с внутренним диаметром 6 мм и протяженностью около 100 мм. Это распространение газа при импульсной работе клапанов и моделировалось в ходе компьютерных расчетов.

Следует отметить, что использование ЛИУ в качестве исходного источника килоамперного РЭП требует поддержания остаточного вакуума за пределами секции высоковольтного плазменного разряда на уровне 10^{-7} Па (10^{-9} торр.). В этих условиях необходимо максимально понижать количество газа, инжектируемого через импульсные клапаны в вакуумный объем. При этом в плазменном шнуре, создаваемом в кварцевой трубке, требуется обеспечить концентрацию плазмы в интервале от $2 \cdot 10^{15}$ до $1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Этим несколько противоречивым требованиям должна удовлетворять система импульсного напуска газа в вакуумную полость кварцевой трубки, где осуществляется высоковольтный разряд, создающий плазменный шнур.

Напомним, что размеры пространственной области, где с помощью высоковольтного разряда создается плазменный шнур, определяются внутренним диаметром кварцевой трубки (22 мм) и ее длиной (330 мм). Диаметр проходящего по шнуру пучка релятивистских электронов должен не превышать 12 мм, а диаметр плазменного шнура, который задается диафрагмами, имеет величину 16 мм. На торцах используемой кварцевой трубки располагаются высоковольтные электроды, обеспечивающие протекание разрядного тока по этому шнуру, масштаба 10 кА. Для обеспечения требуемых условий формирования высоковольтного плазменного раз-

ряда система напуска газа будет работать следующим образом. Инжекция потоков газа осуществляется с двух концов трубки навстречу друг другу через аксиально симметричные сопла, в которых смонтированы указанные электроды. До этих сопел потоки газа распространяются от клапанов по специальным трубкам диаметром 6 мм. Истечение газа из сопел должно формировать однородное по азимуту распределение газа. В представленной геометрии импульсной подачи газа в трубку должно достигаться минимальное его поступление в остальное пространство, где поддерживается высокий вакуум за счет интенсивной откачки. Именно эта геометрия импульсного напуска газа была положена в модельные расчеты заполнения газом протяженной кварцевой трубки, предназначенной для осуществления высоковольтного разряда.

2. Темп напуска газа через импульсный клапан, использованный при проведении расчетов

Проводимые модельные расчеты в рамках газовой динамики призваны характеризовать зависимости параметров протяженного газового облака (характерное время заполнения газом трубки, достигаемая концентрация, однородность по сечению и длине) от геометрических размеров системы импульсной подачи газа, параметров работы клапана, включая время открывания, и давление газа в промежуточном объеме на его входе.

Для выбора конкретного решения по реализации рассматриваемого нами подхода была создана трехмерная компьютерная модель плазменной секции. По результатам проведения моделирования необходимо было описать динамику изменения во времени распределения плотности газа по длине газоразрядной трубки. В процессе моделирования прослеживалась динамика распространения газа от импульсных клапанов по подводящим трубкам к кольцевым щелевым соплам, расположенным по концам трубки, и далее внутри кварцевой газоразрядной трубки (см. рис. 1). При этом важным элементом системы импульсного напуска газа является собственно импульсный клапан, который не отражен на этом рисунке.

В рассматриваемой схеме напуска газа для установки ЛИУ-ПЭТ, которая аналогична той, что реализована на установке ГОЛ-ПЭТ, будет применен импульсный электромагнитный клапан FESTO MH-1. Управление клапаном осуществляется путем пропускания тока через катушку соленоида. Возбуждаемое таким образом магнитное поле втягивает в полость катушки шток, выполненный из магнитного материала. Этот шток, исходно запирающий отверстие клапана, предназначенное для пропускания газа, при втягивании в полость катушки открывает это отверстие, обеспечивая прохождение газа через клапан. Важной характеристикой клапана является скорость поступления газа при его открытом состоянии. Отметим, что данная характеристика клапана зависит прежде всего от перепада давления на входе и выходе клапана. Для корректного учета расхода газа через клапан были проведены измерения такого смещения штока при импульсном включении тока в катушке с фронтом нарастания ~ 100 мкс. График зависимости смещения штока от времени с момента начала подачи тока в электромагнит приведен на рис. 2. Для аналитического описания зависимости смещения поршня от времени до момента его максимального смещения (момент времени 3.2 мс), приведенной на графике, можно использовать аналитическое выражение следующего вида:

$$x(t) = A + B \cdot t + C \cdot t^2, \quad (1)$$

где $A = -0,016 \pm 0,001$ мм, $B = (8,23 \pm 0,01) \cdot 10^{-2}$ мм/мс и $C = (1,20 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$ мм/мс².

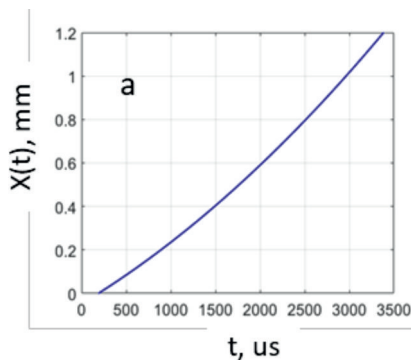


Рис. 2. Зависимость смещения штока от времени

Fig. 2. Dependence of the piston rod displacement on time

В свою очередь, при подготовке к проведению моделирования распространения газа в вакуумной камере была проведена серия предварительных расчетов по определению количества молекул водорода, выходящих через сечение клапана, когда клапан находится в полностью открытом состоянии при двух значениях давления газа на его входе. Результаты этих расчетов приведены в табл. 1, где в правом столбце приведено количество молекул водорода NH_2 , прошедших через клапан за время 1 мс.

Таблица 1

Результат расчета расхода газа при работе клапана

Table 1

Result of the calculation of gas consumption during valve operation

№ расчета	Давление на входе, Па	Давление на выходе, Па	N_{max} , кг/с·м ²
1	101325	1,3332e-05	58,4
2	10132,5	1.3332e-05	5,74

В дальнейшем, в расчетах зависимость смещения клапана от времени принималась линейной: коэффициенты A и C равны нулю, поскольку A характеризует задержку между моментом подачи тока и началом открытия клапана, а C в связи с его малостью. Нормировка расхода газа при частичном открытии клапана осуществлялась в соответствии с пространственным смещением запорного поршня клапана в приближении, даваемом следующим выражением:

$$N(P, t) = N_{\text{max}}(P) \cdot x(t) x_{\text{max}}. \quad (2)$$

3. Расчеты пространственно-временной динамики распространения газа при заполнении трубки

Расчеты пространственно-временного распределения концентрации водорода при различных режимах заполнения области локализации высоковольтного разряда проводились в трехмерной геометрии. Решалась система уравнений газодинамики с учетом процессов теплопроводности и вязкости, замкнутая уравнением состояния идеального газа. В силу малой длительности процесса в расчетах не учитывался теплообмен между газом и стенками кварцевой трубки.

Для численного решения системы уравнений использовался метод конечных объемов. Расчетные элементы – произвольные выпуклые многогранники. Для более детального описания особенностей геометрии применялось локальное измельчение расчетных элементов. Пример сеточной модели представлен на рис. 3.

В качестве начальных условий задавались давление в вакуумной камере 10^{-5} Па, давление в ресивере (на входе клапана) P_p и температура в системе 273 К. На всех границах расчетной области задавалось условие непроницаемой стенки, кроме границ, моделирующих клапан, на которых задавался расход газа.

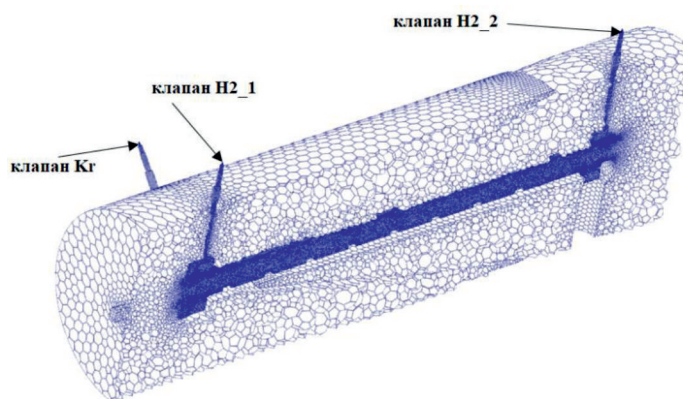


Рис. 3. Пример сеточной модели

Fig. 3. Example of a grid model

Результаты расчетов для различных режимов инжекции газа в виде средней по объему кварцевой трубки концентрации водорода $\langle n \rangle$ и ее неоднородности $\frac{|n_{\max} - \langle n \rangle|}{\langle n \rangle}$ на момент прекращения подачи водорода представлены в табл. 2. В варианте 1 рассматривался режим инжекции, когда в ресивере находится водород с начальным давлением, равным 1 атм, а время инжекции газа составляет 1 мс.

Таблица 2

Результаты расчетов для различных режимов инжекции газа

Table 2

Calculation results for different gas injection modes

№ расчета	Давление в ресивере P , атм.	Время инжекции газа $t_{\text{и}}$, мс	Средняя концентрация водорода $\langle n \rangle$, см $^{-3}$	Неоднородность концентрации $\frac{ n_{\max} - \langle n \rangle }{\langle n \rangle}$, %
1	1	1	$7 \cdot 10^{16}$	42
2	0,1	2	$6,5 \cdot 10^{15}$	50
3	0,1	1	$2,7 \cdot 10^{15}$	55
4	0,1	0,5	$1,1 \cdot 10^{15}$	45
5	0,1	0,8	$1,93 \cdot 10^{15}$	56
6	0,1	0,8	$1,9 \cdot 10^{15}$	57

В варианте 1 рассматривался режим инъекции, когда в ресивере находится водород с начальным давлением, равным 1 атм, а время инъекции газа составляет 1 мс. Полученное значение средней концентрации водорода превышает требуемое $(2 - 3) \cdot 10^{15}$ на два порядка, поэтому в последующих вариантах давление в ресивере было уменьшено до 0,1 атм. Варьирование времени инъекции газа (варианты 2–5) показало, что наиболее приемлемым режимом является вариант 5 с $t_{\text{и}} = 0,8$ мс. Зависимость от времени подачи водорода в трубку для этого варианта инъекции газа показана на рис. 4, а. Для уменьшения вытекания водорода через торцы кварцевой трубки дополнительно к варианту 5 был рассмотрен вариант 6, в котором предусматривается подача тяжелого газа – криптона в область вакуумной камеры вне газоразрядной трубки в окрестности ее торца. Динамика подачи газов через импульсные клапаны для этого варианта 6, когда поступление водорода в полость трубки сопровождается одновременной подачей криптона в окрестность, представлена на рис. 4, б.

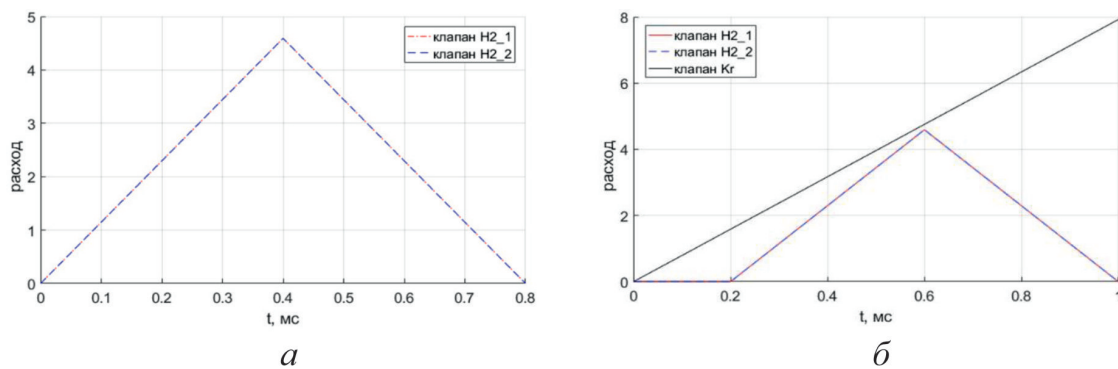


Рис. 4. Зависимости расхода газа ($\text{кг/с} \cdot \text{м}^2$) от времени для вариантов 5 (а) и 6 (б)
Fig. 4. Gas consumption ($\text{kg/s} \cdot \text{m}^2$) versus time for options 5 (a) and 6 (b)

Пространственные распределения концентрации водорода в полости трубки на момент закрытия клапанов по варианту 5 представлены на рис. 5. Из представленной картины распределения концентрации водорода видно, что на момент времени 0,8 мс от начала процесса открывания клапанов, когда уже завершилось их закрывание, инжектируемые из противоположных щелевых сопел потоки водорода только достигли середины трубки. Распределение концентрации водорода по оси трубки для этого момента времени представлены на рис. 6. Из представленного на рисунке распределения концентрации водорода видно, что в средней по длине области трубки величина концентрации водорода в 2,5 раза ниже, чем ее максимальная величина, локализованная у ее концов.

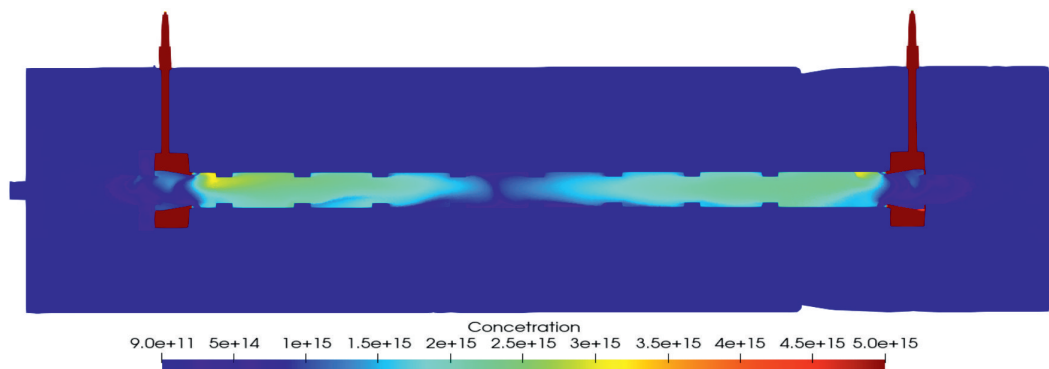


Рис. 5. Распределение концентрации водорода в варианте 5 на момент закрытия клапанов водорода (0,8 мс)
Fig. 5. Distribution of hydrogen concentration in variant 5 at the moment of closing of hydrogen valves (0.8 ms)

Из этого следует, что для достижения однородного распределения концентрации требуется дополнительное время, и масштаб этого времени определен в расчетах, проведенных для последующих моментов времени.

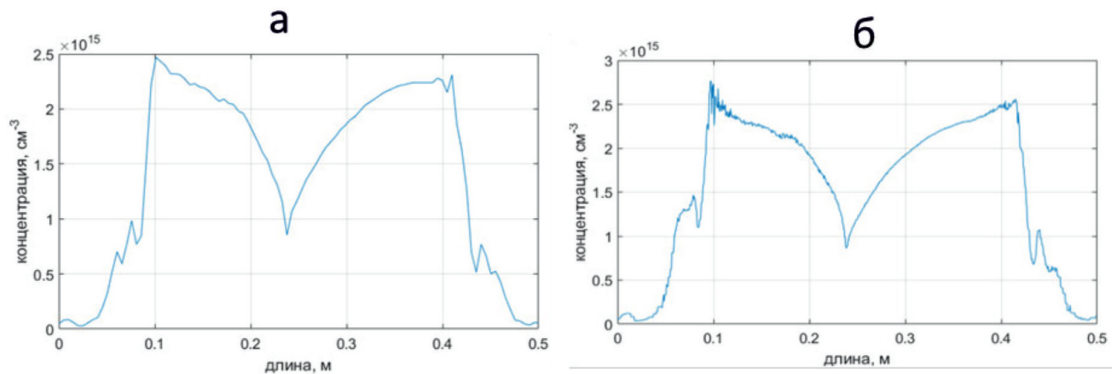


Рис. 6. Распределение концентрации водорода в момент окончания подачи газа для двух вариантов напусков газов: а – вариант 5 без подачи криптона; б – вариант 6 с импульсной подачей криптона в торец трубки со стороны, где в трубку инжектируется РЭП

Fig. 6. Distribution of hydrogen concentration at the end of gas supply for two gas injection options: а – option 5 without krypton supply; б – option 6 with pulsed krypton supply to the end of the tube from the side where the REP is injected into the tube.

В этих расчетах, которые обозначены как вариант 7, импульсная подача водорода и криптона осуществлялись только с одного конца трубки, именно того, через который пучок инжектируется в плазменный шнур. Как демонстрирует динамика срабатывания клапанов, представленная на рис. 7, а, вначале осуществляется подача криптона, а затем с задержкой 0,5 мс начинается подача водорода. Распределения водорода вдоль оси трубки для этого варианта в различные моменты времени представлены на рис. 7, б.

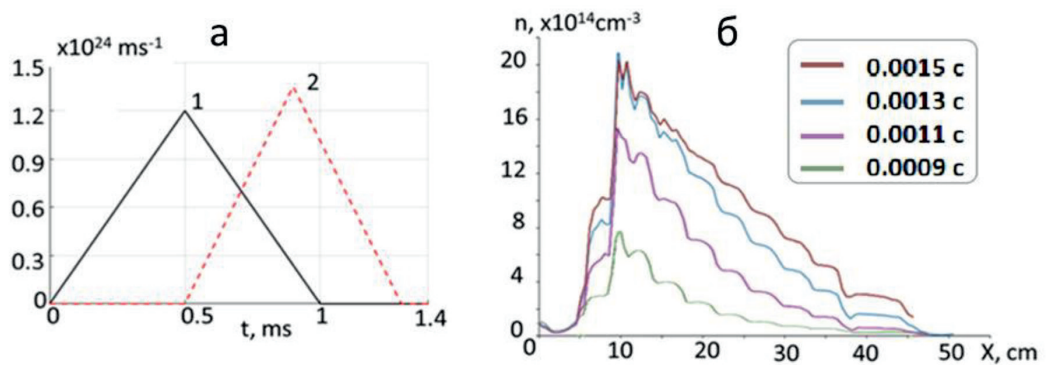


Рис. 7. Зависимость расхода газа от времени через криптоновый клапан (зеленая линия под цифрой 1) и водорода (красная штриховая линия под цифрой 2) (а). Распределение концентрации газа по оси трубки в различные моменты времени, которые перечислены в квадратной вставке (б)

Fig. 7. Dependence of gas flow rate on time through the krypton valve (green line under number 1) and hydrogen (red dashed line under number 2) (а). Distribution of gas concentration along the tube axis at different moments of time, which are listed in the square inset (б)

Характерный спад на левой границе распределения, именно на торце кварцевой трубки, где должен входить релятивистский электронный пучок, задается геометрией коаксиального

сопла, обеспечивающей направление движение потока водорода именно в полость кварцевой трубки. Нарастание концентрации водорода происходит в течение 1,3 мс, что соответствует завершению открытого состояния клапана. В течение 0,2 мс после окончания подачи водорода максимальная концентрация водорода вблизи торца трубки ($X = 0,1$ м) практически не изменяется, после чего происходит выравнивание концентрации по длине кварцевой трубки. «Волнообразный» характер изменения концентрации вдоль оси кварцевой трубки можно объяснить наличием набора диафрагм, расположенных по ее длине.

Из представленных в табл. 2 и рис. 4–6 результатов расчетов видно, что режим подачи водорода через трубки к соплам слабо влияет на распределение его концентрации в кварцевой трубке, средние и максимальные значения которой в основном определяются суммарной массой поданного от клапанов водорода. Величина средней по сечению шнура концентрации водорода на момент закрытия клапанов в представленных вариантах расчетов удовлетворяет требуемому интервалу значений $(2\text{--}3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, но неоднородность распределения концентрации нейтрального водорода оказалась масштаба 30 %, что не удовлетворяет требованию по этому параметру.

Особенностью расчетных распределений концентрации водорода для всех рассмотренных вариантов является резкий «провал» в центре кварцевой трубки. Этот результат может объясняться следующими факторами. В проведенных расчетах количество поступающего через клапаны газа характеризуется его суммарной массой $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ г. При таком малом количестве поступившего газа в проведенных расчетах наблюдалась высокая (~ 1200 К) температура вещества именно в центральной по длине части трубки, что является следствием газодинамического процесса распространения ударной волны в результате распада произвольного разрыва в его начальный момент времени. В реальности ограничения на такой рост температуры могут быть связаны с процессами, которые не учитывались в расчетах (термодиффузия, тепловое излучение). Для прояснения возможности влияния этих процессов были проведены дополнительные расчеты в условиях принудительного ограничения на максимальную температуру газа. Результаты этих расчетов представлены на рис. 8 и в табл. 3.

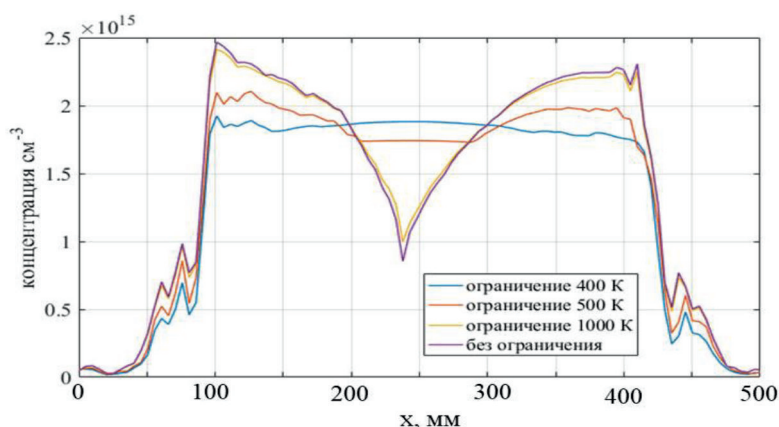


Рис. 8. Распределение концентрации водорода вдоль центральной оси трубки при разной величине ограничения на максимальную температуру газа

Fig. 8. Distribution of hydrogen concentration along the central axis of the tube for different values of the maximum gas temperature limitation

Из представленных на рисунке распределений концентрации видно, что если в газовой среде будут реализовываться процессы и условия, ограничивающие ее температуру на уровне 500 К, то это обеспечит необходимую низкую (в пределах 15 %) неоднородность в распределении концентрации водорода по длине кварцевой трубки.

Таблица 3

Результаты вычисления неоднородности распределения водорода при разной величине ограничения на максимальную температуру газа

Table 3

Results of calculating the heterogeneity of hydrogen distribution for different values of the limitation on the maximum gas temperature

Максимальная температура, К	Средняя концентрация, см ⁻³	Неоднородность концентрации, %
400	$1,83 \cdot 10^{15}$	5
500	$1,88 \cdot 10^{15}$	12
1000	$1,94 \cdot 10^{15}$	48
без ограничения	$1,93 \cdot 10^{15}$	56

Заключение

Проведено численное решение системы уравнений газодинамики применительно к моделированию динамики импульсного заполнения водородом вакуумированной полости протяженной трубки (внутренний диаметр 20 мм, длина 40 см) при инъекции двух потоков этого газа встречно друг другу через сопла, установленные на ее концах. Сформированное таким образом в ограниченном пространстве газовое облако должно послужить основой для создания высоковольтным разрядом тонкого плазменного шнура, что наложило определенные ограничения на распределение концентрации газа в ней. Компьютерные расчеты динамики заполнения трубки газом, проведенные для различных режимов подачи газа через импульсные клапаны, позволили прийти к следующим выводам.

1. Концентрация водорода в полости трубки, которая формирует протяженное газовое облако, задается массой поданного в нее через клапаны газа и слабо (в пределах 10 %) зависит от временной динамики процессов открывания и закрывания используемых клапанов.
2. Формирование дополнительного облака на конце трубки из тяжелого газа криптона блокирует вытекание из нее водорода, но не вызывает в ней значительных изменений в распределении концентрации водорода.
3. Для обеспечения требуемого значения средней концентрации молекулярного водорода $(2-3) \cdot 10^{15}$ см⁻³ в трубке необходимо подать в нее через импульсные клапаны суммарно (4–6) г этого газа в течение времени (1,5–2 мс).
4. Расчеты показали, что при учете выноса энергии из области встречи двух потоков, который должен обеспечить ограничение температуры газа и, следовательно, повышение его давления в этой части формируемого газового шнура, удастся достигнуть снижения неоднородности в вычисленном распределении концентрации водорода до требуемого (~15 %) уровня. Для обеспечения ограничения температуры газа в этой локальной области при решении системы уравнений газодинамики, по нашему мнению, следует учитывать вынос энергии из нее тепловым излучением.

Таким образом, по результатам компьютерного моделирования продемонстрировано, что при наполнении протяженной трубки водородом, инжектируемым в нее через сопла, необходимое распределение концентрации газа в ней достигается за время ~1,5 мс, что удов-

летворяет требованиям по зажиганию высоковольтного разряда для создания плазменного шнура.

Список литературы

1. Arzhannikov V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sulyaev Yu. S., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Subterahertz generation by strong langmuir turbulence at two-stream instability of high current 1-MeV REBs // Vestnik Novosibirsk State University. Series: Phys. 2010. Vol. 5 (4). P. 44–49. DOI: 10.54362/1818-7919-2010-5-4-44-49
2. Arzhannikov A. V., Timofeev I. V. Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2012. Vol. 54 (10). P. 105004. DOI: 10.1088/0741-3335/54/10/105004
3. Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Popov S. S., Timofeev I. V., Samtsov D. A., Sandalov E. S., Kalinin P. V., Kuklin K. N., Makarov M. A., Rovenskikh A. F., Stepanov V. D., Annenkov V. V., Glinsky V. V. Energy Content and Spectral Composition of a Submillimeter Radiation Flux Generated by a High-Current Electron Beam in a Plasma Column With Density Gradients // IEEE Transactions on Plasma Science. 2022. Vol. 50, no. 8. P. 2348-2363. DOI: 10.1109/TPS.2022.3183629
4. Аржанников А. В., Синицкий С. Л., Самцов Д. А., Тимофеев И. В., Сандалов Е. С., Попов С. С., Атлуханов М. Г., Макаров М. А., Калинин П. В., Куклин К. Н., Ровенских А. Ф., Степанов В. Д. Частотный спектр и энергосодержание в импульсном потоке терагерцевого излучения, генерируемом РЭП в плазменном столбе с различными распределениями плотности // Физика плазмы. 2024. Т. 50, № 3. С. 293–305. DOI: 10.31857/S0367292124030042
5. Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Дейчули П. П., Койдан В. С., Конюхов В. В., Меклер К. И., Рогозин А. И. Увеличение эффективности взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с плазмой // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27, вып. 3. С. 173–176.
6. Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Иванов И. А., Кузнецов С. А., Куклин К. Н., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Синицкий С. Л., Скляров В. Ф. Плазменная система установки ГОЛ-ЗТ // Физика плазмы. 2015. Т. 41, № 11. С. 935–945. DOI: 10.7868/S0367292115110013
7. Arzhannikov A. V., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kasatov A. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Rovenskikh A. F., Samtsov D. A., Sandalov E. S., Sinitsky S. L. Creation of plasma column with different density gradients to generate terahertz radiation during beam-plasma interaction // Journal of Physics: Conf. Ser. IOP Publishing. 2020. T. 1647, № 1. C. 012011. DOI: 10.1088/1742-6596/1647/1/012011
8. Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V. Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions // Physics of Plasmas. 2015. T. 22, № 11. C. 113109. DOI: 10.1063/1.4935890
9. Аржанников А. В., Тимофеев И. В. Интенсивное пучково-плазменное взаимодействие как источник субмиллиметрового излучения // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 4. С. 78–104. DOI: 10.54362/1818-7919-2016-11-4-78-104
10. Аржанников А. В., Синицкий С. Л., Старостенко Д. А., Логачев П. В., Бак П. А., Никифоров Д. А., Попов С. С., Калинин П. В., Самцов Д. А., Сандалов Е. С., Атлуханов М. Г., Григорьев А. Н., Воробьев С. О., Петров Д. В., Протас Р. В. Пучково-плазменный генератор ТГц-излучения на основе индукционного ускорителя (проект

ЛИУ-ПЭТ) // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 1. С. 28–42. DOI: 10.2541-9447-2023-18-1-28-42

References

1. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sulyaev Yu. S., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Subterahertz generation by strong langmuir turbulence at two-stream instability of high current 1-MeV REBs. *Vestnik Novosibirsk State University. Series: Phys*, 2010, vol. 5(4), pp. 44–49, doi: 10.54362/1818-7919-2010-5-4-44-49
2. Arzhannikov A. V., Timofeev I. V. Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2012, vol. 54(10), p. 105004, doi: 10.1088/0741-3335/54/10/105004
3. Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Popov S. S., Timofeev I. V., Samtsov D. A., Sandalov E. S., Kalinin P. V., Kuklin K. N., Makarov M. A., Rovenskikh A. F., Stepanov V. D., Annenkov V. V., Glinsky V. V., Energy Content and Spectral Composition of a Submillimeter Radiation Flux Generated by a High-Current Electron Beam in a Plasma Column With Density Gradients. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2022, vol. 50, no. 8, pp. 2348–2363, doi: 10.1109/TPS.2022.3183629
4. Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Samtsov D. A., Timofeev I. V., Sandalov E. S., Popov S. S., Atlukhanov M. G., Makarov M. A., Kalinin P. V., Kuklin K. N., Rovenskikh A. F., Stepanov V. D., The Frequency Spectrum and Energy Content in a Pulse Flux of Terahertz Radiation Generated by a Relativistic Electron Beam in a Plasma Column with Different Density Distributions. *Plasma Phys. Rep.*, 2024, vol. 50, no. 3, pp. 331–341, doi: 10.1134/S1063780X24600051
5. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Deychuli P. P., Koidan V. S., Konyukhov V. V., Meckler K. I., Increasing the interaction efficiency of a high-current relativistic electron beam with plasma. *Letters to JETP*, 1978, vol. 27, iss. 3, pp. 173–176. (in Russ.)
6. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Kuznetsov S. A., Kuklin K. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F. Plasma system of the GOL-3T facility. *Plasma Phys. Rep.*, 2015, vol. 41, no. 11, pp. 863–872, doi: 10.1134/S1063780X1511001X
7. Arzhannikov A. V., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kasatov A. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Rovenskikh A. F., Samtsov D. A., Sandalov E. S., Sinitsky S. L. Creation of plasma column with different density gradients to generate terahertz radiation during beam-plasma interaction. *Journal of Physics: Conf. Ser.*, IOP Publishing, 2020, vol. 1647, no. 1, p. 012011, doi: 10.1088/1742-6596/1647/1/012011
8. Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V. Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions. *Physics of Plasmas*, 2015, vol. 22, no. 11, p. 113109, doi: 10.1063/1.4935890
9. Arzhannikov A. V., Timofeev I. V. Intense Beam-Plasma Interaction As A Source Of Sub-Millimeter Radiation. *Bulletin of NSU. Series: Physics*, 2016, vol. 11, no. 4, pp. 78–104, doi: 10.54362/1818-7919-2016-11-4-78-104
10. Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Starostenko D. F., Logachev P. V., Bak P. A., Nikiforov D. A., Popov S. S., Kalinin P. V., Samtsov D. A., Sandalov E. S., Atlukhanov M. G., Grigoriev A. N., Vorobyov S. O., Petrov D. V., Protas R. V. Beam-Plasma Generator of the THz Radiation Based on an Induction Accelerator (LIA-PET Project). *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 1, pp. 28–42, doi: <https://doi.org/10.25205/2541-9447-2023-18-1-28-42> (in Russ.)

Сведения об авторах

Аржанников Андрей Васильевич, главный научный сотрудник

Самцов Денис Алексеевич, старший научный сотрудник

Синицкий Станислав Леонидович, старший научный сотрудник

Старостенко Дмитрий Анатольевич, научный сотрудник

Хмельницкий Дмитрий Владимирович, доктор физико-математических наук

Ганеева Диляра Фуатовна, младший научный сотрудник

Мастюк Дмитрий Александрович, младший научный сотрудник

Протас Роман Викторович, кандидат технических наук

Петров Дмитрий Витальевич, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН

Information about the Authors

Andrey V. Arzhannikov, Chief Researcher

Denis A. Samtsov, Senior Researcher

Stanislav L. Sinitsky, Senior Researcher

Dmitry A. Starostenko, Researcher

Dmitry V. Khmelnitsky, Doctor of Physical and Mathematical Sciences

Dilyara F. Ganeeva, Junior Researcher

Dmitry A. Mastyuk, Junior Researcher

Roman V. Protas, PhD in Engineering

Dmitry V. Petrov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences

*Статья поступила в редакцию 10.06.2025;
одобрена после рецензирования 21.06.2025; принята к публикации 25.06.2025*

*The article was submitted 10.06.2025;
approved after reviewing 21.06.2025; accepted for publication 25.06.2025*

Научная статья

УДК 620.3, 530.145

DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-68-88

Полупроводниковые наноструктуры для квантовых технологий (обзор)

Александр Леонидович Асеев

Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН
Новосибирск, Россия

a.aseev@nsu.ru

Аннотация

Рассмотрены примеры разработки и применения полупроводниковых наноструктур для реализации квантовых технологий при решении задач развития современных информационных и телекоммуникационных технологий. В их числе: гетеропереходные полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов; многоэлементные матричные фотоприемники инфракрасного диапазона на многослойных гетероструктурах с квантовыми ямами; квантовые каскадные лазеры; полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором; источники одиночных и запутанных фотонов с квантовыми точками в активной области; спиновые структуры в эпитаксиальной системе «германий – кремний» с квантовыми точками. Ожидается применение полупроводниковых наноструктур в новых областях полупроводниковой электроники, таких как разработка универсальной памяти, нейропроцессоры, спинтроника, квантовые вычислители и квантовая криптография, элементы СВЧ и терагерцевой электроники, оптоэлектроники и радиофотоники, устройства теплового и ночного видения.

Ключевые слова

нанотехнологии, полупроводниковые наноструктуры, квантовые технологии, ИК-фотоприемники, СВЧ-электроника

Благодарности

Автор выражает благодарность сотрудникам ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН докторам физ.-мат. наук К. С. Журавлеву, В. Н. Овсянку, В. А. Гайслеру, О. П. Пчелякову, А. И. Никифорову, А. И. Якимову, канд. физ.-мат. наук А. И. Торопову, А. Г. Паулишу, а также С. А. Кузнецову за сотрудничество при получении основных результатов, изложенных в настоящем обзоре. Автор благодарит ЦКП «ВТАН» НГУ за доступ к измерительному оборудованию. Автор особо признателен академикам А. В. Латышеву, Ж. И. Алферову, Р. А. Сурису, С. Н. Багаеву, чл.-корр. РАН А. В. Двуреченскому и А. В. Тайченачеву за обсуждение проблем, затронутых в данной публикации. Автор благодарит канд. физ.-мат. наук П. В. Гейдта и А. О. Гейдт за помощь в подготовке рукописи данной публикации.

Для цитирования

Асеев А. Л. Полупроводниковые наноструктуры для квантовых технологий (обзор) // Сибирский физический журнал. 2025. Т. 20, № 2. С. 68–88. DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-68-88

Semiconductor Nanostructures for Quantum Technologies (Review)

Aleksander L. Aseev

Novosibirsk State University,
Novosibirsk, Russian Federation

A.V. Rzhzanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

a.aseev@nsu.ru

Abstract

This publication considers examples of the development and application of semiconductor nanostructures for the implementation of quantum technologies in solving problems of developing modern information and telecommunication technologies. These include: heterojunction field-effect transistors with high electron mobility; multi-element matrix infrared photodetectors on multilayer heterostructures with quantum wells; quantum cascade lasers; vertical-cavity semiconductor lasers; sources of single and entangled photons with quantum dots in the active region; spin structures in the germanium-silicon epitaxial system with quantum dots. The application of semiconductor nanostructures is expected in new areas of semiconductor electronics, such as the development of universal memory, neuroprocessors, spintronics, quantum computers and quantum cryptography, elements of microwave and terahertz electronics, optoelectronics and radiophotonics, thermal and night vision devices.

Keywords

Nanotechnology, semiconductor nanostructures, quantum technologies, IR photodetectors, microwave electronics

Acknowledgments

The author is grateful to the staff of the Rzhzanov Institute of Physical Problems SB RAS, Doctors of Physical and Mathematical Sciences K. S. Zhuravlev, V. N. Ovsyuk, V. A. Gaisler, O. P. Pchelyakov, A. I. Nikiforov, A. I. Yakimov, Candidates of Physical and Mathematical Sciences A. I. Toropov, A. G. Paulish and S. A. Kuznetsov for their cooperation in obtaining the main results presented in this review. The author thanks the Shared research center “VTAN” of NSU for access to measuring equipment. The author is especially grateful to Academicians A. V. Latyshev, Zh. I. Alferov, R. A. Suris, S. N. Bagaev, Corresponding Members of the RAS A. V. Dvurechensky and A. V. Taichenachev for discussing the issues raised in this publication. The author thanks D. Sc. (Tech.) P. V. Geydt and A. O. Geydt for their assistance in preparing the manuscript of this publication.

For citation

Aseev A. L. Semiconductor Nanostructures for Quantum Technologies (Review). *Siberian Journal of Physics*, 2025, vol. 20, no. 2, p. 68–88. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-68-88

Введение

Прогресс в изучении физики квантовых явлений и технологии получения полупроводниковых систем пониженной размерности и полупроводниковых наноструктур открывает новые возможности для реализации и применения квантовых технологий при решении задач развития современных информационных и телекоммуникационных технологий. Путь к освоению квантовых технологий отмечен Нобелевскими премиями, в том числе за экспериментальное открытие квантового туннелирования в полупроводниках и сверхпроводниках в 1973 г. (Л. Есаки, И. Джевер, Б. Джозефсон); открытие целочисленного квантового эффекта Холла в 1985 г. (К. фон Клитцинг); премией 1986 г. за создание электронного микроскопа и сканирующего туннельного микроскопа (Э. Руска, Г. Биннинг и Г. Рорер); открытие дробного квантового эффекта Холла в 1998 г. (Р. Лаффлин, Х. Штермер, Д. Цуи); премией за вклад в создание полупроводниковых гетероструктур для СВЧ-электроники и оптоэлектроники и изобретение интегральных схем (Ж. И. Алферов, Г. Кремер и Д. Килби) в 2000 г.; премией 2009 г. за основополагающие достижения по прохождению света в оптоволокнах для развития оптических коммуникаций и изобретение оптических полупроводниковых сенсоров – ПЗС-матриц (Ч. Као, У. Бойль и Дж. Смит); премией за открытие и исследование графена в 2010 г. (А. Гейм и К. Новоселов), создание эффективных светодиодов голубого свечения в 2014 г. (И. Акасаки,

Х. Аmano и С. Накамура); премией 2016 г. за теоретические открытия топологических фазовых переходов и топологических фаз вещества (Д. Таулесс, Дж. Костерлиц и Д. Холдейн). Цель настоящего обзора состоит в изложении результатов по избранным темам, достигнутых не только мировым научным сообществом, но и отечественными институтами, в числе которых ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ИСВЧПЭ им. В. Г. Мокерова (ныне в составе НИЦ «Курчатовский институт»), ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова и др.

Основные квантовые эффекты в полупроводниковых наноструктурах схематически изображены на рис. 1:

- (1) туннелирование электронов через энергетические барьеры с коэффициентом прохождения $D \sim \exp(-2kd/h)$, где d – ширина энергетического барьера (а);
- (2) квантование электронного спектра в квантовых ямах с уровнями энергии: $E_n = (\pi^2 \hbar^2 / 2md^2)n^2$, где n – номер уровня; d – ширина квантовой ямы (б);
- (3) спиновые явления с малой энергией переключения $\Delta E < 10^{-5}$ eV;
- (4) формирование квантовых битов $|Q\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, где $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ и запутанных квантовых состояний с волновой функцией $\Psi_{12} = 1/\sqrt{2} (|0\rangle_1|1\rangle_2 + |1\rangle_1|0\rangle_2)$.

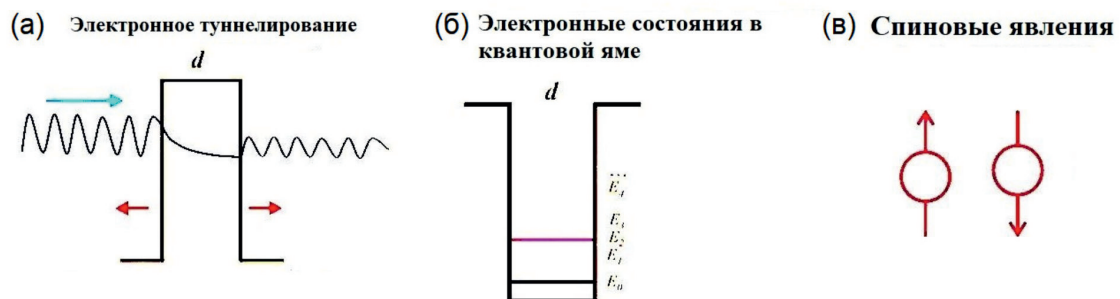


Рис. 1. Туннелирование электрона через энергетический барьер (а), электронные состояния в квантовой яме (б) и спиновые явления (в)

Fig. 1. Electron tunneling through an energy barrier (a), electronic states in a quantum well (б), and spin phenomena (в)

Впечатляющий пример эффективности полупроводниковых квантовых технологий состоит в создании и широком применении полевого транзистора с высокой подвижностью электронов (ТВПЭ) или HEMT (High Electron Mobility Transistor) на основе гетероперехода высоколегированного широкозонного слоя AlGaAs с узкозонным нелегированным слоем GaAs, предложенного и реализованного Ж. И. Алферовым [1]. Структура энергетических зон гетеропереходного ТВПЭ, включающая область двумерного электронного газа (2DEG) с высокой концентрацией электронов в квантовой яме для носителей заряда нанометровой толщины на границе раздела GaAs/AlGaAs, схематически показана на рис. 2. Высокая подвижность 2DEG в нелегированном GaAs и его высокая концентрация обеспечивают улучшенные частотные и характеристики ТВПЭ вплоть до ТГц частот при увеличенных значениях мощности и коэффициенте усиления по сравнению с обычными полевыми транзисторами [2–6]. В работах К. С. Журавлева и А. И. Торопова с соавторами [3–6] сообщается о разработке гетероструктурного AlGaAs/GaAs полевого транзистора и псевдоморфного AlGaAs/InGaAs/GaAs транзистора p-HEMT, обеспечивающих в диапазоне частот 12–18 ГГц уровень удельной выходной мощности 0,8–1,2 Вт/мм квазимонолитных интегральных усилителей мощности. Создание нового типа гетерозепитаксиальных структур с дополнительными потенциальными барьерами за счет донорно-акцепторного легирования в δ -слоях позволило достичь увеличенного до 1,7 Вт/мм значения выходной мощности [7–8]. Это обстоятельство обеспечило широ-

кое применение ТВПЭ в технике связи в микроволновом и миллиметровом диапазонах частот, в радарх и радиоастрономии, в мобильной телефонии и в спутниковых системах электронного обнаружения и привело к революционным изменениям этих практически важных направлений. Ведущие компании мира в настоящее время обеспечивают масштабное производство ТВПЭ и монокристаллических интегральных схем на их основе.

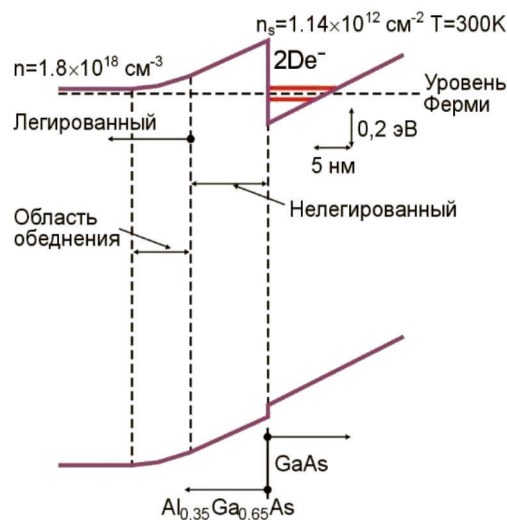


Рис. 2. Энергетическая диаграмма гетероструктуры с двумерным электронным газом 2DEG ($2De^-$)

Fig. 2. Energy diagram of a heterostructure with a two-dimensional electron gas 2DEG

Среди многочисленных приборов современной электроники на основе полупроводниковых гетеропереходов: инжекционные гетеролазеры и светодиоды, фотоэлектрические приемники и преобразователи инфракрасного излучения в видимое, переключающие и излучательные диоды, фотоэлектрические преобразователи солнечной энергии и многое другое [1].

Многослойные гетероструктуры с квантовыми ямами (сверхрешетки)

Многослойные полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами (МСКЯ) GaAs/AlGaAs являются основой для создания многоэлементных фотоприемных устройств (МФПУ) ИК-диапазона 8–10 мкм, как это показано ранее в работе [9] и в дальнейшем реализовано в работах В. Н. Овсюка, А. И. Торопова и В. В. Шашкина [10; 11]. Несмотря на относительно низкое значение квантовой эффективности фотоприемных приборов на МСКЯ их преимуществами является возможность изготовления широкоформатных матричных структур при компенсации низкой квантовой эффективности за счет увеличения времени накопления полезного сигнала в тепловизионных системах [11]. На рис. 3 представлена зонная структура МФПУ на основе многослойных гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами (QWIP – Quantum Well Infrared Photodetectors), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Приведена схема поперечного среза МСКЯ (справа сверху), высокоразрешающее электронно-микроскопическое изображение структуры GaAs/AlGaAs (слева внизу) и внешний вид фрагмента МФПУ с мезаструктурами пикселей и In-микростволбов на каждом из элементов (справа внизу) с форматом матрицы 384×288 и 640×512.

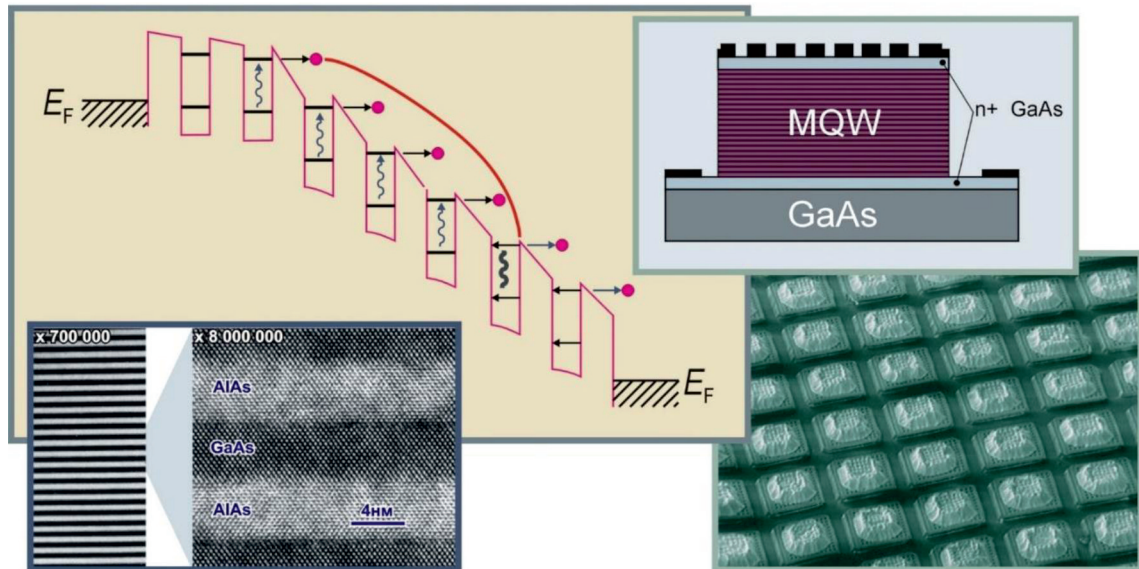


Рис. 3. ИК МФПУ на МСКЯ в гетероструктуре GaAs/AlGaAs
 Fig. 3. The matrix IR photodetector in the GaAs/AlGaAs multilayered quantum well heterostructure

МСКЯ содержит квантовые ямы GaAs толщиной 4–5 нм, легированные донорной примесью Si ($n = 3 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$) и разделяющие барьерные слои AlGaAs толщиной 40–50 нм (рис. 3, слева). Состояния электронов в зоне проводимости квантовых ям квантуются в соответствии с зонной диаграммой (рис. 3). При поляризации света вдоль слоев МСКЯ происходит поглощение фотонов на свободных носителях. Для поляризации фотонов перпендикулярно слоям разрешенными являются переходы электронов между дискретными состояниями или между энергетическими уровнями и состояниями над барьером с последующей релаксацией в состояния непрерывного спектра или на уровни большей энергии. Фотопроводимость обеспечивается носителями, возбужденными либо непосредственно со связанного основного уровня, либо на связанный уровень в яме с последующим туннелированием в состояния квазинепрерывного спектра над барьером, что схематически показано на рис. 3. Параметры МФПУ, такие как спектральная зависимость коэффициента поглощения, пороговая обнаружительная способность, темновой ток, определяются положением уровней квантования относительно друг друга и относительно потенциального барьера (край зоны проводимости AlGaAs), от величины тянущего электрического поля, от рабочей температуры и размеров отдельных фотоприемных элементов (пикселей).

В настоящее время МФПУ на МСКЯ обеспечивают температурное разрешение 25–35 мК с быстродействием 100–120 кадров/с [12] при высокой однородности обнаружительной способности по площади фотоприемной матрицы и при высоком проценте выхода годных фотоприемных модулей за счет высокого уровня развития технологии выращивания полупроводниковых гетероструктур (число дефектных пикселей менее 0,5 %).

Квантовый каскадный лазер

Многослойные структуры на квантовых ямах служат основой квантово-каскадных лазеров (ККЛ), принципиальная схема работы которых изображена на рис. 4. Показано, как последовательные процессы излучения электроном e^- фотонов $h\omega$ при переходе на нижележащий энергетический уровень с последующим туннелированием в соседнюю квантовую яму под воздействием приложенного к МСКЯ электрического поля приводят к излучению света. Впервые

идея создания ККЛ была предложена российскими физиками Р. Ф. Казариновым и Р. А. Сурисом в 1971 г. [13] и экспериментально подтверждена в работе J. Faist, F. Capasso и др. [14] в 1994 г. Процесс, при котором один электрон в ККЛ вызывает испускание нескольких фотонов при туннелировании в МСКЯ, позволяет достичь высокого значения квантовой эффективности, превышающей единицу, и приводит к высокой выходной мощности ККЛ по сравнению с обычными полупроводниковыми лазерами и диодами.

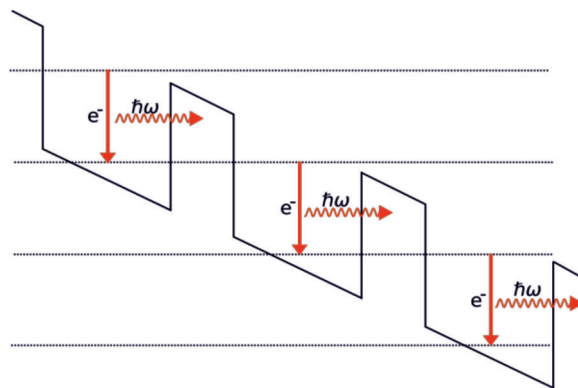


Рис. 4. Принципиальная схема работы квантово-каскадного лазера
Fig. 4. A schematic diagram of the operation of a quantum cascade laser

Диапазон излучения ККЛ – средняя и дальняя инфракрасные части электромагнитного спектра. В последние годы реализованы ККЛ терагерцевого диапазона, работающие при охлаждении термоэлектрическими охладителями Пельтье (см., например, [15]). Высокая выходная мощность (более 2 Вт в импульсном режиме), возможность работы в непрерывном режиме, узкая ширина генерации (единицы кГц) и возможность работы частотной перестройки (до 10 ГГц) при изменении тока или температуры и порядка 100 ГГц за счет внешнего перестроющего элемента, малый угол расходимости позволяют применять ККЛ терагерцевого диапазона для широкого спектра задач, чему способствует появление на рынке коммерческих ККЛ.

Терагерцевое излучение применяется в различных приложениях благодаря своей способности проникать через оптически непрозрачные среды, наличию характерных спектральных откликов для широкого спектра органически неорганических материалов и неионизирующему характеру излучения. В работе [16] представлены результаты применения высокопроникающего ТГц-излучения ККЛ в визуализации металлических объектов, скрытых непрозрачными материалами (пластик, бумага, ткань), в системах конфокальной визуализации с детектированием изображений микроболометрическими матрицами. Терагерцевый визуализатор на основе ТГц–ИК-конвертора «Теравизор» в виде носимого прибора для детектирования скрытых (замаскированных) объектов разработан А. Г. Паулишем, С. А. Кузнецовым и др. в филиале ИФП СО РАН «КТИ ПМ», и примеры его применения представлены в [17; 18].

Создание ККЛ дало новые возможности в развитии и применении ТГц-спектроскопии в различных областях, везде, где присутствуют вещества, имеющие характерные линии поглощения в ТГц-диапазоне. В их числе изучение атмосферы планет и состава межзвездного пространства в астрономии, наблюдение за атомами и молекулами в атмосфере Земли и в космосе, анализ состава газов и газовых смесей, изучение состава жидкостей, в биомедицинских исследованиях, бесконтактное и неинвазивное определение влажности агрокультур и т. д. Как правило, используются гетеродинные ТГц-спектрометры, в которых регистрируемый слабый ТГц-сигнал детектируется путем генерации промежуточной частоты, которая представляет собой разность частот излучения детектируемого сигнала и излучения локального осцилля-

тора. В качестве локального осциллятора выступают ТГц-ККЛ, имеющие узкую спектральную линию генерации и возможность работать в непрерывном режиме генерации [16].

Сочетание рабочего диапазона частот и достигнутых характеристик делает источник излучения на основе ТГц-ККЛ безальтернативным в задачах терагерцевой визуализации в реальном времени, высокоразрешающей газовой спектроскопии, мультиспектральном зондировании удаленных объектов, в том числе в межзвездной среде космоса, контроле содержания влаги в растениях и исследовании состава верхней атмосферы Земли для анализа и прогноза климатических изменений. Использование измерительных систем на основе ТГц-ККЛ позволит сделать прорывные открытия при изучении происхождения нашей Галактики, создать системы чувствительного экологического мониторинга, разработать новые медицинские системы диагностики онкологических заболеваний и совершить переход к системам беспроводной связи с пропускной способностью более 1 Тбит/с [16].

Полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором

Если квантово-каскадный лазер является униполярным устройством, в котором фотоны генерируются только межзонными переходами и туннелированием электронов в потенциальном рельефе МСКЯ, то в обычных полупроводниковых лазерных структурах излучение света происходит при рекомбинации носителей заряда в виде электронов и дырок при межзонных переходах. В числе современных полупроводниковых лазеров выделяются лазеры с вертикальным резонатором [19–21]. На рис. 5 из работы В. А. Гайслера и А. И. Торопова [22] схематически представлено устройство полупроводникового лазера с вертикальным резонатором ЛВР (Vertical Cavity Surface Emitting Laser, VCSEL), который обеспечивает генерацию света в направлении, перпендикулярном поверхности полупроводниковой гетероструктуры при рекомбинации электронов и дырок в квантовых ямах (или квантовых точках), расположенных в центральной области электронно-дырочного перехода, совмещенного с четвертьволновым резонатором брэгговских зеркал. Для формирования электронно-дырочного перехода в узлах пучности световой волны брэгговских резонаторов располагаются слои, легированные соответственно донорными или акцепторными примесями.

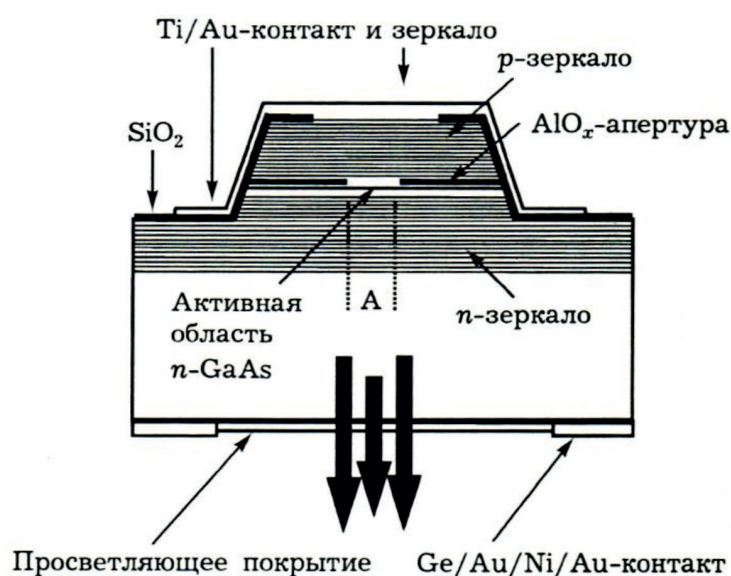


Рис. 5. Схематическое изображение лазера с вертикальным резонатором и квантовыми ямами в активной области

Fig. 5. Schematic representation of a laser with a vertical cavity and quantum wells in the active region

Принцип работы ЛВР на основе квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ в активной зоне приведен на рис. 6 из работы [22], на котором схематически показан процесс движения электронов и дырок в эпитаксиальной диодной структуре и их рекомбинация в квантовой яме с генерацией фотонов. На этой же схеме показаны $\lambda/4$ волновые слои сверхрешетки, где λ – длина волны, с чередующимися показателями преломления n-GaAs и AlGaAs , которые образуют зеркало интерферометра ЛВР. Поскольку зеркала ЛВР формируют одновременно диодную структуру ЛВР, то легирующие примеси располагают в узлах пучности стоячих волн зеркальных сверхрешеток. Показаны также туннельные барьеры AlAs по краям квантовой ямы. Приготовление эпитаксиальных структур ЛВР отличается предельная сложность и атомная точность технологии МЛЭ (рис. 7) и включает формирование в едином технологическом процессе следующих составляющих ЛВР: активной зоны из одного или нескольких слоев квантовых ям или квантовых точек; нескольких сотен или тысяч слоев брэгговских зеркал резонатора Фабри – Перо с чередующимися показателями преломления; высоколегированных слоев структуры диода накачки в областях нулевой интенсивности стоячей оптической волны. После процесса эпитаксиального выращивания формируются мезаструктуры с оксидными апертурами AlGaO с различными латеральными размерами от долей микрона до нескольких микрон (рис. 5).

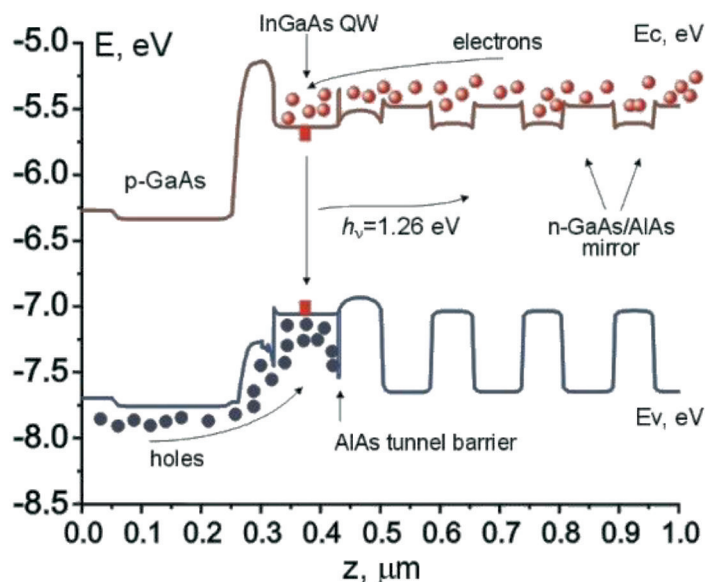


Рис. 6. Лазер с вертикальным резонатором на основе квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, фрагмент зонной структуры с квантовой ямой в центре и брэгговской n-GaAs/AlAs -решеткой отражающего зеркала резонатора справа
 Fig. 6. A laser with a vertical cavity based on an $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ quantum well, a fragment of a band structure with a quantum well in the center and a Bragg n-GaAs/AlAs array reflecting mirror on the right

Просвечивающая электронная микроскопия с высоким разрешением и возможностью визуализации заданного элементного состава демонстрирует высокую атомную точность при эпитаксиальном выращивании структуры ЛВР и элементный состав гетероструктур с квантовыми ямами (рис. 7, а–в), что обеспечивает применяемая при получении гетероструктур технология молекулярно-лучевой эпитаксии [23]. Результаты исследования генерационных характеристик ЛВР подтверждают низкий уровень порогового тока, который варьируется в интервале от 150 до 800 мкА в зависимости от диаметра лазерной апертуры. Квантовая эффективность изготовленных ЛВР составляет 0,3–0,4 мВт/мкА. Исследование спектральных характеристик лазеров с апертурой менее 5 мкм демонстрирует устойчивый одномодовый режим генерации во всем исследованном диапазоне тока накачки до 1,5 мА. Лазеры с апертурой 6 мкм работают

в одномодовом режиме лишь при небольшом превышении порогового тока. Лазеры с большей апертурой при любом уровне накачки работают в многомодовом режиме [24].

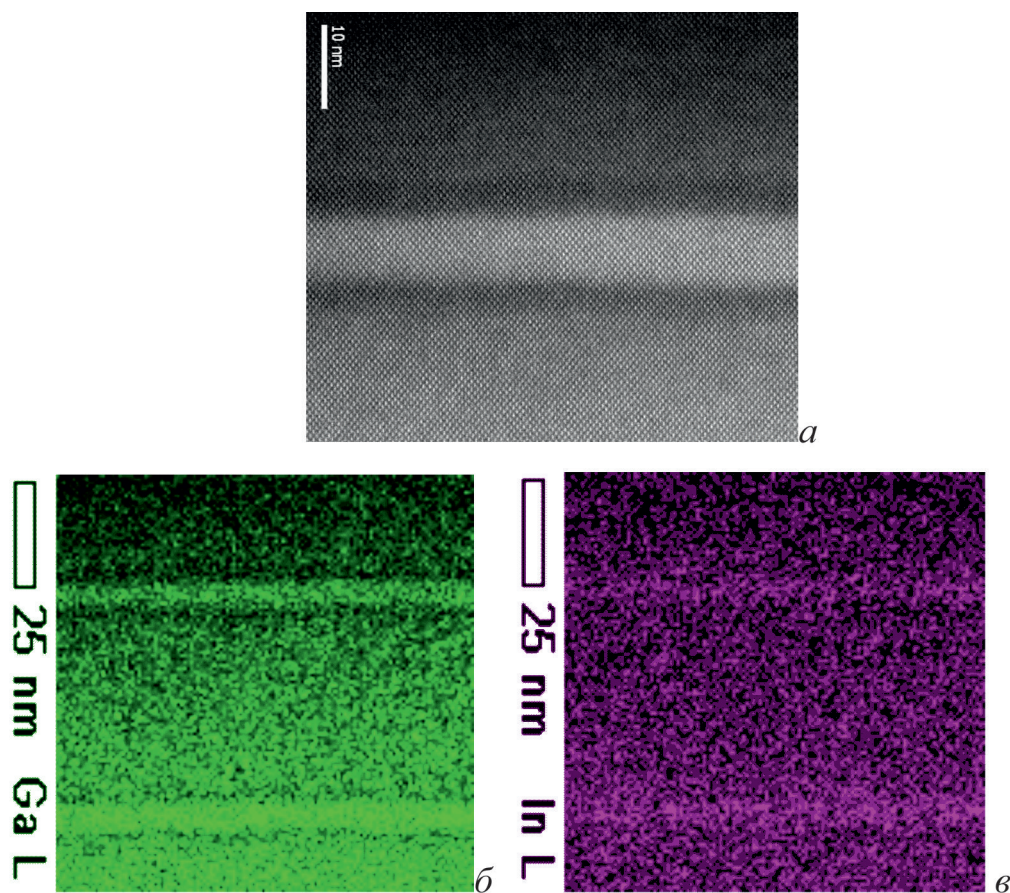


Рис. 7. Высокоразрешающее электронно-микроскопическое изображение слоев квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (а) и изображение методом темного поля в сканирующем просвечивающем электронном микроскопе с использованием характеристического излучения Ga L (б) и In L (в) соответственно

Fig. 7. High-resolution electron microscopic image of the $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ quantum well layers (a) and a dark-field image in a scanning transmission electron microscope using Ga L (б) and In L (в) characteristic radiation, respectively

К настоящему времени разработана и предлагается на рынке широчайшая номенклатура полупроводниковых излучателей в спектральном диапазоне от ультрафиолетовой до субмиллиметровой (терагерцевой) областях и различного назначения – от ярких мощных светодиодных излучателей, используемых для освещения, подсветки мониторов и экранов телевизоров, для накачки твердотельных лазеров, используемых для технологических обработок материалов и изделий в машиностроении, до менее мощных полупроводниковых излучателей в лазерных принтерах, DVD-системах, мобильных телефонах и волоконно-оптических линиях связи. Сверхминиатюрные полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором отличаются предельно малыми значениями пороговых токов (единицы мкА), рекордно высокой частотой токовой модуляции лазерного излучения (десятки ГГц), что имеет первостепенное значение для быстродействующих оптических информационных систем. Лазеры с вертикальным резонатором выпускаются ежегодно в количестве до миллиона штук и используются в многомодовых локальных волоконно-оптических линиях связи, ручных компьютерных манипуляторах («мышях»), сенсорных устройствах и т. д.

В работе [25] сообщается о разработке одномодовых ЛВР с длинами волн 794,9 и 894,6 нм для миниатюрных квантовых стандартов частоты, работающих на эффекте когерентного пленения населенностей на основе ^{87}Rb и ^{133}Cs . Лазерные чипы монтируются в корпусе, содержащем элемент Пельтье и термистор для задания и контроля температуры ЛВР, который демонстрирует стабильностью частоты менее 10^{-11} . Квантовый стандарт частоты на основе резонанса когерентного пленения уровней, наблюдаемого на D_1 линии поглощения ^{87}Rb разработан и создан в совместной работе сотрудников Института лазерной физики СО РАН под руководством и при участии С. Н. Багаева и А. В. Тайченачева и сотрудников ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений [26]. Созданный квантовый стандарт частоты предназначен для применения в системах спутниковой навигации нового поколения с повышенной точностью определения координат, в системах связи с большим потоком данных, в астрофизике при создании систем радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой и в других системах, в которых необходима высокая степень синхронизации сигналов.

Источники одиночных и запутанных фотонов

Принципиально новые возможности открываются в связи с созданием источников одиночных фотонов с квантовыми точками (КТ) в активной области. На рис. 8 показана схема однофотонного излучателя на основе КТ InAs (зона А), встроенных в резонатор брэгговского отражателя, состоящий из пар $\lambda/4$ чередующихся слоев GaAs $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$ верхнего зеркала резонатора и пар $\lambda/4$ чередующихся слоев GaAs и AlAs нижнего зеркала резонатора p - и n - типа легирования соответственно. Зона А в виде диска, ограниченного кольцом p -AlGaAs, формирует токовую и оптическую апертуру излучателя. Над этим кольцом располагается кольцевой поликристаллический слой p -типа проводимости, осуществляющий инжекцию дырок в апертурную область (зона В) [22; 23].

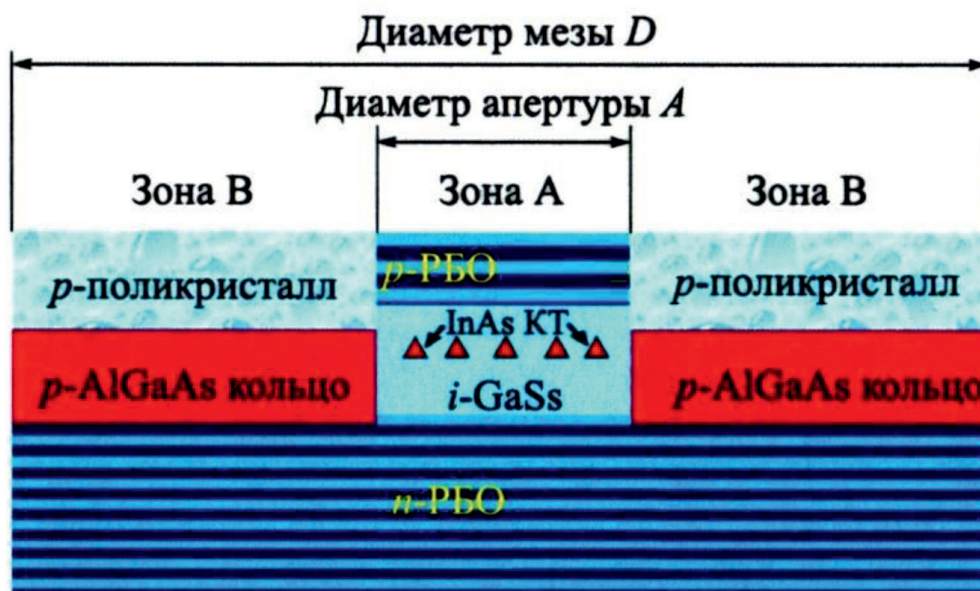


Рис. 8. Схема однофотонного излучателя на основе КТ и микрорезонатора брэгговского отражения (РБО)

Fig. 8. Single-photon emitter scheme based on QDs and Bragg microresonator

Рис. 9 показывает, как меняется спектр электролюминесценции (ЭЛ) при уменьшении диаметра лазерного пятна и уменьшении, тем самым, количества люминесцирующих КТ.

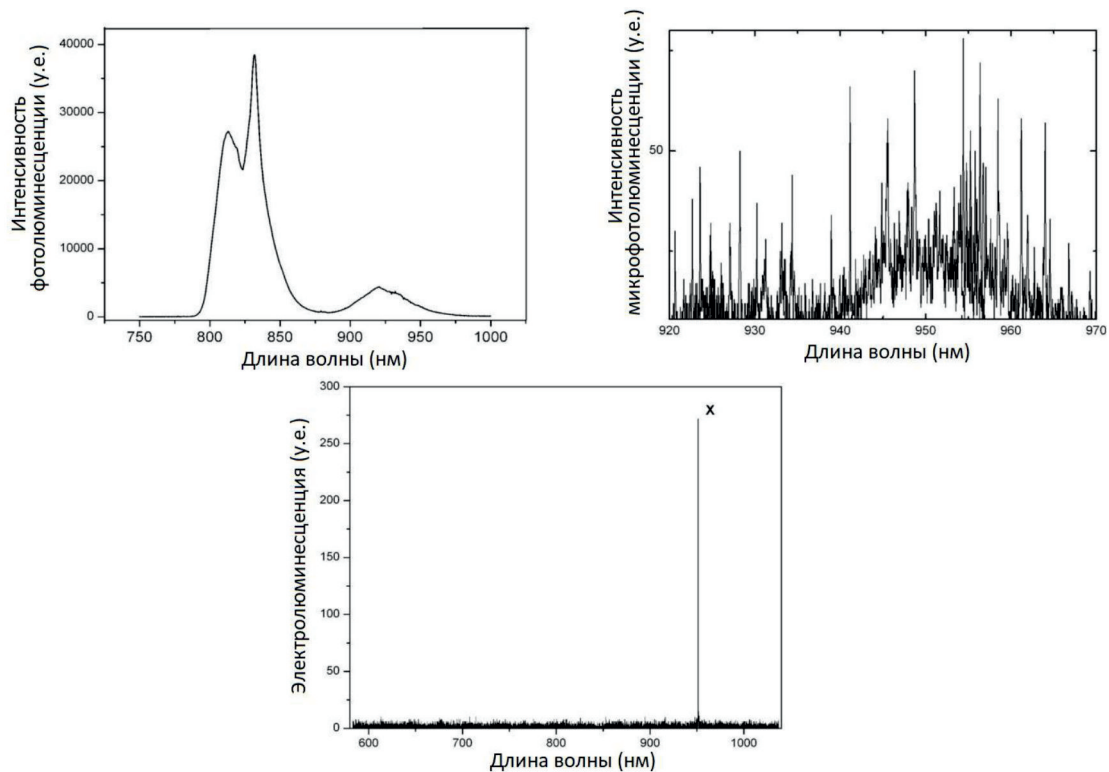


Рис. 9. Спектры люминесценции системы КТ при уменьшении диаметра лазерного пятна от 100 мкм (вверху слева) к ~ 2 мкм (вверху справа) и менее 1 мкм (внизу)

Fig. 9. Luminescence spectra of the QDs system with a decrease in the diameter of the laser spot from 100 microns (top left) to ~ 2 microns (top right) and less than 1 microns (bottom)

При участии в фотолюминесценции массива КТ спектр ЭЛ содержит уширенный максимум, что связано с наложением спектров ЭЛ множества КТ (спектр на рис. 9 вверху слева). При уменьшении диаметра лазерного пятна до приблизительно 2 мкм спектр ЭЛ содержит счетное количество пиков электролюминесценции от отдельных КТ (спектр на рис. 9 вверху справа). При размере лазерного пятна менее 1 мкм происходит уверенная адресация к отдельной КТ и спектр ЭЛ содержит единственный пик, отвечающий рекомбинации экситонных состояний X (рис. 9 внизу). Отметим, что экспериментально наблюдаемый спектр ЭЛ подобен спектрам излучения отдельного атома, и в этом смысле InAs КТ представляют собой искусственные атомы, как об этом предсказывалось ранее в [1]. На основе этих данных были сформированы гетероэпитаксиальные структуры с КТ InAs и определены условия возбуждения отдельных КТ с одиночной линией, отвечающей рекомбинации экситонов. Таким образом, была показана принципиальная возможность создания источников излучения одиночных фотонов [24; 27]. Статистика излучения экситонных состояний одиночных КГ исследована с использованием интерферометра Хэнбери Брауна и Твисса. Функция парных фотонных корреляций отчетливо демонстрирует субпуассоновскую статистику излучения, что является прямым подтверждением однофотонного характера излучения на основе КТ InAs [29; 30].

При повышении мощности возбуждения в спектре ЭЛ появляются пики, соответствующие рекомбинации биэкситонных (XX) и трионных (X^+ и X^-) состояний (рис. 10).

Показано, что одиночными квантовыми точками могут излучаться пары запутанных фотонов в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление ΔE_{FS} не превышает естественную ширину экситонных уровней $\Gamma_x = \hbar/\tau_x$, где τ_x – время жизни экситона. В этом случае излучается

пара фотонов, запутанных по поляризации. Процесс генерации иллюстрирует рис. 11, который показывает, что при излучении фотонов с левой циркулярной поляризацией КТ переходит в экситонное зарядовое состояние и при его рекомбинации излучается фотон с правой циркулярной поляризацией (схема сверху), и наоборот (схема внизу).

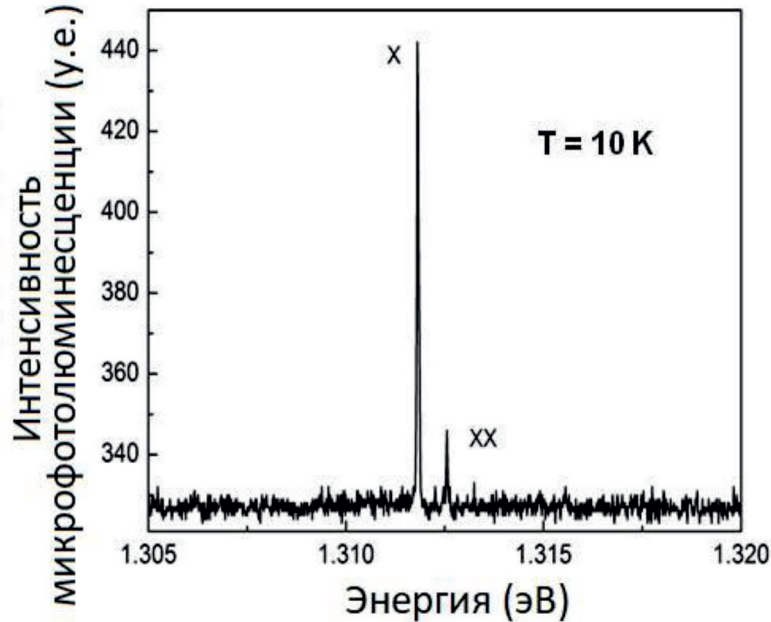


Рис. 10. Спектр электролюминесценции гетероструктур с InAs КТ при $T = -10$ К, демонстрирующий рекомбинацию экситона X и биэкситона XX

Fig. 10. Electroluminescence spectrum of heterostructures with InAs QD at $T = -10$ K, demonstrating recombination of exciton X and biexciton XX

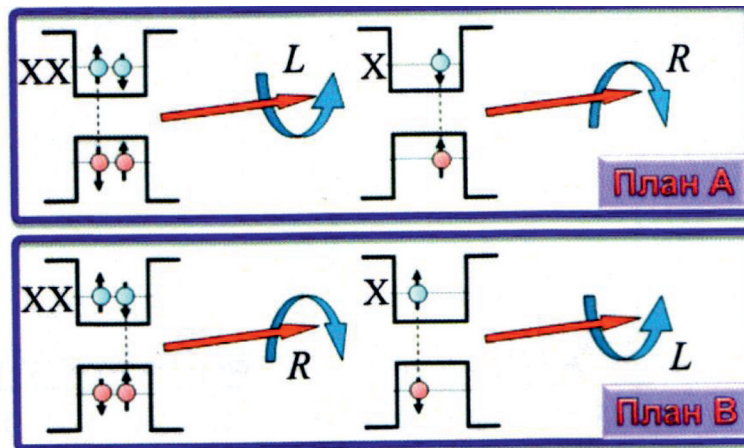


Рис. 11. Генерация запутанных по поляризации фотонных пар в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в полупроводниковых квантовых точках

Fig. 11. Generation of polarization-entangled photon pairs during cascade recombination of biexciton and exciton in semiconductor QDs

В реальных КТ расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} , как правило, превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_x , что обусловлено отклонениями формы КТ от идеальной, наличием пьезопотенциала, который индуцирован встроенными механическими на-

пряжениями. Это является основным препятствием для создания запутанных по поляризации фотонных пар на основе КТ. Результаты исследования факторов, задающих величину ΔE_{FS} , а также условий, при которых расщепление экситонных состояний подавляется до величины Γ_x , показало, что использование в процессе роста малых по времени (единицы секунд) пауз является эффективным способом получения массива КТ сверхмалой плотности (10^6 см^{-2}), при этом формируются КТ минимального размера с малой дисперсией размера [24; 27–30]. На рис. 12 представлены экспериментальные данные по величине ΔE_{FS} , которые показывают группу КТ с энергией экситона 1,3–1,4 эВ, для которой удовлетворяется условие $\Delta E_{FS} \sim \Gamma_x$. К этой группе относятся КТ наименьшего размера, в которых не наблюдается заметного расщепления экситонных состояний из-за малого значения пьезопотенциала. На рис. 12 эта группа КТ выделена прямоугольной рамкой. Таким образом показано, что эпитаксиальные структуры с квантовыми точками InAs, выращенные по механизму Странского – Крастанова с малым временем прерывания роста, содержат субансамбли квантовых точек, для которых выполняется соотношение $\Delta E_{FS} \sim \Gamma_x$, и которые пригодны для создания излучателей пар запутанных фотонов (рис. 11). Этот вывод подтверждается гистограммой распределения КТ по величине ΔE_{FS} , приведенной на вставке к рис. 12.

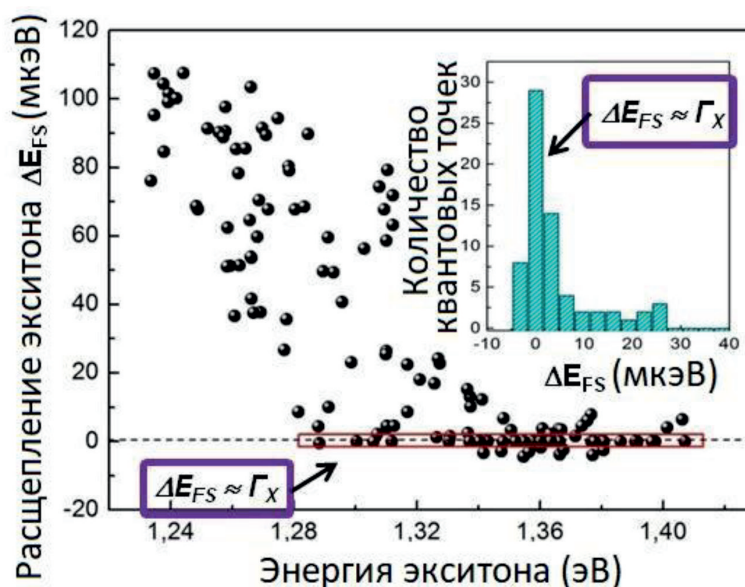


Рис. 12. Величина ΔE_{FS} для 135 квантовых точек InAs

Fig. 12. The ΔE_{FS} value for 135 InAs QDs

Работы по изготовлению и исследованию характеристик ЛВР, а также источников одиночных фотонов и источников квантово-запутанных пар фотонов на основе квантовой ямы наногетероструктур A_3B_5 с квантовыми ямами и квантовыми точками InAs, создают важнейший ресурс по использованию неклассических состояний света в разработке систем квантовой криптографии и квантовых вычислений, в проведении экспериментов в области фундаментальной квантовой физики [22; 24; 27–30].

Спиновые явления в квантовых точках Ge/Si

Гетероэпитаксиальная система Ge/Si привлекательна с точки зрения создания новых приборов и устройств полупроводниковой электроники с использованием преимуществ хорошо развитой кремниевой технологии, базовой для современной микро- и нанoeлектроники. Однако трудно преодолимым препятствием для технологий на базе гетероэпитаксиальной системы

Ge/Si является большое значение разницы параметров кристаллических решеток Ge и Si, которое составляет 4 % и препятствует получению совершенных и бездефектных гетероструктур. Эти ограничения были преодолены проведением многолетних исследований технологии получения и свойств гетероструктур Ge/Si под руководством О. П. Пчелякова и А. И. Никитина, а также разработкой новых технологических методов по повышению однородности и плотности массивов КТ А. В. Двуреченским и А. И. Якимовым. Эти технологические методы включают проведение низкоэнергетического ионного воздействия в процессе эпитаксии и в постростовом лазерном отжиге наногетероструктур. В результате этих работ найдены условия по повышению степени однородности КТ по их размеру и по управлению плотностью КТ (рис. 13; см. [31]).

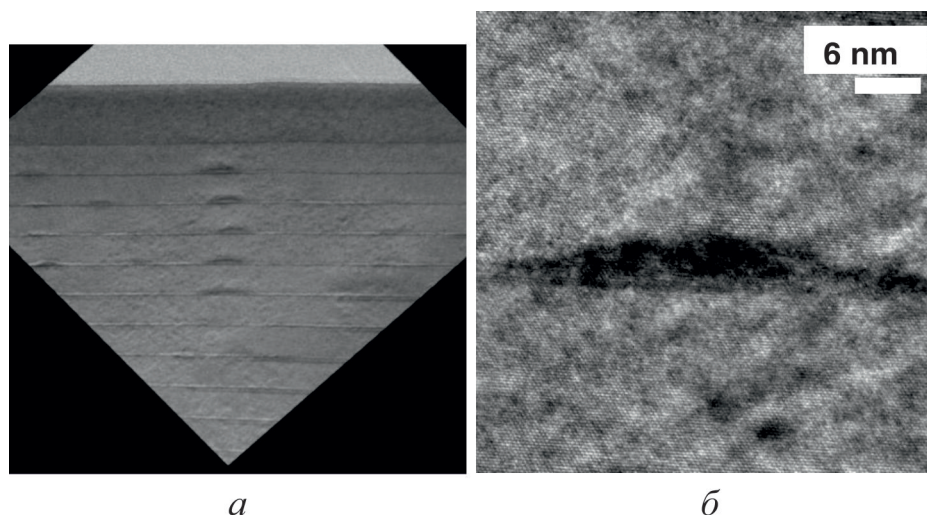


Рис. 13. Поперечное (110) высокоразрешающее электронно-микроскопическое изображение упорядоченной системы КТ Ge в матрице Si (а) и отдельной КТ Ge/Si в (001) кристалле Si (б)
Fig. 13. High-resolution transverse (110) image obtained using electron microscopy of an ordered system of quantum dots (QDs) of germanium in a silicon matrix (a) and a separate Ge/Si QD in a crystal (Si) (b)

На основе гетероструктур с квантовыми точками Ge/Si созданы фотодетекторы ближнего ИК-диапазона в виде p^+-i-n^+ -фотодиодов со встроенной в базовую область многослойной структуры КТ Ge/Si. Внутриподзонные оптические переходы в квантовых точках обеспечивают работу фотоприемников при нормальном падении оптического излучения, при малых темновых токах до 10^{-5} А/см², и, что важно, при увеличении рабочей температуры вплоть до комнатной температуры. Важной особенностью фотодетекторов с КТ в отличие от структур с квантовыми ямами является снятие запрета на оптические переходы, поляризованные в плоскости роста структур с КТ [32]. Квантовая эффективность детектора составила 3 %. Увеличение квантовой эффективности достигалось за счет эффекта многократного внутреннего отражения волноводной структуры на подложке кремний-на-изоляторе до значений ~21 % и ~16 % для длин волн 1,3 и 1,55 мкм соответственно. Важное достоинство данного типа фотодетекторов состоит в совместимости технологических процессов приготовления Ge-квантовых точек в кремниевой матрице со стандартными технологиями кремниевой микроэлектроники [31].

Другой способ селективного увеличения дырочного фототока фотоприемников с квантовыми точками Ge/Si состоит в формировании на поверхности фотодетектора двумерной плазмонной структуры в виде перфорированной металлической пленки Au. Увеличение квантовой эффективности в области 5,4 мкм и усиление фототока до 30 раз по узкой спектральной полосе пропускания (~0,3 мкм) связано с возбуждением локализованного поверхностного плазмонного резонанса на границе раздела металл – кремний. Этот результат показывает большой потен-

циал предложенного подхода для реализации высокопроизводительных Ge/Si-фотодетекторов с высоким спектральным разрешением [33].

Исследование электронной структуры гетеросистем с Ge/Si-квантовыми точками методом ЭПР привело к нескольким важным результатам. Вычисление времени спиновой релаксации из ширины сигнала ЭПР, которое может определяться как время декогеренизации спиновой системы (поперечное время спиновой релаксации), так и временем спин-решеточной релаксации (продольное время релаксации), показало неожиданно большое время спиновой релаксации для массива КТ. По ЭПР-измерениям спинового эха время спиновой релаксации составило 10 и 20 мкс для продольной и поперечной мод соответственно. Вторым важным результатом является обнаружение одновременного существования электронов у одной КТ с разными g -факторами и $\Delta g \approx 0,001$ для состояний на вершине и у подножия КТ (рис. 14, *a*). Третий вывод состоит в обнаружении коррелированности в расположении и в перемещении электронных состояний в системе упорядоченных КТ (рис. 14, *б, в*).

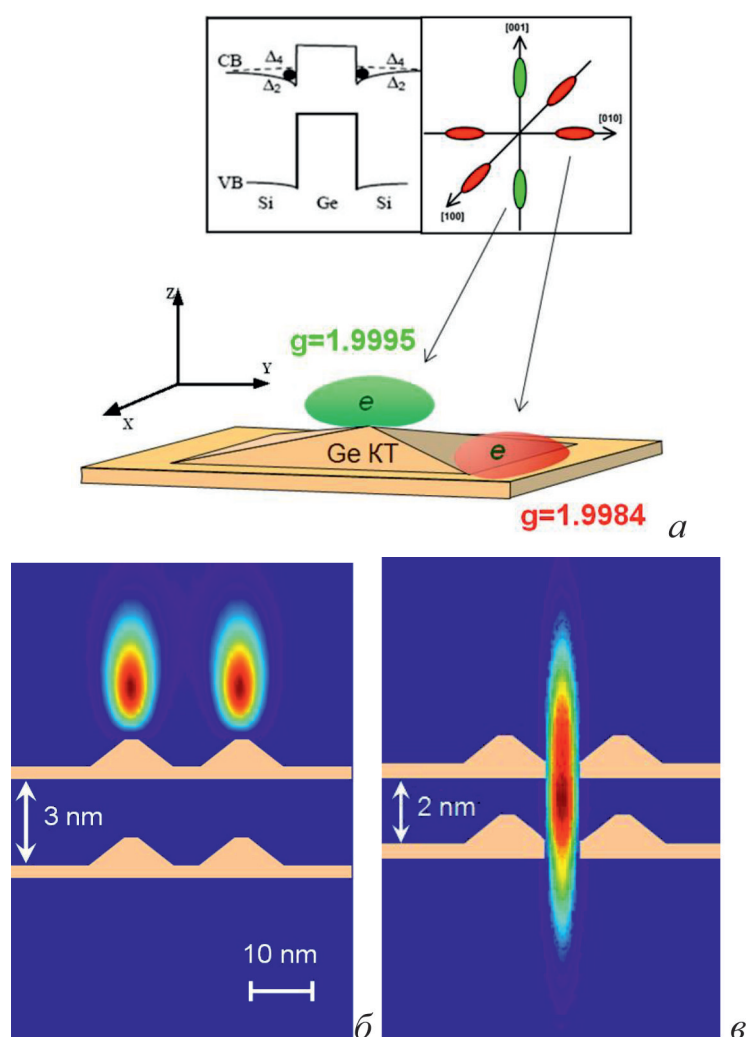


Рис. 14. Схематическое изображение областей локализации электронов в структурах с Ge/Si-квантовыми точками и значения g -факторов для электронов, локализованных в разных областях (*a*). Расчетные изображения волновых функций электронов, локализованных в разных Δ -долинах, в зависимости от строения молекул из квантовых точек (*б, в*)

Fig. 14. A schematic representation of the regions where electrons are localized in structures with Ge/Si QDs, and the values of the g -factors for electrons in different regions (*a*). Calculated images of wave functions for electrons localized in various Δ valleys, depending on the molecular structure of quantum dots (*б, в*)

Структуры с квантовыми точками, в которых подавлены механизмы спиновой релаксации, могут стать системами хранения спиновой информации и перспективны для создания каналов передачи спиновой информации. При создании логических элементов для квантовых вычислений инженерия g -фактора является основой для адресного обращения к отдельному кубиту и для проведения однокубитовых операций [34; 35].

Заключение

Полученные результаты свидетельствуют об эффективности применения полупроводниковых наноструктур с квантовыми свойствами для реализации новых элементов при решении задач развития современных информационных и телекоммуникационных технологий. При дальнейшем расширении работ в этой области ожидается применение полупроводниковых наноструктур в новых областях полупроводниковой электроники, таких как разработка универсальной памяти, нейропроцессоры, элементы спинтроники, создание квантовых вычислителей и развитие квантовой криптографии, создание элементов СВЧ и терагерцевой электроники, оптоэлектроники и радиофотоники, устройств теплового и ночного видения [36]. Приведенные в настоящем обзоре результаты свидетельствуют о безусловном технологическом суверенитете и перспективах технологического лидерства Российской Федерации в области квантовых технологий.

Summary

The obtained results demonstrate the efficiency of using semiconductor nanostructures with quantum properties for the implementation of new elements in solving the problems of developing modern information and telecommunication technologies. With further expansion of work in this area, it is expected that semiconductor nanostructures will be used in new areas of semiconductor electronics, such as the development of universal memory, neuroprocessors, spintronics elements, the creation of quantum computers and the development of quantum cryptography, the creation of microwave and terahertz electronics elements, optoelectronics and radiophotonics, thermal and night vision devices [36]. The results shown in presented review indicate clearly on technological sovereignty and prospects of technological leadership of Russian Federation in field of quantum technologies.

Список литературы

1. **Алферов Ж. И.** Гетеропереходы в полупроводниках и приборы на их основе // Физика и жизнь. М.–СПб.: Наука, 2006. С. 107–168.
2. **Mimura T.** The Early History of the High Electron Mobility Transistor (HEMT) // IEEE Transactions on Microwave Theory and Technologies. 2002. Vol. 50. No. 3. P. 780–782.
3. **Журавлев К. С., Торопов А. И., Шамирзаев Т. С., Бакаров А. К., Раков Ю. Н., Мякишев Ю. Б.** Применение высокочистых слоев AlxGa1-xAs в эпитаксиальных структурах мощных полевых СВЧ-транзисторов // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. № 15. С. 8–14.
4. **Раков Ю. Н., Мякишев Ю. Б., Журавлев К. С., Торопов А. И., Шамирзаев Т. С., Бакаров А. К.** Применение высокочистых слоев AlxGa1-xAs в структурах мощных полевых СВЧ-транзисторов // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2001. № 2. С. 51.
5. **Шамирзаев Т. С., Торопов А. И., Бакаров А. К., Журавлев К. С., Раков Ю. Н., Мякишев Ю. Б.** Получение твердых растворов AlxGa1-xAs и эпитаксиальных структур для мощных полевых СВЧ-транзисторов // Автометрия. 2001. № 3. С. 89–96.
6. **Раков Ю. Н., Торопов А. И., Мякишев Ю. Б., Журавлев К. С., Цибаев В. П.** Мощные псевдоморфные гетероструктурные полевые транзисторы с легированным каналом //

- 17-я Междунар. Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь, 2007. С. 554–555.
7. Протасов Д. Ю., Бакаров А. К., Торопов А. И., Бер Б. Я., Казанцев Д. Ю., Журавлев К. С. Подвижность двумерного электронного газа в DA-pHEMT гетероструктурах с различной шириной профиля δ -n-слоев // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 1. С. 48–55.
 8. Журавлев К. С., Протасов Д. Ю., Бакаров А. К., Торопов А. И., Гуляев Д. В., Лапин В. Г., Лукашин В. М., Пашковский А. Б. Новый тип гетероструктур для мощных pHEMT-транзисторов // Автометрия. 2020. Т. 56, № 5. С. 36–43.
 9. Bethea G. C., Levine B. F., Asom M. T., Leibenguth R. E., Stayt J. W., Glogovsky K. G., Morgan R. A., Blackwell J. D., Parrish W. J. Long wave infrared 128x128 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum camera and imaging system // IEEE Trans. On Electron Devices. 1993. Vol. 40. No. 11. P. 1957–1963.
 10. Овсяк В. Н., Торопов А. И., Шашкин В. В. Матричные ИК-фотоприемники на основе многослойных гетероструктур с квантовыми ямами // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. Новосибирск: Наука 2001. С. 242–264.
 11. Торопов А. И., Шашкин В. В. ИК-фотоприемники на многослойных гетероструктурах GaAs/AlGaAs // Нанотехнологии в полупроводниковой электронике. СО РАН. 2004. С. 252–272.
 12. Изготовление матричных фоточувствительных элементов на основе многослойных структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами // Актуальные проблемы физики полупроводников. Наноструктуры, эпитаксия, фотоника и электроника: ред. Латышев А. В., Двуреченский А. В. Новосибирск: Изд-во ИФП СО РАН, 2017. С. 123–124.
 13. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. О возможности усиления электромагнитных волн в полупроводниках со сверхрешеткой // Физика и техника полупроводников. 1971. Т. 5, № 4. С. 797.
 14. Faist J., Capasso F., Siveo D. I., Hutchison A. I., Cho A. Y. Quantum Cascade Laser // Science. 1994. № 264. P. 553–556.
 15. Жуков А. Е., Цирлин Г. Э., Алферов Ж. И. и др. Многослойные гетероструктуры для квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 5. С. 674–678.
 16. Хабибуллин Р. А., Середина М. А., Сурис Р. А. Применение квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона // Терагерцовая фотоника и оптоэлектроника. М.: РАН, 2024. С. 464–521.
 17. Паулиш А. Г., Новгородов Б. Н., Хрящев С. В., Кузнецов С. А. Терагерцовый визуализатор на основе ТГц-ИК-конвертера // Автометрия. 2019. № 55, № 1. С. 55–63.
 18. Терагерцевый визуализатор на основе ТГц-ИК-конвертера // Актуальные проблемы физики полупроводников. Наноструктуры, эпитаксия, фотоника и электроника; ред. Латышев А. В. Новосибирск: Изд-во ИФП СО РАН, 2020. С. 186–188.
 19. Sale T. E. Vertical Cavity Surface Emitting Lasers. John Wiley & Sons, Inc. New York, 1995.
 20. Vertical Cavity Surface Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization and Application. Ed. Wilsen C.W., Temkin H., Coldren L. Cambridge. University Press, 1999.
 21. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Technology and Applications. Ed. Cheng J., Dutta N. K. Gordon and Breach Science Publ., 2000.
 22. Гайслер В. А., Торопов А. И. Лазеры с вертикальным резонатором на основе $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ квантовых ям // Нанотехнологии в полупроводниковой электронике. Изд-во СО РАН, 2004. С. 272–298.
 23. Гутаковский А. К., Латышев А. В., Чувиллин А. Л. Структура дефектов и границ раздела в полупроводниковых гетеросистемах. Новосибирск: Параллель, 2016. С. 179–182.

24. Гайлер В. А., Гайслер А. В., Дерезев И. А., Ярошевич А. С., Бакаров А. К., Дмитриев Д. В., Калагин А. К., Торопов А. И. и др. Сверхминиатюрные излучатели на основе полупроводниковых наноструктур // Юбилейный сб. избр. тр. Ин-та физики полупроводников им. А. В. Ржанова; отв. ред. А. В. Латышев, А. В. Двуреченский, А. Л. Асеев. Новосибирск: Параллель, 2014. С. 378–400.
25. Гайлер В. А., Дерезев И. А., Гайслер А. В., Ярошевич А. С., Бакаров А. К., Дмитриев Д. В., Торопов А. И. и др. Лазеры с вертикальным резонатором для миниатюрных квантовых стандартов частоты // Автометрия. 2021. Т. 57, № 5. С. 4–10.
26. Скворцов М. Н., Игнатович С. М., Вишняков В. И., Квашнин Н. Л., Месенцова И. С. и др. Миниатюрный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного племения населенностей в парах атомов 87Rb // Квантовая электроника. 2020. Т. 50, № 6. С. 576–580.
27. Гайслер В. А., Дерезев И. А., Гайслер А. В., Бакаров А. К., Торопов А. И., Щеглов Д. В., Латышев А. В., Асеев А. Л. Неклассические излучатели на основе квантовых точек // Вестник РФФИ. 2015. № 4. С. 42–54.
28. Haisler V. A., Haisler A. V. H., Derebezov I. A., Yaroshevich A. S., Bakarov A. K., Dmitriev D. V., Kalagin A. K., Toropov A. I. Superminiature radiation sources based on semiconductor nanostructures // *Advanced in Semiconductor Nanostructures. Growth, Characterization, Properties and Applications*. Eds. A. V. Latyshev, A. V. Dvurechenskii, A. L. Aseev. Elsevier, 2017. P. 437–461.
29. Гайслер В. А., Дерезев И. А., Гайслер А. В., Дмитриев Д. В., Торопов А. И. и др. Сверхминиатюрные излучатели на основе AlInAs квантовых точек // Актуальные проблемы физики полупроводников. Наноструктуры, эпитаксия, фотоника и электроника. Новосибирск: Изд-во ИФП СО РАН, 2018. С. 104–105.
30. Дерезев И. А., Гайслер В. А., Гайслер А. В., Дмитриев Д. В., Торопов А. И., Von Helversen M., De la Haye C., Bounouar S., Reitzenstein S. Неклассические источники света на основе селективно позиционированных микролинзовых структур и $(111)\text{In(Ga)As}$ квантовых точек // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 10. С. 1338–1342.
31. Двуреченский А. В., Якимов А. И. Наногетероструктуры с квантовыми точками на основе кремния // Юбилейный сб. избр. тр. Ин-та физики полупроводников им. А. В. Ржанова; отв. ред. А. В. Латышев, А. В. Двуреченский, А. Л. Асеев. Новосибирск: Параллель, 2014. С. 76–101.
32. Phillips J. Evaluation of the fundamental properties of quantum dot detectors // *J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 91. No. 7. P. 4590–4594.
33. Yakimov A. I., Kirienko V. V., Bloshkin A. A., Armbrister V. A., Dvurechenski. A. V. Plasmon polariton enhanced mid-infrared photodetectors based on Ge quantum dots in Si // *J. Appl. Phys.* 2017. Vol. 122. No. 313. P. 133101.
34. Zinovieva A. F., Timofeev V. A., Nenashev A. V., Dvurechenskii, A. V., Kulik A. V. Electron localization in Ge/Si heterostructures with double quantum dots detected by an electron spin resonance method // *Phys. Rev. B*. 2013. Vol. 88. P. 255308.
35. Зиновьева А. Ф., Двуреченский А. В., Горнов А. Ю., Зароднюк Т. С., Кошкарев А. А., Ненашев А. В. Квантовые логические операции на спиновых состояниях в непрерывном СВЧ-поле // Микроэлектроника. 2018. Т. 47. № 4. С. 49–58.
36. Асеев А. Л. Полупроводники и нанотехнологии. Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2023. 143 С.

References

1. Alferov Zh. I. Heterojunctions in semiconductors and devices based on them. In: *Physics and Life*. Moscow, S. Petersburg, Nauka publ., 2006, pp. 107–168. (in Russ.)

2. **Mimura T.** The Early History of the High Electron Mobility Transistor (HEMT). *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technologies*, 2002, vol. 50, no. 3, pp. 780–782. (in Russ.)
3. **Zhuravlev K. S., Toropov A. I., Shamirzaev T. S., Bakarov A. K., Rakov Yu. N., Myakishev Yu. B.** Application of high purity layers of Al_xGa_{1-x}As in epitaxial structures of high power high frequency transistors. *Letters to the Journal of Technical Physics*, 1999, vol. 25, no. 15, pp. 8–14. (in Russ.)
4. **Rakov Yu. N., Myakishev Yu. B., Zhuravlev K. S., Toropov A. I., Shamirzaev T. S., Bakarov A. K.** Application of high purity layers of Al_xGa_{1-x}As in structures of high power high frequency transistors. *Electronic engineering. Ser. 1. High Frequency Technics*, 2001, no. 2, pp. 51. (in Russ.)
5. **Shamirzaev T. S., Toropov A. I., Bakarov A. K., Zhuravlev K. S., Rakov Yu. N., Myakishev Yu. B.** Obtaining of solid solutions of Al_xGa_{1-x}As and epitaxial structures for high power microwave transistors. *Autometry*, 2001, no. 3, pp. 89–96. (in Russ.)
6. **Rakov Yu. N., Toropov A. I., Myakishev Yu. B., Zhuravlev K. S., Tsibaev V. P.** High power pseudomorphic heterostructural field effect transistors with doped channel. *17th Intern. Crimean Conference. Microwave technology and telecommunication technologies*. Sevastopol, 2007, pp. 554–555. (in Russ.)
7. **Protasov D. Yu., Bakarov A. K., Toropov A. I., Ber B. Ya., Kazantsev D. Yu., Zhuravlev K. S.** Mobility of two-dimensional electron gas in DA-*p*HEMT heterostructures with different width of δ -*n*-layers. *Physics and technology of semiconductor*, 2018, vol. 52, no. 1, pp. 48–55. (in Russ.)
8. **Zhuravlev K. S., Protasov D. Yu., Bakarov A. K., Toropov A. I., Gulyaev D. V., Lapin V. G., Lukashin V. M., Pashkovsky A. B.** New type of heterostructures for high power pHEMT. *Autometry*, 2020, vol. 56, no. 5, pp. 36–43. (in Russ.)
9. **Bethea G. C., Levine B. F., Asom M. T., Leibenguth R. E., Stayt J. W., Glogovsky K. G., Morgan R. A., Blackwell J. D., Parrish W. J.** Long wave infrared 128x128 Al_xGa_{1-x}As/GaAs quantum camera and imaging system. *IEEE Trans. On Electron Devices*, 1993, vol. 40, no. 11, pp. 1957–1963.
10. **Ovsiyuk V. N., Toropov A. I., Shashkin V. V.** Matrix photodetectors on base on multilayered heterostructures with quantum wells GaAs/AlGaAs. In: *Matrix Photodetectors of the Infrared Range*. Ed. Sinitsa S. P. Novosibirsk: Science, 2001, pp. 242–264. (in Russ.)
11. **Toropov A. I., Shashkin V. V.** IR-photodetectors on multilayered heterostructures GaAs/AlGaAs. In: *Nanotechnologies in Semiconductor Electronics*. Ed. Aseev A. L. SB RAS Publ., 2004, pp. 252–272. (in Russ.)
12. Fabrication of matrix photosensitive elements on the base of multilayered structures GaAs/AlGaAs with quantum wells. In: *Actual problems of semiconductor physics. Nanostructures, epitaxy, photonics and electronics*. Ed. A.V. Latyshev, A.V. Dvurechenskiy. IFP SB RAS Publ., 2017, pp. 123–124. (in Russ.)
13. **Kazarinov R. F., Suris R. A.** Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductors with a superlattice. *Physics and technology of semiconductors*, 1971, vol. 5, no. 4, p. 797. (in Russ.)
14. **Faist J., Capasso F., Siveo D.I., Hutchison A. I., Cho A. Y.** Quantum Cascade Laser. *Science*, 1994, no. 264, pp. 553–556.
15. **Zhukov A. E., Zirlin G. E., Alferov Zh. I. et al.** Multilayered heterostructures for quantum cascade lasers of terahertz range. *Physics and technology of semiconductors*, 2016, vol. 50, no. 5, pp. 674. (in Russ.)
16. **Khabibullin R. A., Seredina M. A., Suris R. A.** Application of quantum cascade lasers of terahertz range. *Terahertz photonics and optoelectronics*. Ed. V. Ya. Panchenko. Moscow, Russian Academy of Sciences, 2024, pp. 464–521. (in Russ.)

17. **Paulish A. G., Novgorodov B. N., Khryashchev S. V., Kuznetsov S. A.** Terahertz visualizer on the base of THz-IR-converter. *Autometry*, 2019, vol. 55, no. 1, pp. 55–63. (in Russ.)
18. Terahertz visualizer on the base of THz-IR-converter. *Actual problems of semiconductor physics. Nanostructures, epitaxy, photonics and electronics*. Ed. A.V. Latyshev. IFP SB RAS Publ., 2020, pp.186–188. (in Russ.)
19. **Sale T. E.** Vertical Cavity Surface Emitting Lasers. John Wiley & Sons. Inc. New York., 1995.
20. Vertical Cavity Surface Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization and Application. Ed. C.W. Wilsen, H. Temkin, L. Coldren. Cambridge University Press, 1999.
21. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Technology and Applications. Ed. J. Cheng, N. K. Dutta. Gordon and Breach Science Publ., 2000.
22. **Gaisler V. A., Toropov A. I.** Nanotechnology in semiconductor electronics. 2004. Ed. A. L. Aseev. SB RAS Publ., pp. 272–298. (in Russ.)
23. **Gutakovsky A. K., Latyshev A. V., Chuvilin A. L.** The structure of defects and interfaces in semiconductor heterosystems. Novosibirsk, Parallel Publ, 2016, pp. 179–182. (in Russ.)
24. **Gaisler V. A., Geisler A. V., Derebezov I. A., Yaroshevich A. S., Bakarov A. K., Dmitriev D. V., Kalagin A. K., Toropov A. I. et al.** Superminiature radiation sources based on semiconductor nanostructure. *Jubilee collection of Selected works of the Rzhanov Institute of Semiconductor Physics*, Ed. A.V. Latyshev, A.V. Dvurechenskiy, A.L. Aseev. Novosibirsk, Parallel Publ., 2014, pp. 378–400. (in Russ.)
25. **Gaisler V. A., Derebezov I. A., Gaisler A. V., Yaroshevich A. S., Bakarov A. K., Dmitriev D. V., Toropov A. I. et al.** Vertical cavity lasers for miniature quantum frequency standards. *Autometry*, 2021, vol. 57, no. 5, pp. 4–10. (in Russ.)
26. **Skvortsov M. N., Ignatovich S. M., Vishnyakov V. I., Kvashnin N. L., Mesenzova I. S. et al.** Miniature quantum frequency standard based on phenomenon of quantum level trapping in vapour of ^{87}Rb atoms. *Quantum electronics*, 2020, vol. 50, no. 6, pp. 576–580. (in Russ.)
27. **Gaisler V. A., Derebezov I. A., Gaisler A. V., Bakarov A. K., Toropov A. I., Shcheglov D. V., Laiyshev A. V., Aseev A. L.** Non-classical emitters based on quantum dots. *Bulletin of the Russian Foundation for Basic Research*, 2015, no. 4, pp. 42–54. (in Russ.)
28. **Haisler V. A., Haisler A. V., Derebezov I. A., Yaroshevich A. S., Bakarov A. K., Dmitriev D. V., Kalagin A. K., Toropov A. I.** Superminiature radiation sources based on semiconductor nanostructures. *Advances of semiconductor nanostructures. Growth, Characteristics, Properties and Applications*. Eds. A. V. Latyshev, A. V. Dvurechensky, A. L. Aseev. Elsevier, 2017, pp. 437–461.
29. **Gaisler V. A., Derebezov I. A., Gaisler A. V., Dmitriev D. V., Toropov A. I. et al.** Superminiature radiation sources based on AlInAs quantum dots. *Actual problems of semiconductor physics. Nanostructures, epitaxy, photonics and electronics*. Ed. A. V. Latyshev. Ed. IFP SB RAS Publ., 2018, pp. 104–105. (in Russ.)
30. **Derebezov I. A., 24. Gaisler V. A., Gaisler A. V., Dmitriev D. V., Toropov A. I., Von Helversen M., de la Haye K., S. Bunoar, Raizenshtein S.** Nonclassic light sources ,fised on selective positioned microlens structures and (111) In(Ga)As quantum dots. *Physics and Technics of semiconductors*, 2019, vol. 53, no. 10, pp. 1338–1342. (in Russ.)
31. **Dvurechenskii A. V., Yakimov A. I.** Nanoheterostructures with quantum dots based on Silicon. *Jubilee collection of Selected works of the Rzhanov Institute of Semiconductor Physics*. Eds. A. V. Latyshev, A. V. Dvurechenskiy, A. L. Aseev. Novosibirsk, Parallel Publ., 2014, pp. 76–101. (in Russ.)
32. **Phillips J.** Evaluation of the fundamental properties of quantum dot detectors. *Journal of Applied Physics*, 2002, vol. 91, no. 7, pp. 4590–4594.
33. **Yakimov A. I., Kiriyeenko V. V., Bloshkin A. A., Armbrister V. A., Dvurechenskiy A. V.** Plasmon-polariton photodetectors of the mid-infrared range based on Ge quantum dots in Si. *J. Appl. Phys*, 2017, vol. 122, no. 313, pp. 133101.

34. **Zinovieva A. F., Timofeev V. A., Nenashev A. V., Dvurechenskiy A. V., Kulik A. V.** Localization of electrons in Ge/Si heterostructures with double quantum dots detected by the electron spin resonance method. *Phys. Rev. B.*, 2013, vol. 88, pp. 255308.
35. **Zinovieva A. F., Dvurechenskiy A. V., Gornov A. Yu., Zarodnyuk T. S., Koshkarev A. A., Nenashev A. V.** Quantum logic operations on spin states in a continuous microwave field. *Microelectronics*, 2018, vol. 47, no. 4, pp. 49–58. (in Russ.)
36. **Aseev A. L.** Semiconductors and Nanotechnologies. Novosibirsk, NSU publ., 2023, 143 p. (in Russ.)

Сведения об авторе

Асеев Александр Леонидович, доктор физико-математических наук, академик РАН

Information about the Author

Aleksander L. Aseev, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Academician of RAS

*Статья поступила в редакцию 09.06.2025;
одобрена после рецензирования 16.06.2025; принята к публикации 25.06.2025*

*The article was submitted 09.06.2025;
approved after reviewing 16.06.2025; accepted for publication 25.06.2025*

«Сибирский физический журнал» публикует обзорные, оригинальные и дискуссионные статьи, посвященные научным исследованиям и методике преподавания физики в различных разделах науки, соответствующих направлениям подготовки на кафедрах физического факультета НГУ. Журнал издается на русском языке, однако возможна публикация статей иностранных авторов на английском языке.

1. Очередность публикации статей определяется их готовностью к печати. Рукописи, оформленные без соблюдения правил, к рассмотрению не принимаются.

Вне очереди печатаются краткие сообщения (не более четырех журнальных страниц), требующие срочной публикации и содержащие принципиально новые результаты научных исследований, проводимых в рамках тематики журнала.

Рекламные материалы публикуются при наличии гарантии оплаты, устанавливаемой по соглашению сторон.

2. В журнале печатаются результаты, ранее не опубликованные и не предназначенные к одновременной публикации в других изданиях. Публикация не должна нарушить авторского права других лиц или организаций.

Направляя свою рукопись в редакцию, авторы автоматически передают учредителям и редколлегии права на издание данной статьи на русском или английском языке и на ее распространение в России и за рубежом. При этом за авторами сохраняются все права как собственников данной рукописи. В частности, согласно международным соглашениям о передаче авторских прав за авторами остается право копировать опубликованную статью или ее часть для их собственного использования и распространения внутри учреждений, сотрудниками которых они являются. Копии, сделанные с соблюдением этих условий, должны сохранять знак авторского права, который появился в оригинальной опубликованной работе. Кроме того, авторы имеют право повторно использовать весь этот материал целиком или частично в компиляциях своих собственных работ или в учебниках, авторами которых они являются. В этих случаях достаточно включить полную ссылку на первоначально опубликованную статью.

3. Направлять рукописи в редакцию авторам рекомендуется по электронной почте либо приносить в редакцию электронную версию (в форматах MS WORD – *.doc, или *.docx, или *.rtf) на диске или флэш-памяти. Такая отправка исходных материалов значительно ускоряет процесс рецензирования.

Авторам предлагается посылать свои сообщения в наиболее сжатой форме, совместимой с ясностью изложения, в совершенно обработанном и окончательном виде, предпочтительно без формул и выкладок промежуточного характера и громоздких математических выражений. Не следует повторять в подписях к рисункам пояснений, уже содержащихся в тексте рукописи, а также представлять одни и те же результаты и в виде таблиц, и в виде графиков.

Рекомендованный объем присылаемых материалов: обзорные статьи – до 25-ти страниц, оригинальные материалы – до 12-ти страниц, краткие сообщения – до 4-х страниц. В любом случае объем рукописи должен быть логически оправданным.

Не рекомендуется предоставление электронных копий рукописей в формате LATEX. По техническим условиям издательства в этом случае рукопись будет преобразована редакцией в формат MS WORD, что может привести к значительному увеличению времени обработки рукописи и искажениям авторского текста.

Сокращений слов, кроме стандартных, применять нельзя. Все страницы рукописи должны быть пронумерованы.

4. При отправке файлов по электронной почте просим придерживаться следующих правил:

- указывать в поле subject (тема) название, номер журнала и фамилию автора;
- использовать attach (присоединение);

- в случае больших объемов информации возможно использование общеизвестных архиваторов (ARJ, ZIP, RAR);
- в состав электронной версии рукописи должны входить:
- файл, содержащий текст рукописи со вставленными в него рисунками;
- отдельные файлы с рисунками высокого качества;
- файл со сведениями об авторах (полностью фамилия, имя, отчество, ученые степень и звание, место работы, служебный адрес и телефон, адрес электронной почты для оперативной связи);
- файл с переводом на английский язык следующей информации: ФИО авторов, аффилиация, адрес, название статьи, аннотация, ключевые слова, подрисуночные подписи, названия таблиц.

Авторы вставляют рисунки и таблицы в текст рукописи так, как считают нужным. Рукопись обязательно должна быть подписана автором, а при наличии нескольких авторов – всеми соавторами.

Редакция обращает внимание авторов на возможность и целесообразность использования цветного графического материала.

5. В начале рукописи должны быть указаны индекс УДК, название статьи, ФИО авторов (полностью), название и почтовый адрес учреждений, в которых выполнена работа, аннотация, содержащая основные результаты и выводы работы (в английском варианте не менее 1 000 знаков, русский вариант должен соответствовать английскому), ключевые слова, сведения о финансовой поддержке работы.

Например:

УДК 29.19.37; 47.03.08

Оценка конвективного массопереноса

Иван Иванович Иванов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича

Сибирского отделения Российской академии наук

Новосибирск, Россия

ivan@academ.org, <https://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx-xxxx>

Аннотация

Ключевые слова

Благодарности

Evaluation of Convective Mass Transfer

Ivan I. Ivanov

Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics

of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences

Novosibirsk, Russian Federation

ivan@academ.org, <https://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx-xxxx>

Abstract

Keywords

Acknowledgements

Основной текст статьи

Список литературы / References (в порядке цитирования)**Сведения об авторе / Information about the Author**

Иванов Иван Иванович, доктор физико-математических наук, профессор
Ivan I. Ivanov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor
WoS Researcher ID
Scopus Author ID
SPIN

Подпись автора (авторов)

6. Параметры страницы: формат – А4; ориентация – книжная; поля (см): слева – 2,5; справа – 1; сверху – 2,5; снизу – 2,3; от края до нижнего колонтитула – 1,3.

7. Основной текст: стиль – «Обычный»; гарнитура (шрифт) Times New Roman (Cyr), кегль (размер) 12 пунктов, абзацный отступ – 0,5 см, через 1,5 интервала, выравнивание – по ширине.

В тексте рукописи следует избегать аббревиатур, даже таких общепринятых, как ЭДС, ВТСП и т. п. Использование аббревиатур и простых химических формул в заголовках рукописей совершенно недопустимо. Следует писать: высокотемпературная сверхпроводимость, кремний, арсенид галлия и т. п., давая при необходимости соответствующую аббревиатуру или химическую формулу в тексте. Исключение могут составлять формулы сложных химических соединений. Каждое первое употребление аббревиатуры в тексте должно быть четко пояснено.

Не следует:

- производить табуляцию;
- разделять абзацы пустой строкой;
- использовать макросы, сохранять текст в виде шаблона и с установкой «только для чтения»;
- распределять текст по двум или более столбцам;
- расставлять принудительные переносы.

8. Таблицы должны иметь заголовки (на русском и английском языках). В таблицах обязательно указываются единицы измерения величин.

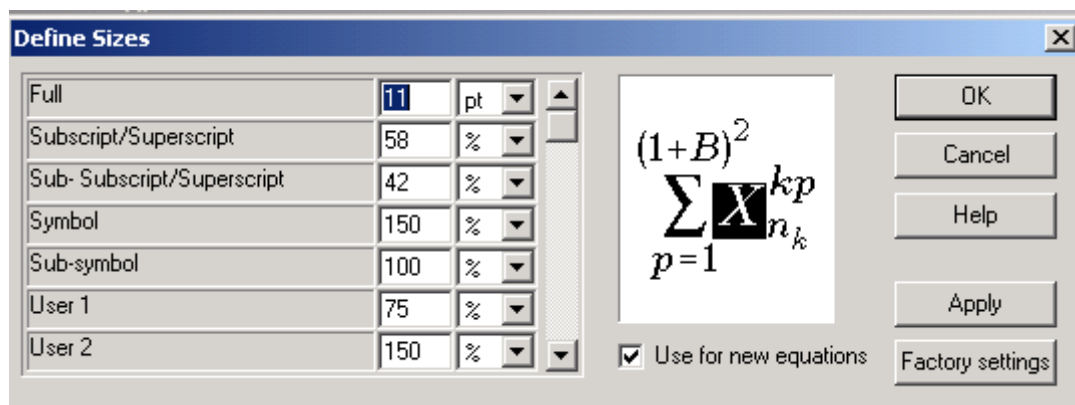
9. Число рисунков должно быть логически оправданным, качество – высоким. Файлы изображений должны находиться в том же каталоге, что и основной документ, и иметь имена, соответствующие номерам рисунков в рукописи (например, 09.tif или 22a.jpg).

10. Подписи к рисункам (на русском и английском языках) в электронной версии рукописи выполняются под рисунками, точка в конце не ставится. Если имеется несколько рисунков, объединенных одной подписью, они обозначаются русскими строчными буквами: а, б, в...

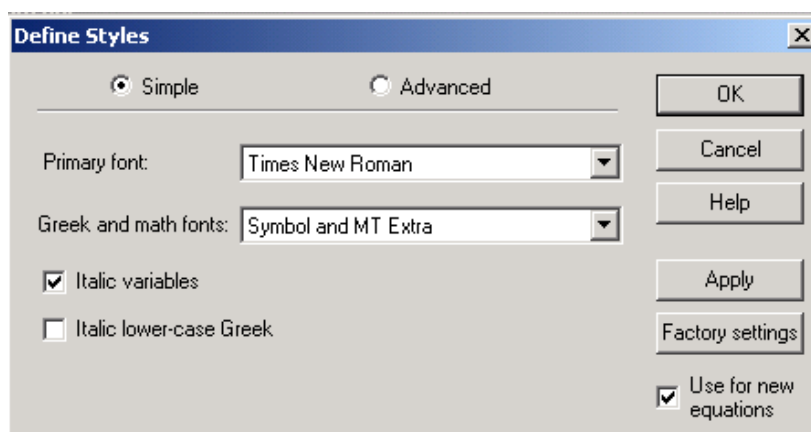
11. Формулы набираются в редакторе формул Microsoft Equation MathType в подбор к тексту или отдельной строкой по центру, **кегль 11 пт.**

Нумерация формул сквозная, в круглых скобках, прижатых к правому полю. Нумеровать следует только те формулы, на которые есть ссылки в тексте.

Настройки редактора формул



a



б

12. Библиографические ссылки. В тексте в квадратных скобках арабскими цифрами указывается порядковый номер научного труда в библиографическом списке, например: [2; 3], [4–6] и т. д. В конце рукописи помещается список литературы в порядке упоминания в рукописи. Ссылки на российские издания приводятся на русском языке и сопровождаются переводом на английский язык (в отдельной строке, но под тем же номером). Библиографическое описание публикации включает: фамилию и инициалы автора, полное название работы, а также издания, в котором опубликована (для статей), город, название издательства, год издания, том (для многотомных изданий), номер, выпуск (для периодических изданий), объем публикации (количество страниц – для монографии, первая и последняя страницы – для статьи).

Ссылки на интернет-источники, базы данных и т. п. ресурсы, не поддающиеся библиографическому описанию, оформляются в виде примечаний (сносок).

13. В конце рукописи авторы могут поместить список использованных обозначений и сокращений.

14. Возвращение рукописи на доработку не означает, что рукопись уже принята к печати. Доработанный вариант необходимо прислать в редакцию в электронном виде с соблюдением всех требований вместе с ее начальной версией, рецензией и ответом на замечания рецензента не позднее двух месяцев со дня его отсылки. В противном случае первоначальная дата поступления рукописи при публикации не указывается.

15. Решение редакционной коллегии о принятии рукописи к печати или ее отклонении сообщается авторам.

В случае приема рукописи к публикации авторы должны прислать или передать в редакцию два бумажных экземпляра рукописи. Материалы печатаются на принтере на одной стороне стандартного (формат А4) листа белой бумаги. При этом тексты рукописи в бумажной и электронной версиях должны быть идентичными.

16. К рукописи прилагаются письмо от учреждения, в котором выполнена работа, и экспертное заключение о возможности ее опубликования в открытой печати. Если коллектив авторов включает сотрудников различных учреждений, необходимо представить направления от всех учреждений.

Сообщения, основанные на работах, выполненных в учреждении (учреждениях), должны содержать точное название и адрес учреждения (учреждений), публикуемые в статье.

17. После подготовки рукописи к печати редакция отправляет авторам электронную версию статьи с просьбой срочно сообщить в редакцию электронной почтой о замеченных опечатках для внесения исправлений в печатный текст.

18. После выхода журнала статьи размещаются на сайте физического факультета НГУ, а также на сайте Научной электронной библиотеки (elibrary.ru).

Адрес редакции

Физический факультет, к. 140 главного корпуса НГУ
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090,
редакция «Сибирского физического журнала»

тел. +7 (383) 363 44 25
physics@vestnik.nsu.ru