

ISSN 2222-5617

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Вісник
Харківського
Національного
Університету
імені В. Н. Каразіна

Серія “Фізика”

Випуск 33

Серія започаткована 1998 р.

Харків 2020

УДК 530.1/539.8

Вісник містить статті, присвячені сучасному стану теоретичних та експериментальних досліджень у галузі фізики. Видання призначене для науковців, викладачів, аспірантів та студентів фізичних спеціальностей вищих навчальних закладів та наукових установ.

Видання є фаховим виданням у галузі фіз.-мат. наук (104 фізика та астрономія) наказ МОН України № 409 від 17.03.2020.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол №17 від 30 листопада 2020 р.)

Головний редактор

Вовк Р.В. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Заступник головного редактора

Пойда В.П. - доктор тех. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Відповідальний секретар

Коршак В.Ф. - канд. фіз. - мат. наук, доцент, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Технічний редактор

Мозуль К.О. - ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Редакційна колегія

Бойко Ю.І. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Гуревич Ю.Г. - доктор фіз. - мат. наук, професор, Дослідницький центр, Мексика

Зиман З.З. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Кагановський Ю.С. - доктор фіз. - мат. наук, професор, Бар - Іланський університет, Ізраїль

Камзін О.С. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ФТІ імені Іоффе, Росія

Кунцевич С.П. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Лазоренко О.В. - доктор фіз. - мат. наук, доцент, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Пархоменко О.О. - доктор фіз. - мат. наук, с.н.с., ННЦ ХФТІ НАНУ, Україна

Петченко О.М. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ МГ ім. О.М. Бекетова МОН України

Портной М.Ю. - доктор фізики, професор, університет Ексетеру, Великобританія

Рошко С.М. - доктор фізики, професор, Лондонський центр нанотехнологій, Великобританія

Соколенко В.І. - доктор фіз. - мат. наук, с.н.с., ННЦ ХФТІ НАНУ, Україна

Хронеос Олександр - доктор фізики, професор, Імперіал коледж, Великобританія

Фегер Олександр - доктор фіз. - мат. наук, професор, інститут фізики університету імені Шафарика,

Кошице, Словачія

Федоров П.М. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Шехтер Роберт - доктор фіз. - мат. наук, професор, Гетеборгський університет, Швеція

Шкловський В.А. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Шкуратов Ю.Г. - член-кор. НАН України, доктор фіз. - мат. наук, професор,

ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Ямпольський В.О. - член-кор. НАН України, доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені

В.Н. Каразіна, Україна

Адреса редакції:

Україна, 61022, Харків, майдан Свободи, 4, Харківський національний університет імені

В.Н. Каразіна, фізичний факультет, 057-707-53-83, physics.journal@karazin.ua

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування.

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ №21573-11473Р від 20.08.2015

© Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна, оформлення, 2020

ISSN 2222-5617

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

The journal of V.N. Karazin

Kharkiv

National

University

Series “Physics”

Volume 33

The series has started 1998 p.

Kharkiv 2020

UDC 530.1/539.8

The journal contains articles on the current state of theoretical and experimental research in the field of physics. The publication is intended for researchers, teachers and students of physical specialties of higher education and research institutions.

The publication is a professional Edition in the field of physics and mathematics science (104 Physics and astronomy) ordered MES of Ukraine #409 from 17.03.2020.

Approved for publication by the decision of the Academic Council of Kharkiv Karazin National University. (Minutes №17 dated November 30, 2020)

Editor-in-Chief

Vovk R.V. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Deputy Editor-in-Chief

Poida V.P. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Assistant Editor

Korshak V.F. – Ph.D., Assoc. Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Technical Editor

Mozul K.O. – V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Editorial Board

Boiko Yu.I. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Gurevich Yu.G. - Dr. Sci., Prof., Center for Research and Advanced, Mexico

Zyman Z.Z. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Kaganovskiy Yu.S. - Dr. Sci., Prof., Bar - Ilan University, Israel

Kamzin O.S. - Dr. Sci., Prof., Ioffe Institute, Russia

Kuncevich S.P. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Lazorenko O.V. - Dr. Sci., Assoc. Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Parhomenko O.O. - Dr. Sci., Prof., NSC "Kharkov Institute of Physics & Technology", Ukraine

Petchenko O.M. - Dr. Sci., Prof., O.M.Beketov National University of Urban Economy, Ukraine

Portnoi M. Yu. - Dr. Sci., Prof., University of Exeter, UK

Rozhko S.M. - Dr. Sci., Prof., London Centre for Nanotechnology, UK

Chroneos A. - Dr. Sci., Prof., Imperial Colledge, UK

Feher A. - Dr. Sci., Prof., Pavol Jozef Šafárik University in Košice, Kosice, Slovakia

Fedorov P.M. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Shekhter R.I. - Dr. Sci., Prof., University of Goteborg, Sweden

Shklovskij V. A. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Shkuratov J.G.- Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Sokolenko V.I. - Dr. Sci., Senior Researcher, NSC KIPT, Ukraine

Yampol'skii V. A. - Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Editorial address:

Svobody Sq. 4, 61022, Kharkiv, Ukraine, V.N. Karazin Kharkiv National University, Department of Physics, 057-707-53-83, physics.journal@karazin.ua

All articles reviewed.

Certificate of registration KB number 21573-11473P on 20.08.2015

© V.N. Karazin Kharkiv National University,
design, 2020

ISSN 2222-5617

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

Вестник
Харьковского
Национального
Университета
имени В. Н. Каразина

Серия “Физика”

Выпуск 33

Серия основана 1998 г.

Харьков 2020

УДК 530.1/539.8

Вестник содержит статьи, посвященные современному состоянию теоретических и экспериментальных исследований в области физики. Издание предназначено для ученых, преподавателей, аспирантов и студентов физических специальностей высших учебных заведений и научных организаций.

Издание является профессиональным изданием в области физ.-мат. наук (104 физика и астрономия) приказ МОН Украины №409 от 17.03.2020.

Утверждено в печать решением Ученого совета Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина (протокол №17 от 30 ноября 2020 г.)

Главный редактор

Вовк Р.В. - доктор физ. - мат. наук, профессор, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Заместитель главного редактора

Пойда В.П. - доктор тех. наук, профессор, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Ответственный секретарь

Коршак В.Ф. - канд. физ. - мат. наук, доцент, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Технический редактор

Мозуль К.А. - ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Редакционная коллегия

Бойко Ю.И. - доктор физ. - мат. наук, профессор, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Гуревич Ю.Г. - доктор физ. - мат. наук, профессор, Исследовательский центр, Мексика

Зыман З.З. - доктор физ. - мат. наук, профессор, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Кагановский Ю.С. - доктор физ. - мат. наук, профессор, Бар-Иланский университет, Израиль

Камзин О.С. - доктор физ. - мат. наук, профессор, ФТИ имени Иоффе, Россия

Кунцевич С.П. - доктор физ. - мат. наук, профессор, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Лазоренко О.В. - доктор физ. - мат. наук, доцент, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Пархоменко О.О. - доктор физ. - мат. наук, с.н.с., ННЦ ХФТИ НАНУ, Украина

Петченко О.М. - доктор физ. - мат. наук, профессор, ХНУ МГ им. О.М. Бекетова МОН Украины

Портной М.Ю. - доктор физики, профессор, университет Эксетера, Великобритания

Рошко С.М. - доктор физики, профессор, Лондонский центр нанотехнологий, Великобритания

Соколенко В.І. - доктор физ. - мат. наук, с.н.с., ННЦ ХФТИ НАНУ, Украина

Хронеос Александр - доктор физики, профессор, Империял колледж, Великобритания

Фегер Александр - доктор физ. - мат. наук, профессор, институт физики университета имени

Шафарика, Кошице, Словакия

Федоров П.М. - доктор физ. - мат. наук, профессор, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Шехтер Роберт - доктор физ. - мат. наук, профессор, Гетеборгский университет, Швеция

Шкловский В.А. - доктор физ. - мат. наук, профессор, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Шкуратов Ю.Г. - член-кор. НАН Украины, доктор физ. - мат. наук, профессор,

ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Ямпольский В.О. - член-кор. НАН Украины, доктор физ. - мат. наук, профессор, ХНУ имени В.Н. Каразина, Украина

Адрес редакции:

Украина, 61022, Харьков, майдан Свободы, 4, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, физический факультет, 057-707-53-83, physics.journal@karazin.ua

Статьи прошли внутреннее и внешнее рецензирование.

Свидетельство о государственной регистрации КВ №21573-11473Р от 20.08.2015

© Харьковский национальный университет
имени В.Н. Каразина, оформление, 2020

Content

Departments of the faculty of physics of V.N. Karazin Kharkiv National University as a national property of Ukraine	10
<i>M.A. Volosyuk</i> Mechanisms of micro-voids formation caused by optical breakdown in KCl single crystals	43
<i>A. Dubovaya, S. Dukarov, S. Petrushenko, V. Sukhov</i> The analysis methods of electron-microscopic images for automation of building histograms of nanoparticle size distribution	50
<i>A.L. Solovyov, N.R. Vovk</i> Structural and electroresistive properties of layered compounds based on the 1-2-3 HTSC system and transition metal dichalcogenides under extreme external influences (review)	55
<i>A. Ostapovets, O. Vatazhuk</i> Computer simulations of hydrostatic pressure influence on screw $\langle a \rangle$ dislocation slip in Mg	71
<i>G.Ya. Khadzhaev, A.V. Matsepulin, A. Chroneos, I.L. Goulatis, R.V. Vovk</i> Pressure effect on the electrical resistance of $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals	77
<i>O.G. Ort, M.R. Vovk</i> The classical boundary problem of the transition of a spherical type-I superconductor to the normal state with increasing of the applied uniform magnetic field	82

Зміст

Кафедри фізичного факультету Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна як національне надбання України	10
<i>М.А. Волосюк</i> Механізми утворення мікропустот (пір) при оптичному пробої монокристалів КСІ	43
<i>А. Дубовая, С. Дукаров, С. Петрушенко, В. Сухов</i> Методи аналізу електронно-мікроскопічних зображень для автоматизації побудови гістограм розподілу наночастинок за розмірами	50
<i>А.Л. Соловійов, М.Р. Вовк</i> Структурні та електрорезистивні властивості шаруватих сполук на основі 1-2-3 ВТНП системи та дихалкогенідів перехідних металів при екстремальних зовнішніх впливах (огляд)	55
<i>А. Остаповець, О. Ватажук</i> Комп'ютерне моделювання впливу гідростатичного тиску на ковзання гвинтових $\langle a \rangle$ дислокацій в Mg	71
<i>Г.Я. Хаджай, А.В. Маценулін, А. Хронеос, І.Л. Гулатіс, Р.В. Вовк</i> Вплив тиску на електричний опір монокристалів $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	77
<i>О.Г. Орт, М.Р. Вовк</i> Класична крайова задача про перехід сферичного надпровідника першого роду в нормальний стан при збільшенні прикладеного однорідного магнітного поля	82

Содержание

Кафедры физического факультета Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина как национальное достояние Украины	10
<i>М.А. Волосюк</i> Механизмы образования микрополостей при оптическом пробое монокристаллов КС1	43
<i>А. Дубовая, С. Дукаров, С. Петрушенко, В. Сухов</i> Методы анализа электронно-микроскопических изображений для автоматизации построения гистограмм распределения наночастиц по размерам	50
<i>А.Л. Соловьёв, Н.Р. Вовк</i> Структурные и электрорезистивные свойства слоистых соединений на основе 1-2-3 ВТСП систем и дихалкогенидов переходных металлов при экстремальных внешних воздействиях (обзор)	55
<i>А. Остаповец, Е. Ватажук</i> Компьютерное моделирование влияния гидростатического давления на скольжение винтовых $\langle a \rangle$ дислокаций в Mg	71
<i>Г.Я. Хаджай, А.В. Мацепулин, А. Хронеос, И.Л. Гулатис, Р.В. Вовк</i> Влияние давления на электросопротивление монокристаллов $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	77
<i>А.Г. Орт, Н.Р. Вовк</i> Классическая краевая задача о переходе сферического сверхпроводника первого рода в нормальное состояние при увеличении приложенного однородного магнитного поля	82

КАФЕДРИ ФІЗИЧНОГО ФАКУЛЬТЕТУ ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА ЯК НАЦІОНАЛЬНЕ НАДБАННЯ УКРАЇНИ

Науковий об'єкт, що становить національне надбання – термін українського законодавства, який позначає унікальний об'єкт, що не піддається відтворенню, втрата або руйнування якого матиме серйозні негативні наслідки для розвитку науки та суспільства.

Короткий нарис з історії виникнення і розвитку кафедральної структури фізичного факультету Харківського університету

Історія фізичного факультету починається з часу відкриття в 1805 р. Харківського університету. Однією з кафедр відділення фізичних і математичних наук була кафедра теоретичної і дослідної фізики. Першим її завідувачем був серб А.І. Стойкович. Серед його учнів був і В.С. Комлишинський, що очолював кафедру фізики в 1813 р. Він першим захистив докторську дисертацію з фізики в університеті, протягом 35 років проводив навчальну і просвітницьку діяльність.

Перші дослідження, тісно пов'язані з практичними питаннями, розпочав петербуржець В.І. Лапшин, до якого перейшло завідування об'єднаною кафедрою фізики і фізичної географії в 1839 р. Він провів знамениті публічні гальванічні досвіди, працював над проектом міського водогону. Потім кафедрою завідували випускники Харківського університету: Ю.І. Морозов (1864-1867 р.р.), праці якого стосувалися питань фізичної географії і метеорології, А.П. Шимков (1867-1899 р.р.) і О.К. Погорілко (1900 р.).

З 1884 р. на кафедрі фізики працював М.Д. Пильчиков, який також був випускником Харківського університету. Це був талановитий учений, геніальний винахідник, новатор, прекрасний лектор, популяризатор науки, який поєднував у своїх працях експериментальний підхід з теоретичним. Він опублікував близько 100 наукових праць з різних розділів фізики, розробив низку нових фізичних приладів. М.Д. Пильчиков був одним з перших дослідників Курської магнітної аномалії, членом міжнародних наукових товариств, неодноразово представляв університетську науку на міжнародних конференціях.

З 1904 р. на чолі кафедри фізики стояв випускник Казанського університету О.П. Грузинцев, який займався суспільною діяльністю, читав публічні лекції з фізики, написав курси експериментальної і теоретичної фізики, надрукував велику кількість наукових праць.

З 1914 р. по 1921 р. завідувачем кафедри фізики був блискучий учений і організатор науки Д.А. Рожанський - випускник Петербурзького і Берлінського університетів, який заснував першу наукову школу радіофізиків у Харківському університеті.

З 1914 р. протягом 5 років на кафедрі фізики працював Т.П. Кравець, визначний вчений, випускник Московського університету. Поряд з науково-педагогічною роботою він займався організаційною діяльністю, був широко освіченим фізиком, чудовим лектором, вивчав історію фізики.

Таким чином, за весь дореволюційний період розвитку фізики в Харківському університеті В.І. Лапшин, М.Д. Пильчиков, О.П. Грузинцев, Д.А. Рожанський і Т.П. Кравець залишили помітний слід у науці. У той же час і викладання загального курсу фізики проводилось на дуже високому науково-методичному рівні: був створений загальний фізичний практикум, були введені спецкурси, фактично з'явилися спеціалізації з різних напрямків фізики. Якщо в 1805 р. кафедра фізики складалася з чотирьох осіб (завідувач кафедри, його помічник - ад'юнкт, доглядач кабінету й інструментальний майстер), то в 1916 р. вона нараховувала вже, крім лаборантів, 13 співробітників.

Новий етап розвитку фізичної науки в Харківському університеті розпочався після відновлення університету в 1933 р., коли Харківський державний університет був створений на базі Фізико-хіміко-математичного інституту і Педагогічного інституту профосвіти, що були прямими спадкоємцями старого Університету.



Л.Д. Ландау

З 1 жовтня 1933 р. відновив роботу фізико-математичний факультет, деканом якого став український фізик професор А.В. Желеховський - автор першого підручника з курсу загальної фізики українською мовою. Він був одним з керівників ініціативної групи харківських фізиків і безпосереднім учасником створення в м. Харкові Українського фізико-технічного інституту (УФТІ). З цього часу до складу фізичного відділення фізмату входили вже чотири кафедри.

Кафедру експериментальної фізики у 1933-1935 рр. очолював проф. А.В. Желеховський. У 1935 р. на факультет прийшов проф. Л.Д. Ландау. Протягом двох семестрів у 1936 році він був завідувачем кафедри експериментальної фізики. Л.Д. Ландау розпочав свою діяльність на кафедрі з викладання курсу загальної фізики, а потім приступив до створення і читання свого знаменитого курсу теоретичної фізики.

У цей період вийшов з друку перший том курсу теоретичної фізики "Механіка" (написаний разом з Л. М. Пятигорським) і був завершений другий том "Статистична фізика", написаний у співавторстві з Є.М. Ліфшицем. Л.Д. Ландау стимулював



С.М. Ліфшиць

фізики і термодинаміки, яку очолив проф. І.М. Ліфшиць, і на кафедрі теоретичної ядерної фізики, якою завідував проф. О.І. Ахієзер. У 1940 р. з кафедри експериментальної фізики виділилася кафедра загальної фізики, яку очолив доц. А.С. Мільнер. Співробітниками кафедри були продовжені дослідження магнітних явищ і проводилось викладання фізики для студентів не фізичних спеціальностей.

На чолі кафедри магнітних вимірів став проф. Д.С. Штейнберг, під керівництвом якого проводились дослідження феромагнітних матеріалів.

У 1935 р., після раптової смерті Д.С. Штейнберга, кафедру магнітних вимірів очолив проф. Л.В. Шубніков, який з метою підготовки фахівців із криогенної техніки і проведення досліджень фізичних властивостей надпровідників змінив її спеціалізацію.

З 1937 р. кафедру очолив проф. Б.Я. Пінес, який перейменував її на кафедру фізики твердого тіла і спрямував основні зусилля на вивчення фізичних властивостей металів і сплавів. Завідувачем кафедри електромагнітних коливань, перейменованої в 1939 р. в кафедру технічної фізики, був проф. А.А. Слуцкін, учень Д.А. Рожанського. Під його керівництвом проводились дослідження механізму й умов одержання могутніх електромагнітних коливань дециметрового діапазону, розроблялися методи дозиметрії. Після смерті А.А. Слуцкіна з 1950 р. кафедрою керував доц. В.К.Ткач.

Створення УФТІ вплинуло на розвиток фізики в Харківському університеті. З його виникненням відбулася зміна змісту навчальної, наукової й організаційної роботи кафедри, спрямованої на підготовку фізиків, основним споживачем яких став цей інститут. Багато вчених з УФТІ розпочали викладання фундаментальних і спеціальних курсів студентам університету, а викладачі університету взяли активну участь у роботі його лабораторій. Завдяки використанню матеріальної бази УФТІ на факультеті вдалося розширити та поглибити наукові дослідження, розгорнути підготовку наукових кадрів вищої кваліфікації. Разом з Л.В. Шубніковим, Л.Д. Ландау, С.М. Ліфшицем, І.М. Ліфшицем, О.І. Ахієзером, Л. В. Розенкевичем і Б.Я. Пінесом в університет прийшли І.Я. Померанчук, А.К. Кікоїн, А.С. Компанієць, М. Руеман, К.Д. Синельников, А.К. Вальтер, В.С. Горянський, Є.С.Боровик та інші вчені, які стали гордістю вітчизняної науки.



К.Д. Синельников

розвиток досліджень з теоретичної фізики в університеті. Завдяки його інтуїції і широті наукових інтересів, дослідницька тематика кафедри охоплювала найбільш актуальні напрямки теоретичної фізики, які мали зв'язок з конкретним експериментальними дослідженнями. Зусиллями Л.Д. Ландау була створена Харківська школа фізиків-теоретиків. Кафедрою теоретичної фізики спочатку завідував проф. Л.В. Розенкевич - представник ленінградської школи фізиків, який прибув у м. Харків з першою групою майбутніх "уфтинців". Він надрукував разом з Л.Д. Ландау та С.М. Ліфшицем збірник задач з теоретичної фізики. З 1940 р. кафедрою теоретичної фізики керував проф. О.І. Ахієзер, а в період 1943-1944 рр. - професор В.Л. Герман.

У 1944 р. кафедра теоретичної фізики була розділена на дві кафедри: на кафедру статистичної ядерної фізики, якою завідував проф. О.І. Ахієзер. У 1940 р. з кафедри експериментальної фізики виділилася кафедра загальної фізики, яку очолив



А.С. Мільнер



І.М. Ліфшиць

доц. А.С. Мільнер. Співробітниками кафедри були продовжені дослідження магнітних явищ і проводилось викладання фізики для студентів не фізичних спеціальностей.

На чолі кафедри магнітних вимірів став проф. Д.С. Штейнберг, під керівництвом якого проводились дослідження феромагнітних матеріалів.

У 1935 р., після раптової смерті Д.С. Штейнберга, кафедру магнітних вимірів очолив проф. Л.В. Шубніков, який з метою підготовки фахівців із криогенної техніки і проведення досліджень фізичних властивостей надпровідників змінив її спеціалізацію.

З 1937 р. кафедру очолив проф. Б.Я. Пінес, який перейменував її на кафедру фізики твердого тіла і спрямував основні зусилля на вивчення фізичних властивостей металів і сплавів. Завідувачем кафедри електромагнітних коливань, перейменованої в 1939 р. в кафедру технічної фізики, був проф. А.А. Слуцкін, учень Д.А. Рожанського. Під його керівництвом проводились дослідження механізму й умов одержання могутніх електромагнітних коливань дециметрового діапазону, розроблялися методи дозиметрії. Після смерті А.А. Слуцкіна з 1950 р. кафедрою керував доц. В.К.Ткач.

Створення УФТІ вплинуло на розвиток фізики в Харківському університеті. З його виникненням відбулася зміна змісту навчальної, наукової й організаційної роботи кафедри, спрямованої на підготовку фізиків, основним споживачем яких став цей інститут. Багато вчених з УФТІ розпочали викладання фундаментальних і спеціальних курсів студентам університету, а викладачі університету взяли активну участь у роботі його лабораторій. Завдяки використанню матеріальної бази УФТІ на факультеті вдалося розширити та поглибити наукові дослідження, розгорнути підготовку наукових кадрів вищої кваліфікації. Разом з Л.В. Шубніковим, Л.Д. Ландау, С.М. Ліфшицем, І.М. Ліфшицем, О.І. Ахієзером, Л. В. Розенкевичем і Б.Я. Пінесом в університет прийшли І.Я. Померанчук, А.К. Кікоїн, А.С. Компанієць, М. Руеман, К.Д. Синельников, А.К. Вальтер, В.С. Горянський, Є.С.Боровик та інші вчені, які стали гордістю вітчизняної науки.

У період 1937-1941 р.р. на факультеті були захищені 3 докторські і 13 кандидатських дисертацій, що перевищувало кількість захищених дисертацій за період 1805-1917 р.р. Завдяки бурхливому розвитку науки в 30-і роки Харківський університет перетворився в один із найкращих учбово-наукових центрів з фізики.

Під час Великої Вітчизняної війни в університеті, евакуйованому в м. Кзил-Орду, фізика була представлена тільки однією кафедрою, якою керував проф. К.Д. Синельников, але наукові дослідження на ній інтенсивно продовжувалися в різних галузях фізики.

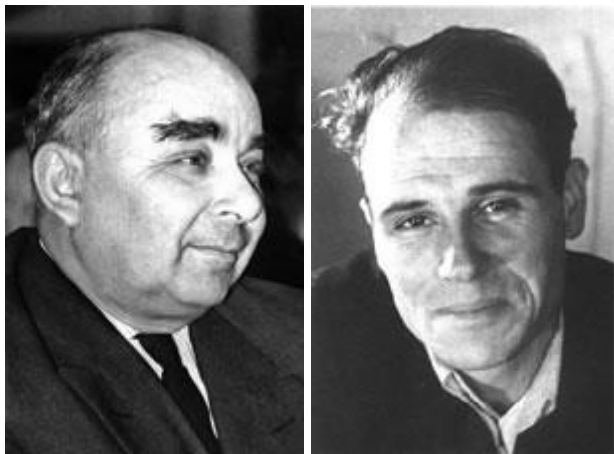
Після війни значно зросли потреби у фізиках, у зв'язку з чим на фізико-математичному факультеті у 1948 р. було засновано відділення ядерної фізики, а в 1952 р. в університеті був створений радіофізичний факультет.

Перехід університету в нову будівлю дав можливість до 1962 р. перетворити фізико-математичний факультет на три факультети: фізичний, механіко-математичний і фізико-технічний. З цього часу починається новий період у

фізико-математичний факультет на три факультети: фізичний, механіко-математичний і фізико-технічний. З цього часу починається новий період у

розвитку фізичного факультету, виникають нові наукові напрямки наукових досліджень, нові кафедри і лабораторії.

Незважаючи на відтік фахівців-фізиків у нещодавно створені нові науково-дослідні інститути (Фізико-технічний інститут низьких температур АН УРСР, Інститут радіоелектроніки АН УРСР, Науково-виробничне об'єднання «Інститут монокристалів»), наукові школи факультету продовжували розвиватися, поповнюючи відділи нових установ і традиційного споживача — Український фізико-технічний інститут молодими кадрами випускників фізичного факультету. Усупереч формальним перешкодам, фізичний факультет намагався підтримувати тісні контакти з академічними інститутами, залучаючи до викладання та керівництва науковими дослідженнями студентів і аспірантів провідних фахівців з цих установ на умовах сумісництва та погодинної оплати.



Б.Я. Пінес В.Г. Хоткевич

У 1962 році фізичний факультет налічував 6 кафедр. Найбільшою з них була кафедра експериментальної фізики, яку очолював майбутній член-кореспондент НАН України В. Г. Хоткевич (він же був першим деканом фізичного факультету, а пізніше став ректором університету). Взаємодія з Фізико-технічним інститутом Фізики низьких температур АН УРСР привела до того, що у 1979 році з кафедри експериментальної фізики на основі відповідної спеціалізації виділилася кафедра фізики низьких температур, яку очолювали В. Г. Хоткевич, а після нього М. О. Оболенський. З 2012 по 2017 р.р. кафедру очолював професор Вовк Р.В. У даний час цю кафедру тимчасово очолює професор Шкловський В.О. Кафедру експериментальної фізики очолювали: академік АН УРСР Веркін Б.І. (у 1979-1982 рр.), професор Андронов В. М. (у 1982-2001 рр.), професор В. П. Лебедев (у 2001-2013 рр.). У даний час кафедру експериментальної фізики очолює професор Пойда В. П.

На чолі кафедри статистичної фізики і термодинаміки стояв академік І.М. Ліфшиць - продовжувач широко відомої наукової школи фізиків-теоретиків, соратник Л.Д. Ландау. Основним науковим напрямком кафедри були дослідження у галузі теорії конденсованого стану.

У 1968 р., після смерті Л.Д. Ландау, І.М. Ліфшиць був запрошений на його посаду в ІФП АН СРСР. З того часу кафедрою статистичної фізики і термодинаміки завідували його найближчі учні і співробітники: Л.С. Гуліда (1969-1973 р.р.), І.І. Фалько (1973-1979 р.р.), Л.С. Паргаманик (1979-1981 р.р.), В.В. Ульянов (1981-1993 р.р.). В ті роки на кафедрі працювали також відомі теоретики: М.І. Каганов, А.М. Косевич, М.Я. Азбель, Е.А. Канер, В.М. Цукерник, В.Г. Пісчанський, Д.Г. Долгополов, В.І. Пересада, В.П. Галайко, В.І. Герасименко, А.В. Свидзинський. З 1979 р. у ця кафедра стала називатися кафедрою теоретичної фізики, оскільки на той час вона готувала фахівців і проводила наукову діяльність практично з усіх розділів теоретичної фізики. В 1993 р. кафедрі очолив проф. О.М. Єрмолаєв. З червня 2013 в.о. завідувача кафедри теоретичної фізики став учень О.М. Єрмолаєва доц. Г.І. Рашба.



Шкляревський

І.М.



Я.Є. Гегузін



М.П. Барабашов

Кафедру фізики твердого тіла очолював проф. Б.Я. Пінес, з ім'ям якого пов'язане створення наукових шкіл експериментаторів у галузі фізики твердого тіла, фізичної теорії спікання, нових методів рентгеноструктурних і електронографічних досліджень. Після смерті Б.Я. Пінеса в 1968 р., цією кафедрою протягом багатьох років керував його учень проф. А.Ф. Сіренко. З 1994 р. її очолює проф. З.З. Зиман.

Кафедрою загальної фізики завідував академік Є.С.Боровик. Після його смерті кафедру очолювали спочатку доц. А.С. Мільнер, а потім проф. І. В. Смушков. З 1981 р. нею керував проф. Ю.А. Попков, після смерті якого в 2001 р. йому на зміну прийшов проф. О.Г. Андерс. Зараз цю кафедру очолює професор Лазоренко О.В. З'явилося ще дві кафедри фізичного профілю: кафедра фізичної оптики, кафедра фізики кристалів. Кафедру фізичної оптики у різні роки очолювали професори Шкляревський І. М., Милославський В. К., Агєєв Л. О. У даний час цю кафедру тимчасово очолює професор Галунов М.З. Кафедра фізики кристалів була зоснована професором Гегузіним Я. Є. і відразу стала активно працюючим центром досліджень в галузі фізики реального кристала. Професор Гегузін Я.Є. очолював кафедру до 1988 року. Після його смерті кафедру очолював доцент Кібець В. І. Зараз завідувачем кафедри фізики кристалів є академік НАН України Гриньов Б.В. Ще дві кафедри ввійшли до складу фізичного факультету: кафедра вищої математики; кафедра астрономії. Кафедру вищої математики очолювали доценти Агранович З. С., Дубовой В. К. У даний час її очолює професор Чібісов Д.В. Кафедру астрономії очолювали академік Барабашов М.П. та професор Александров Ю.В., зараз її очолює член-кореспондент НАН України, професор Шкуратов Ю. Г.

Основні віхи історії та сьогодення кафедри експериментальної фізики.



Кафедра експериментальної фізики є найстарішою з кафедр фізичного факультету. Підготовка до створення фізичного кабінету і кафедри дослідної та теоретичної фізики Імператорського Харківського університету здійснювалась ще до його офіційного відкриття. Зокрема В.Н. Каразін ще у 1803 році особисто опікувався придбанням перших фізичних приладів, меблів та інструментів для фізичного кабінету.

Офіційне відкриття Імператорського Харківського університету відбулось 17 січня 1805 р. Тоді ж була створена кафедра теоретичної та дослідної фізики. У той час вона була єдиним центром фізики на території півдня Російської імперії.

Першим завідувачем кафедри теоретичної та дослідної фізики і фізичного кабінету був Афанасій (Атанасій) Іванович Стойкович. Він народився в м. Рума (Сербія). Освіту здобув у Еденбургській, Сегединській і Пресбургській академіях вищих наук. У 1797-1799 роках слухав лекції в Геттінгенському університеті. У 1799 році А. І. Стойкович у Тюбінгенському університеті здобув ступінь доктора вільних наук і філософії. З моменту відкриття Харківського університету професор Стойкович А. І. читав теоретичну й дослідну фізику.

Василь Сергійович Комлишенський очолював кафедру фізики в Харківському університеті з 1813 по 1839 рік. Він першим з фізиків університету захистив магістерську (1812 р.) та докторську (1813 р.) дисертації з фізики.

У 1839-1863 рр. кафедрою фізики й фізичної географії завідував Заслужений професор Харківського університету

Лапшин Василь Іванович. Він народився в 1809 році в Петербурзі. У 1928 році після півторарічного навчання в Петербурзькому університеті був направлений на фізико-математичне відділення Дерптського учительського інституту, який закінчив у 1833 році. Протягом наступних двох років він слухав лекції в Берлінському університеті. З 1835 року працював у Харківському університеті. У 1838 році В.І. Лапшин захистив докторську дисертацію і був затверджений ординарним професором кафедри фізики й фізичної географії. У 1842 році він опублікував перший російський огляд із електромагнітної телеграфії. У звітах про стан та діяльність Імператорського Харківського університету за 1858-1860 роки повідомляється про проведення в університеті у серпні-вересні 1859 року В.І. Лапшиним гальванічних дослідів. Досліди були здійснені з використанням гальванічної електрики, джерелом якої служила потужна батарея, що складалася із 1000 гальванічних елементів Бунзена. У 1865 р. В.І. Лапшин розробив проект харківського водогону, а з 1840 року організував у Харкові систематичну метеорологічну службу.

В.І. Лапшин велику увагу приділяв комплектуванню фізичного кабінету новими фізичними приладами. Так, зокрема, влітку 1861 року він здійснив подорож до Європи. Метою цієї подорожі було відвідування наукових лабораторій задля спілкування з різними відомими вченими і майстерень, де виготовлялись нові фізичні прилади. Завдяки діяльності В.І. Лапшина фізичний кабінет був значно поповнений приладами та обладнанням. До кінця



1859 року у фізичному кабінеті Харківського університету було 456 приладів. Зазначимо, що у фізичному кабінеті Московського університету до 1854 р. було 405 приладів, а в Санкт-Петербурзькому університеті в 1868 р. – 587 приладів.

Заслужений професор Харківського університету Юрій Іванович Морозов завідував кафедрою фізики у 1864-1866 рр. Він народився в містечку Соколки Кобелякського повіту Полтавської губернії. Закінчив фізико-математичний факультет Імператорського Харківського університету в 1857 році. Упродовж 1860-1862 рр. удосконалював знання в Німеччині, Австрії, Швейцарії, Бельгії, Франції та Англії. У 1864 р. Ю.І. Морозов захистив магістерську, а в 1870 р. – докторську дисертацію. З 1860 по 1862 р. він був відряджений спочатку в Петербург, а потім за кордон – у Німеччину, Австрію, Швейцарію, Францію, Англію, де він повинен був оглянути фізичні кабінети і лабораторії, а також придбати прилади, інструменти і книги для фізичного кабінету. У лабораторії Г. Кірхгофа він оволодів методом спектрального аналізу.

Повернувшись до Харкова, Ю.І. Морозов встановив у лабораторії фізичного кабінету спектроскоп і здійснив дослідження спектра Сонця. У 1869 році він першим у світі розробив пристрій, використання якого давало можливість проводити ущільнення каналів телеграфного зв'язку і одночасно передавати по одній лінії зв'язку кілька телеграм сигналами змінного струму низької частоти, тобто здійснювати частотне телеграфування.

Заслужений професор Харківського університету Шимков Андрій Петрович очолював кафедру фізики у 1867-1899 р. Він закінчив університет у 1860 році, а в 1864 році захистив магістерську дисертацію. Упродовж 1866-1867 рр. він удосконалював знання в університетах Франції, Німеччини, Швейцарії. У 1868 р. Шимков А.П. захистив докторську дисертацію. Читав курс дослідної фізики студентам 1-го та 2-го курсів. У 1875 р. видав «Курс дослідної фізики» (у трьох томах), який тривалий час використовувався як основний підручник із фізики в університетах Російської імперії. Книга А.П. Шимкова «Теоретична фізика» була першим підручником з теоретичної фізики, виданим у Харківському університеті.

Олександр Костянтинович. Погорілко закінчив фіз.-мат. факультет Харківського університету у 1870 р. У 1877 році захистив магістерську дисертацію і читав лекції з теоретичної фізики як приват-доцент. У 1878 році перебував у відрядженні в Німеччині. З 1885 р. працював ад'юнкт-професором у Харківському технологічному інституті, де заснував і обладнав кабінет фізики, навчальну лабораторію та метеорологічну станцію. Першим у Харкові провів досліди з рентгенівськими променями одразу ж після їх відкриття. У 1900-1912 рр. був Харківським міським головою.

У 1884-1894 рр. на кафедрі фізики працював Микола Дмитрович Пильчиков – талановитий учений світового рівня. М.Д. Пильчиков був одним із перших дослідників Курської магнітної аномалії, проводив експериментальні та теоретичні дослідження у різних галузях фізики, геофізики, метрології, електрофотографії, електрохімії. Творча спадщина вченого – це близько 100 праць, понад 25 оригінальних приладів та установок, кілька нових експериментальних методів досліджень. Професор Пильчиков М.Д. сконструював низку оригінальних приладів, зокрема: рефрактометр, диференціальний аерометр, термостат, інклінометр, спектрополяриметр, одноститковий сейсмограф. Учений обстоював потребу вивчення високих шарів атмосфери з використанням спеціальних стратостатів і з цією метою вперше запропонував конструкцію герметичної kabіни – провісника сучасних космічних скафандрів. М.Д. Пильчиков був одним з піонерів у галузі бездротової телеграфії та радіоуправління. Він запропонував модель протектора, пристрою для іскрового передавача, що мав використовуватись у бездротовій телеграфії. Цей прилад, який за принципом дії є резонансним електромагнітом, давав можливість захистити лінію радіотелеграфного зв'язку, тобто «засекретити» передачу телеграм, а також захистити телефон, маяки, семафори та міни від дії на них електромагнітних хвиль стороннього походження, а також вперше винайшов спосіб керування різними механізмами й пристроями по радіо. М.Д. Пильчиков одним із перших у Російській імперії розпочав вивчення радіоактивності та впровадження рентгенографії. З 1881 року він брав діяльну участь у роботі кількох зарубіжних наукових товариств. М.Д. Пильчиков був прекрасним лектором і активно популяризував новітні досягнення фізичної науки, читаючи публічні лекції, які збирали тисячні аудиторії.

Михайло Петрович Косач, брат Лесі Українки (Лариси Петрівни Косач), працював у Харківському університеті на кафедрі фізики й фізичної географії у 1899-1903 рр. Він завідував мережею електричного освітлення в університеті, метеорологічною станцією університету, проводив дослідження з метеорології, природи атмосферної електрики та електролізу. М.П. Косач читав курси: загальна метеорологія; електростатика; електродинаміка і електромагнетизм; механічна теорія тепла; рентгенівські промені.

Заслужений професор Харківського університету Олексій Петрович Грузинцев завідував кафедрою фізики в Харківському університеті у 1904-1914 рр., а працював в університеті до кінця свого життя – до 1919 року.

О.П. Грузинцев докладав багато зусиль для створення демонстраційного музею, фізичної лабораторії і фізичного практикуму.

Свєній Олександрович Роговский працював на посаді професора кафедри фізики Імператорського Харківського університету у 1904-1911 рр. Він був одним з авторів статей «Энциклопедического словаря Брокгауза и Ефрона», а також коректором «Журнала Русского физико-химического общества».

Михайло Іванович Сахаров працював на посаді лаборанта фізичного кабінету університету в 1904-1914 рр. Практичний та організаційний досвід, набутий ним під час стажування у лабораторії Вільгельма Конрада Рентгена, він у подальшому з успіхом використовував для вдосконалення змісту лекційних демонстрацій та створення загального студентського лабораторного практикуму в Харківському університеті та в Харківському технологічному інституті.

З 1914 року на кафедрі фізики протягом 5 років працював Торічан Павлович Кравець – видатний вчений-оптик, засновник школи теоретичної і експериментальної наукової фотографії, член-кореспондент АН СРСР.

У 1914-1921 роках завідувачем кафедри фізики був випускник Санкт-Петербурзького та Берлінського університетів Дмитро Аполінарівич Рожанський, учень О.С. Попова, блискучий учений і організатор науки, засновник першої наукової школи радіофізиків у Харківському університеті.

У 1922 на кафедрі фізики почали працювати Дмитро Самойлович Штейнберг та Абрам Олександрович Слуцкін. У 1924 г. вони розробили новий спосіб генерування високочастотних коливань у магнетронах на хвилях, що мають довжину 7-50 см.

У 1931-1935 рр. кафедру експериментальної фізики очолював професор Андрій Володимирович Желеховський. Він був одним з керівників ініціативної групи харківських фізиків зі створення у 1928 році у Харкові Українського фізико-технічного інституту та одним з перших його наукових співробітників.

У 1935 році на фізичному факультеті почав працювати професор Лев Давидович Ландау, який у 1936 році перебував на посаді завідувача кафедри експериментальної фізики протягом двох семестрів. Розпочавши свою діяльність на кафедрі з викладання курсу загальної фізики, він приступив до читання свого знаменитого курсу теоретичної фізики. У цей період вийшов з друку перший том курсу «Механіка», написаний разом з Л.М. П'ятигорським та було завершено другий том курсу «Статистична фізика», який був написаний Л.Д. Ландау в співавторстві з Є. М. Ліфшицем. Л. Д. Ландау стимулював розвиток досліджень з теоретичної фізики в університеті. Його зусиллями було створено Харківську школу фізиків-теоретиків.

У 1937-1938 роках для викладання різних навчальних дисциплін в університет були запрошені: К.Д. Синельников, А.К. Вальтер, Б.Я. Пінес, О.І. Ахієзер та інші провідні фізики. Константин Дмитрович Синельников у 1937 році був призначений завідувачем кафедри експериментальної фізики.

Під час Великої Вітчизняної війни багато приладів та обладнання з фізичного кабінету було знищено або ж розграбовано. Після визволення Харкова і повернення з евакуації працівників кафедри експериментальної фізики та її завідувача проф. Синельникова К.Д. почалась інтенсивна робота з відновлення фізико-математичного факультету і, зокрема, лабораторій та фізичного кабінету кафедри експериментальної фізики.

У повоєнні роки академік АН УРСР Синельников К.Д., який очолював кафедру до 1955 р., спільно з Б.І. Веркіним, О.І. Ахієзером, А.А. Галкіним, К.В., Мезінім, А.С. Мільнером та іншими вдосконалювали і покращували методичну побудову курсу експериментальної фізики, приділяючи велику увагу його узгодженню з курсом вищої математики для фізиків та лекційними демонстраціями.

Сучасну структуру кафедра експериментальної фізики набула в результаті реорганізації, яка відбулась у 1979 р. коли за ініціативою члена-кореспондента АН УРСР Хоткевича В.Г., який керував кафедрою з 1956 по 1979 р., вона була розділена на дві кафедри: на кафедру експериментальної фізики і кафедру фізики низьких температур. Завідувачем кафедри експериментальної фізики за сумісництвом був призначений директор Фізико-технічного інституту низьких температур АН УРСР, академік АН УРСР, Веркін Борис Ієремійович. Його заступником, що мав достатньо широкі повноваження, був призначений кандидат фіз.-мат. наук, доцент Андронов Володимир Михайлович.

Андронов В.М. очолював кафедру експериментальної фізики у 1983-2001 рр. Основним завданням колективу кафедри в ці роки було забезпечення навчального процесу з вивчення загальної фізики на фізичному і радіофізичному факультетах та впровадження в навчальний процес лекційних відеодемонстрацій із загальної фізики.

На кафедрі експериментальної фізики працював доктор фіз.-мат. наук, професор Гладких Микола Тимофійович, який блискуче читав курс загальної фізики та різні спецкурси бакалаврам і магістрам фізики та прикладної фізики. Наукова діяльність М.Т. Гладких була пов'язана з дослідженням поверхневих явищ, фазових перетворень і структури в конденсованих плівках різних матеріалів.

Доктор фіз.-мат. наук, професор Лебедев В.П. обіймав посаду завідувача кафедри експериментальної фізики у 2001-2013 роках. Проводив дослідження у галузі фізики низькотемпературної пластичної деформації. Брав участь у розробці першого Державного галузевого стандарту вищої освіти з фізики.

З 2013 року кафедру експериментальної фізики очолює доктор технічних наук, професор Пойда В.П. Під його керівництвом, зокрема, розроблено Стандарт вищої освіти підготовки бакалаврів за спеціальністю 104 Фізика та астрономія.



Ректор ХНУ імені В.Н. Каразіна академік Бакіров В.С. та Віце-прем'єр-міністр Дмитро Кулеба оглядають експозицію виставки старовинних фізичних приладів з колекції фізичного кабінету, присвячену 215 річниці з Дня створення університету.

Старший науковий співробітник Петрушенко С.І. демонструє екс заступнику Міністра освіти і науки Стрісі М.В. та проректору університету Катричу В.М. зображення, отримані з використанням новітнього растрового електронного мікроскопа Tescan Vega3 LMN

Кафедра експериментальної фізики дає вагомий внесок у підготовку бакалаврів, магістрів та аспірантів, які навчаються на фізичному факультеті, бакалаврів та магістрів, які навчаються на факультеті радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, а також бакалаврів, які навчаються на медичному факультеті. Викладачі кафедри здійснюють видання навчальних та навчально-методичних посібників, публікують статті в яких розглядається методика проведення занять із загальної фізики та шкільної фізики, а також методика дистанційного навчання. Розробки обладнання для фізичних кабінетів і лабораторій старшого викладача Литвинова Ю.В. та його співавторів неодноразово відзначались медалями міжнародних і вітчизняних освітніх виставок, дипломами і званнями лауреатів конкурсів інноваційних проектів.

У даний час кафедра експериментальної фізики, історія якої тісно пов'язана з історією фізичного кабінету Харківського університету, має у своєму складі Навчально-експериментальну лабораторію, працівники якої під керівництвом її завідувача Б.М. Валійова забезпечують показ лекційних демонстрацій під час читання лекцій студентам із різних розділів загальної фізики, використовуючи для цього багату колекцію різноманітних фізичних приладів, у тому числі і старовинних, які становлять історичну цінність.

Наукові дослідження на кафедрі експериментальної фізики у даний час проводяться науковцями та науково-педагогічними працівниками у ході виконання держбюджетних НДР та в межах робочого часу викладачів за такими основними напрямками:

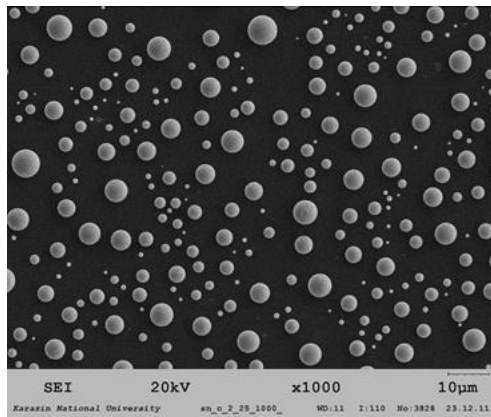
- вивчення структурного стану тонких плівок і механізмів фазових перетворень у них (наукові керівники: доц. Сухов В. М., провідний науковий співробітник Дукаров С.В.);
- вивчення фізичної природи структурної надпластичності алюмінієвих сплавів (проф. Пойда В. П., старший викладач Мила Д.Є.);
- теоретичні дослідження у галузі фізики плазми (проф. Єгоренков В.Д.);
- експериментальні дослідження у галузі фізики міцності та пластичності (доцент Шеховцов О.В., аспірант Фтьомов Є.В., старший викладач Лебедев С.В.);

Наукові співробітники НДЧ ХНУ імені В.Н. Каразіна, члени кафедри Дукаров С.В., Петрушенко С.І. та інженер Невгасимов О.О. здійснюють експлуатацію новітніх приладів (рентгеновського дифрактометра Shimadzu XRD 6100, растрового електронного мікроскопа Tescan Vega3 LMN) та кількох просвічувальних електронних мікроскопів, які є у розпорядженні кафедри. Ці прилади використовуються у Центрі колективного користування науковим обладнанням університету для проведення структурних, фактографічних, рентгеноспектральних, рентгеноструктурних, геологічних та біологічних досліджень.

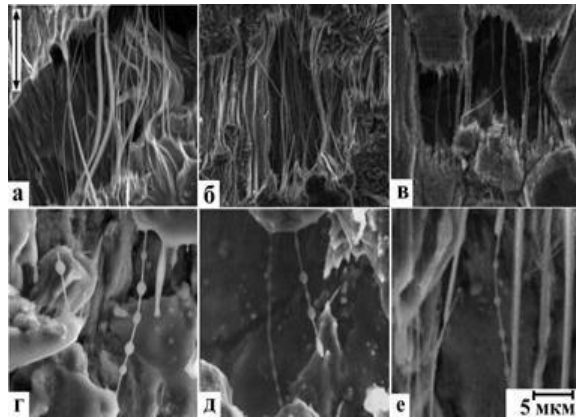
Окремі студенти фізичного факультету, які проходять навчання на кафедрі експериментальної фізики, є переможцями і призерами Міжнародних та вітчизняних олімпіад і турнірів з фізики.

Кафедра експериментальної фізики є опорною кафедрою фізики Харківського університетського консорціуму. На кафедрі шляхом стажування підвищують свою кваліфікацію викладачі закладів вищої освіти м. Харкова.

Працівники кафедри експериментальної фізики беруть участь у проведенні різноманітних профорієнтаційних заходів, зокрема: турнірів юних фізиків і юних винахідників, Днів відкритих дверей ХНУ імені В.Н. Каразіна, Наукового пікніка, Ночі науки. Активно співпрацюють з майбутніми абітурієнтами та з їхніми вчителями і батьками.



Електронно-мікроскопічна мікрофотографія плівки свинцю, яка розплавлена на вуглеродній підложці.



Види волокнистих структур в зразках ряду промислових алюмінієвих сплавів, надпластично продеформованих до руйнування в умовах високотемпературної структурної надпластичності.

Детальніше з історією кафедри та її сьогоденням можна ознайомитись, переглянувши презентації, представлені на сайті кафедри експериментальної фізики (режим доступу: <https://kef.univer.kharkov.ua>) та прочитавши біографічні дані про її працівників на сайті фізичного факультету, які викладені на веб-сторінці «Зал слави факультету» (режим доступу http://physics.karazin.ua/ua/zal_slavy.html).

Список використаних літературних джерел:

1. Багаляй Д.И. Опыт истории Харьковского университета // Физико-математический факультет Харьковского университета (1805-1905) за первые сто лет его существования / Под ред. И.И. Осипова, Д.И. Багаляя. – Типография и лит. Зильберберга. – Т.16 1802-1815. – 1908.– 1204 с.
2. Полякова Н.Л. Физика в Харьковском университете от его основания до Великой Октябрьской Социалистической революции // Ученые записки Харьковского ун-та. – 1955. – Т.5.- С. 5-55.
3. Полякова Н.Л. Физика в Харьковском университете с 1917 по 1930 год // Ученые записки Харьковского ун-та. – 1955. – Т.5. – С. 57-62.
5. Кафедры экспериментальной, теоретической и общей физики физико-математического факультета (1930 – 1955 гг.) / Веркин Б.И., Мильнер А.С., Розенцвейг, Я.Б. Файнберг, В.И. Хоткевич, И.Н. Шкляревский // Ученые записки Харьковского ун-та. – 1955. – Т.5. – С. 63-79.
6. Лемлейн Г.А. Воспоминания о кафедре физики Харьковского университета и о моей работе на ней с 1902 по 1906 гг. // Ученые записки Харьковского ун-та. – 1955. – Т.5. – С. 52-55.
7. Грузинцев А.П. Физический кабинет Харьковского университета // Физико-математический факультет Харьковского университета (1805-1905) за первые сто лет его существования / Под ред. И.И. Осипова, Д.И. Багаляя. Типография и лит. Зильберберга. – Т.16 1802-1815. – С. 238-245.
8. Плачинда В.П. Микола Дмитрович Пильчиков. – Київ : Наукова думка, 1983. – 199 с.
9. Ульянов В.В. К истории физического факультета и кафедры теоретической физики. Ч. 1, 2. – Харьков: ХНУ, 2003. – 40 с.
10. Ульянов В.В. Андрей Владимирович Желеховський. – Харьков : ХНУ, 2003. – 40 с.
11. Хижковий В.П. Нариси історії кафедри експериментальної фізики. – Харків : ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2004. – 73 с. Режим доступу: https://kef.univer.kharkov.ua/doc/presentation/nar_ist_kaf.pdf
12. Микола Дмитрович Пильчиков – видатний фізик, один з піонерів бездротової телеграфії та основоположник радіо керування (До 160 річниці з дня народження) // В.П. Пойда, В.І. Білецький, В.В. Нерубенко, К.І. Байрамова, М.І. Боброва, К.О. Мінаков, О.В. Семенов, О.П. Сук, Е.С. Юнаш, О.М. Меньшова // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, серія «Фізика». – 2017, В.26. – С. 64 – 72. Режим доступу https://kef.univer.kharkov.ua/doc/presentation/pilchikov_visnyk.pdf
13. Иващенко Ю.И., Марченко В.С.. Сокровища физического кабинета // Научно-популярный журнал «UNIVERSITATES». Альманах. – 2006. – № 1. – С.15.

Кафедра теоретичної фізики імені академіка І.М. Ліфшиця

У сучасних умовах необхідно наполегливо підкреслювати фундаментальну важливість освіти і науки як невід’ємних компонентів існування розвинених людських спільнот і, звичайно, підтримувати і розвивати

відповідні традиції. Збереження та подальший розвиток в університеті традицій наукової школи Ландау-Ліфшиця забезпечується завдяки функціонуванню кафедри теоретичної фізики. На цій кафедрі, заснованій І.М. Ліфшицем у 1944 р., і яка носить зараз його ім'я, працювали його учні – всесвітньо відомі вчені: проф. М.І. Каганов, чл.-кор. НАН України проф. А.М. Косевич, чл.-кор. НАН України проф. Е.А. Канер, проф. В.М. Цукернік, проф. В.М. Гвоздіков, проф. Л.Е. Паргаманік.

Кафедра теоретичної фізики імені академіка І.М. Ліфшиця є базовим структурним підрозділом фізичного факультету Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Кафедра здійснює освітню, методичну, наукову діяльність за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» та у межах спеціалізації «Теоретична фізика». У межах спеціалізації «Теоретична фізика» студенти отримують загальну професійну освіту з усіх розділів сучасної теоретичної фізики та конкретну поглиблену підготовку з обраного студентом одного із наступних наукових напрямів: теорія твердого тіла (метали, реальні кристали, напівпровідники, надпровідники), неупорядковані та низьковимірні системи, магнетизм та спінові системи, нелінійні явища та солітони, суцільні середовища та фрактали, елементарні частинки та гравітація, комп'ютерне моделювання, квантовий комп'ютер та ін.

Головними завданнями кафедри є: організація і здійснення на високому рівні освітньої, наукової, методичної, навчально-виховної роботи із здобувачами вищої освіти; проведення наукових досліджень за профілем кафедри. Кафедра створює умови і виховує необхідні якості для творчої діяльності викладачів і студентів, для продукування нових ідей, здійснення оригінальних, нестандартних підходів у всіх напрямках теоретичної фізики. На кафедрі багато років, починаючи з її заснування, плідно працює філіал всесвітньо відомої наукової школи теоретичної фізики Ландау-Ліфшиця. Засновниками наукової школи *теоретичної фізики* в Харківському університеті були видатні вчені – лауреат Нобелівської та Ленінської премій академік Л.Д. Ландау та лауреат Ленінської премії академік І.М. Ліфшиць.

Кафедра у складі науково-педагогічних і наукових працівників забезпечує:

- 1) викладання загальних курсів теоретичної фізики на фізичному факультеті на високому професійному рівні з урахуванням новітніх досягнень у цій галузі;
- 2) викладання спеціальних курсів теоретичної фізики на високому професійному рівні з урахуванням новітніх досягнень у цій галузі для студентів, які навчаються на кафедрі;
- 3) високий рівень наукових досліджень у важливих напрямках сучасної теоретичної фізики, які у комплексі створюють теоретичну базу сучасних нанотехнологій;
- 4) збереження та подальший розвиток в університеті традицій наукової школи Ландау-Ліфшиця;
- 5) розширення і зміцнення зв'язків з науково-дослідними установами Національної Академії Наук України та інших країн з метою підтримання високого рівня наукових досліджень.

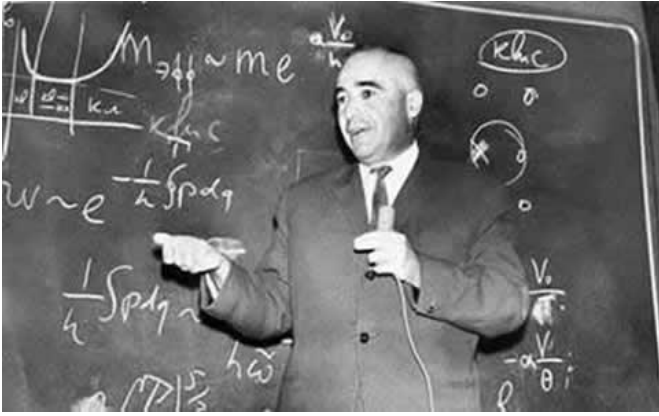
Кафедра готує фізиків-теоретиків, які можуть виконувати наукову роботу в будь-якому напрямку теоретичної фізики. Випускники кафедри працюють співробітниками науково-дослідних інститутів Харкова та інших міст України, викладачами фізики в університетах, академіях, технікумах, школах. Деякі з них працюють в країнах СНД і провідних наукових центрах світу. Підготовка фахівців вищої кваліфікації здійснюється через аспірантуру за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія».

Сторінки історії

Історія кафедри могла б починатися з моменту відкриття Харківського університету, оскільки вже тоді однією з кафедр відділу фізичних і математичних наук була "кафедра теоретической и опытной физики", першим завідувачем якої був А.І. Стойкович, блискучий лектор. Проте колектив кафедри не претендує на подібну "спадкоємність" (це стосується й інших кафедр з подібною назвою), інакше можна було б незабаром відмічати її 220-річчя. Нещодавно виповнилося лише 75 років нашій кафедрі, яку заснував весною 1944 року Ілля Михайлович Ліфшиць, майбутній академік.

Ідея створення сучасної кафедри теоретичної фізики у Харківському університеті належить видатному фізику-теоретику ХХ століття, лауреату Нобелівської та Ленінської премій, академіку Л.Д. Ландау. Він працював у Харківському університеті з 1935 р. по 1937 р. У Харкові Л.Д. Ландау створив знамениту наукову школу фізиків-теоретиків, досягнення якої відомі далеко за межами нашої країни.

Сучасна кафедра теоретичної фізики створена у 1944 році учнем Л.Д. Ландау – видатним ученим, лауреатом Ленінської премії, академіком І.М. Ліфшицем, який завідував нею до 1969 року. Називалась кафедра тоді "кафедра статистичної фізики і термодинаміки". Назва ж "кафедра теоретичної фізики" з'явилась у 1979 році, тобто через 35 років після її заснування, але вона не торкнулася суті, а лише підкреслила, що кафедра випускає саме фізиків-теоретиків широкого профілю. І.М. Ліфшиць всесвітньо відомий своїми дослідженнями в галузі теорії твердого тіла, теорії неупорядкованих систем, біофізики. За видатні наукові досягнення йому присуджена Ленінська премія, премія ім. Л. Мандельштама, міжнародна премія Саймона. І.М. Ліфшиць створив всесвітньо відому Харківську школу фізиків-теоретиків. Разом з учнями він побудував сучасну електронну теорію металів, заклав основи теорії неупорядкованих систем, в теорії металів створив ідеологію, яка зараз у світовій літературі називається ферміологією. В 2008 році у зв'язку зі святкуванням 90-річчя з дня народження І.М.Ліфшиця та значними



Академік І.М. Ліфшиць (1917-1982) – лауреат Ленінської премії (1967), Держпремії УРСР в галузі науки і техніки (1985), співавтор трьох авт. свідоцтв про фундаментальні відкриття. Нагороджений орденом Трудового Червоного Знамени, двома медалями. Відзначений преміями ім. Л.І.Мандельштама та Ф.Саймона. Член Національної Академії Наук США, член Триніті – коледжу Кембріджського університету.

К.Д.Синельникова (1999), Заслужений діяч науки і техніки України (1997), Відмінник освіти України (1998), лауреат Держпремії України в галузі науки і техніки (2001), Почесний доктор ХНУ (2004).

Нобелівський рівень досягнень на кафедрі теоретичної фізики

Аналізуючи наукові здобутки акад. І.М. Ліфшиця можна зробити висновок, що він міг би отримати дві Нобелівські премії з фізики – за ферміологію та за створення теорії неупорядкованих систем. Професора член-кор. АН України Е.А. Канера також можна вважати безумовно гідним до отримання Нобелівської премії за відкриття явища циклотронного резонансу. На жаль, у силу політичних причин, радянським вченим у ті часи було важко розраховувати на світове визнання. Навіть у випадках, коли у наявності були усі об’єктивні чинники для цього.

Завідувачі кафедри різних років

Кафедрою у різні часи завідували академік І.М. Ліфшиць, доц. Л.С. Гуліда, доц. І.І. Фалько, проф. Л.Е. Паргаманік, проф. В.В. Ульянов, проф. О.М.Єрмолаєв.



акад. І.М.Ліфшиць
1944-1968



доц. Л.С.Гуліда
1969-1973



доц. І.І.Фалько
1974-1979



проф. Л.Е.Паргаманік
1980-1981



проф. В.В.Ульянов
1982-1993

З 1993 року по 2013 рік завідувачем кафедри був доктор фіз.-мат. наук, професор Єрмолаєв Олександр Михайлович.

Починаючи з 2006 р. в університеті діє рейтингова система оцінки роботи кафедр. У 2006 р. кафедра теоретичної фізики за всіма видами роботи серед 61 кафедр університету посіла друге місце, а в 2007 р. – третє. У 2009 році кафедра теоретичної фізики посіла перше місце.

досягненнями колективу кафедри за наказом ректора кафедра стала першою «іменною» кафедрою в Харківському національному університеті і має тепер назву «кафедра теоретичної фізики імені академіка І.М.Ліфшиця».

На кафедрі в свій час працювали відомі фізики-теоретики: академік Л.А. Пастур, академік О.Г.Ситенко, член-кор. НАНУ Е.А. Канер, член-кор. НАНУ А.М.Косевич, член-кор. НАНУ І.О.Кулик, професори М.Я.Азбель, Ф.Г.Басс, О.Я.Бланк, В.Л.Герман, В.М.Гвоздіков, Л.І.Глазман, Р.М.Гуржи, Д.Г.Долгополов, М.І.Каганов, В.М.Конторович, Г.Я.Любарський, В.В.Сльозов, О.А.Слуцкін, Л.Е.Паргаманік, В.І.Пересада, В.М.Цукерник, доценти Л.С.Гуліда, Т.С.Чебанова, В.М.Пиж, Ю.І.Шильнов, О.А.Фесенко-Чубикало, наукові співробітники О.Б.Заславський, О.Л.Машкевич та багато інших.

Визначні досягнення та нагороди за наукові здобутки

Член-кор. НАН України професор Е.А. Канер (1931-1986) – співавтор двох відкриттів (авт. свідоцтва 1966, 1970), лауреат Держпремії України (1980).

Член кор. НАН України професор А.М. Косевич (1928-2006) – співавтор відкриття №182 (авт. свідоцтво), лауреат Держпремії України (1978), премії НАНУ ім.



Професор О.М. Єрмолаєв під час зустрічі випускників ХНУ з вихованцями кафедри різних років, 2010 рік.

Починаючи з червня 2013 року завідувачем кафедри працює учень проф. О.М. Єрмолаєва – доц. Рашба Г.І.

Сучасність

Зараз на кафедрі плідно працюють послідовники академіка Іллі Михайловича Ліфшиця – вчені зі світовим ім'ям: лауреати Державних премій України академік НАН України, почесний доктор ХНУ імені В.Н. Каразіна Л.А. Пастур, чл.-кор. НАН України проф. В.О. Ямпольський, проф. В.Г. Піщанський, проф. І.В. Криве, проф. А.С. Ковальов, проф. О.М. Єрмолаєв, проф. В.В. Ульянов, проф. Апостолов С.С., проф. Богдан М.М., проф. Ковальов О.С., проф. Криве І.В., проф. Філь Д.В., проф. Шкловський В.О., доц. Єзерська О.В., доц. Котвицький А.Т., доц. Любімов О.І., доц. Майзеліс З.О., Рашба Г.І.

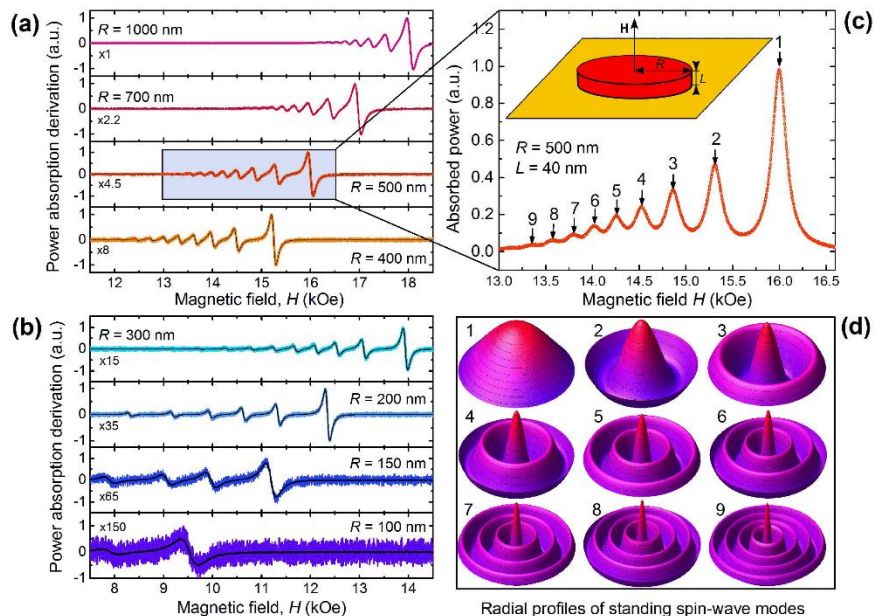
Найбільш вагомий науковий досягнення останніх років:

Побудована теорія магнітодомішкових станів електронів у наносистемах, вивчені термодинамічні, кінетичні, магнітні, високочастотні та акустичні

характеристики провідників з магнітодомішковими станами електронів. Розвинута теорія колективних збуджень у наносистемах на кривих поверхнях з надгратками при наявності магнітного поля.

Створені нові методи у теорії квантових спінових систем, концепції спін-координатної відповідності. Відкриті нові класи точних розв'язків рівняння Шредінгера. Побудована теорія нелінійних електродинамічних явищ у шаруватих надпровідниках при розповсюдженні джозефсонівських плазмових хвиль. Теоретично досліджено проходження електромагнітних хвиль крізь фотонні кристали та інші структури, які включають гіротропні матеріали, метаматеріали, шаруваті надпровідники. Здійснено теоретичне дослідження властивостей багатокрокових марківських ланцюгів та випадкових процесів з далекими кореляціями. Проаналізований вплив частотних шумів на динаміку нанорезонаторів за наявності контакту з термостатом. Вивчена декогеренція та згасання квантових заплутаних багатокубітних систем. Побудовано теорію квантового електронного транспорту у одно- та двошарових провідних низьковимірних системах: вігнерівському кристалі, графені, топологічному ізоляторі та інших одно- та двовимірних чистих провідниках. Теоретично досліджені фізичні явища у галузі спінкалоритроніки. Побудовано теорію транспорту заряду і тепла у спітронних молекулярних транзисторах. Передбачена низка нових ефектів, важливих для молекулярної наноелектроніки: немонотонна температурна залежність кондуктансу, від'ємний диференціальний кондуктанс, шатлювання заряду в магнітному полі.

Розвинуто метод теоретичного розрахунку зарядового стану і концентрації дефектів у кристалічних матеріалах, оснований на комбінації теорії функціонала густини і термодинамічних даних. Побудовано теорію електромагнітних властивостей екситонного конденсату в двошарових графенових системах. Розвинута теорія нелінійних явищ у механіці і фізиці конденсованих середовищ. Побудована теорія



Спін-хвильові резонансні спектри

Precise magnetic characterization of individual direct-write nanoelements
 Oleksandr V. Dobrovolskiy, Sergey A. Bunyaev, Nikolay R. Vovk, David Navas, Pawel Gruszecki, Maciej Krawczyk, Roland Sachser, Michael Huth, Andrii V. Chumak, Konstantin Y. Guslienko and Gleb N. Kakazei

динамічних і топологічних солітонів у пружних і магнітопорядкованих середовищах. Запропонована теорія локального діамagnetизму у нелінійних магнітних метаматеріалах. Розвинута теорія локалізованих збуджень та розсіяння спінових хвиль у низьковимірних магнетиках з доменними границями. Побудовані математичні основи теорії гравітаційних лінз з використанням методів алгебраїчної геометрії та алгебраїчної топології. Методи комплексного аналізу розповсюджені на неаналітичні функції. Запропоновані ефективні спінові моделі наномagnetиків: аналітичні та числові методи дослідження енергетичного спектру, квантових фазових переходів та низькотемпературної термодинаміки графенових нанокластерів та квазіодновимірних комплексів перехідних металів.

Сучасні визначні досягнення та нагороди за наукові здобутки

Проф. І.В. Криве – лауреат Держпремії України в галузі науки і техніки (2006).

Проф. В.Г. Піщанський – лауреат Держпремії України в галузі науки і техніки (2008).

Проф. В.О. Ямпольський – член-кор. НАН України (2009), лауреат Держпремії України в галузі науки і техніки (2013).

Проф. О.М. Єрмолаєв – Відмінник освіти України (2008).

Проф. О.С. Ковальов – лауреат премії НАН України імені академіка О.С. Давидова в галузі теоретичної фізики (2006), лауреат Держпремії України в галузі науки і техніки (2013).

Участь співробітників кафедри в олімпіадному русі з підготовки талановитих школярів для участі у міжнародних олімпіадах з фізики

Доцент Майзеліс З. О. нагороджений почесним званням «Заслужений вчитель України». Він керує командою Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна на Всеукраїнському турнірі фізиків і приводить її до блискучих перемог на вітчизняному та міжнародному рівнях. Керівник команди України на Міжнародному турнірі фізиків (2017 рік – перше місце, 2018 рік – третє місце). Його учні – переможці численних Міжнародних та всеукраїнських фізичних олімпіад та турнірів серед школярів та студентів, переможці конкурсу-захисту МАН України.

Доцент Єзерська О. В. бере активну участь у підтримці та посиленні існуючої системи доуніверситетської роботи з талановитими дітьми у рамках роботи Харківського відділення Малої академії наук. Підготовлені нею учні перемагають на обласному та Всеукраїнському етапах конкурсу захисту МАН.

Деякі видатні випускники кафедри (див. докладніше з фото та відгуками про навчання на фізичному факультеті в <http://physics.karazin.ua/ua/vidguk.html>)

Звягін А.А. (випускник 1981 року) – провідний науковий співробітник ФТІНТ НАН України, доктор фіз.-мат. наук, професор. Займається теорією магнітних систем, сильно корельованих електронних систем, фрустрованими магнетиками, точно розв'язуваними квантовими моделями, теорією квантових комп'ютерів. Лауреат премії НАН України імені С.І.Пекарі (2010), регулярно запрошується провідними міжнародними центрами для читання лекцій, автор декількох книг і монографій, опублікованих провідними міжнародними видавництвами.

Майзеліс З.О. (випускник 2006 року) – с. н. с. ІРЕ імені О.Я. Усикова, доцент ХНУ імені В.Н. Каразіна, вчитель фізики Харківського ліцею №161 «Імпульс». Фізик-теоретик, займається шаруватими надпровідниками, теорією квантової інформації, готує школярів до різних олімпіад та конкурсів. Підготував чотирьох призерів міжнародної олімпіади, кілька десятків призерів всеукраїнської олімпіади, тренер команд-абсолютних переможців Всеукраїнських турнірів юних фізиків останніх років.

Загоскін О.М. (випускник 1985 року) – Reader in Quantum Physics, Department of Physics, Loughborough University (UK) (Ридер – специфічне британське звання між доцентом (Associate Prof.) та професором (Full Prof.) Дійсний член Інституту Фізики (Fellow of the Institute of Physics). Працює в галузі теоретичної квантової фізики (зокрема, квантовій інженерії, квантової обробки інформації у твердотільних системах, квантової фізики мезоскопічних надпровідників). Розробив концепцію квантових метаматеріалів. Співзасновник компанії D-Wave Systems (виробник квантових адиабатичних обчислювачів). Написав книги "Quantum Theory of Many-Body Systems" (1998, 2-е видання 2014) і "Quantum Engineering" (2011).

Віленкін О.В. (випускник 1971 року) – директор Тафтс інституту космології Тафтс Університету, США (Tufts University (USA)). Розробив теорії космічних струн, нескінченного розширення всесвіту, квантового створення всесвіту з нічого.

Песін Д.О. (випускник 2003 року) – професор факультету Фізики та Астрономії, Університет Штату Юта, Солт-Лейк-Сіті, США.

Ківшар Ю.С. (випускник 1981 року) – засновник та керівник Центру нелінійної фізики, заслужений професор Австралійського національного університету Австралійського національного університету, Канберра, Австралія. З 1990 року працював у наукових центрах Америки, Франції, Іспанії й Німеччини. Проф. Ю. С. Ківшар світовий лідер в галузі нелінійної фізики, нелінійної фотоніки й метаматеріалів, вніс основний вклад у теорію самозахвату та локалізації світла, широко відомий своїми піонерськими результатами в теорії оптичних солітонів, лауреат багатьох міжнародних премій і медалей в галузі фізики. Проф. Ю. С. Ківшар є одним з найбільше цитованих учених в області фізики з індексом Хірша $h=117$.

Гуревич Ю.Г. (випускник 1965 року) – доктор фіз.-мат. наук, професор, багато років працював в Інституті радіоелектроніки, член-кореспондент Академії інженерних наук (1996), дійсний член Мексиканської академії наук (1996), Віце-президент міжнародної термоелектричної академії (2003), дійсний член Міжнародної академії холоду (2014), лауреат премій Міжнародної термоелектричної академії (2003, 2013). Зараз – Investigador Titular (вища категорія) Центру перспективних досліджень Національного політехнічного інституту, Мехіко-Сіті, Мексика (Centro de Investigacion y de Estudio Avanzado, Instituto Politecnico Nacional, Mexico-City).

Фесенко (Чубикало) О.А. (випускниця 1986 року) – провідний науковий співробітник Інституту Матеріалознавства в Мадриді, Іспанського Центру Наукових Досліджень, керівник групи по моделюванню магнітних наноматеріалів. Редактор журналу “Journal of Magnetism and Magnetic Materials”. З 1991 року працювала в наукових центрах Америки, Англії, Іспанії й Італії. Автор більш ніж 140 наукових праць, фахівець із багатомасштабного моделювання магнітних матеріалів і динаміці намагнічування.

Дудко О.К. (випускниця 1997 року) – професор Університету Каліфорнії в Сан-Дієго (UCSD), США. Фізик-теоретик, займається дослідженнями на стику фізики та біології. Співавторка теорії силової спектроскопії макромолекул, яка використовується провідними лабораторіями миру.

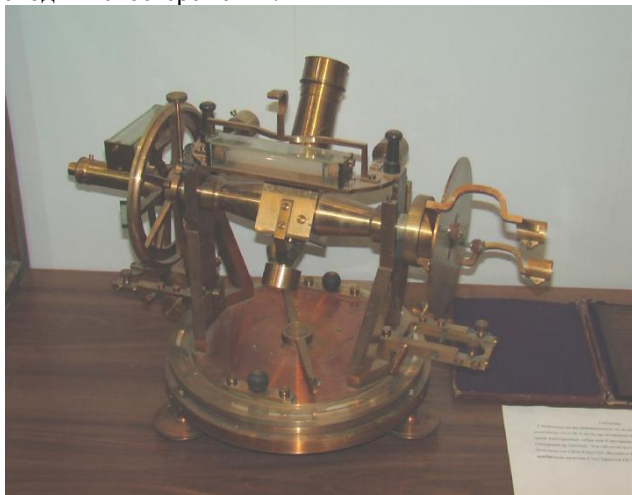
З метою закріплення Харківського університету у ТОП-500 рейтингу QS та поліпшення його позицій в інших міжнародних рейтингах ми звертались з проханням до відомих випускників, які успішно працюють за кордоном. Вони з готовністю надали схвальні відгуки, де з благодарністю згадали роки навчання на фізичному факультеті.

Науково-методичне забезпечення навчального процесу

За результатами конкурсу кафедр на краще науково-методичне забезпечення навчального процесу, який було проведено Навчальним центром методичної роботи у квітні 2019 року, відзначено кафедру теоретичної фізики імені академіка І. М. Ліфшиця фізичного факультету (перше місце) у номінації «Сприяння науковій роботі студентів» квітень 2019 р.

Кафедра астрономії та космічної інформатики

На початку заснування Харківського університету в Уставі університету від 1804 р. на відділенні фізико-математичних наук серед переліку посад професорів вже значилася посада професора астронома-спостерігача [5]. А через два роки після відкриття, до університету був запрошений професор Іоган Гут, котрий почав читати перший в історії університету курс астрономії. За його ініціативою у 1808 р. був створений астрономічний кабінет Харківського університету, а в 1810 р. перша тимчасова обсерваторія. Серед обладнання, що входило до них, були наступні інструменти: сонячний та настінний годинники, восьмифутовий рефлектор, дводюймовий рефрактор, вертикальний квадрант та деякі інші [1,2,3]. Це давало можливість студентам не тільки слухати лекції, але й навчатися практичній роботі з інструментами та проводити спостереження.



Перші інструменти астрономічного кабінету

Після від'їзду І. Гута з Харкова в 1811 р. в Дерпт (Гарту) астрономічні дисципліни в університеті викладали відомі професори Харківського університету А. І. Стойкович та Т. Ф. Осиповський. Але ці лекції не носили регулярного характеру, тож кафедра астрономії, як окрема кафедра Харківського університету була започаткована лише у вересні 1824 року, коли професор кафедри Затеплинський П.А. розпочав регулярне викладання астрономічних дисциплін [1,3]. За роки існування кафедри астрономії її очолювали відомі професори, наукові та громадські діячі, котрі внесли визначний вклад як в розвиток освіти так і науки. Так, наприклад, неоцінюємою заслугою А. П. Шидловського була організація та проведення у 1847–1849 рр. серії експедицій для визначення географічних координат великої кількості пунктів на лівобережній Україні та півдні європейської частини Росії. Були визначені координати 29 міст Харківської, Полтавської, Курської і Воронізьської губерній та області Війська

Донського. Заслуга створення постійної Астрономічної обсерваторії Харківського університету по праву належить професору Г. В. Левицькому [1,2].

З приходом Л.О. Струве в Харківський університет у 1894 р. почались систематичні астрометричні спостереження на меридіанному колі, що поклало початок харківської школи астрометрів, представниками якої були Заслужений діяч науки України М. М. Євдокимов, лауреат Державної премії СРСР В. В. Каврайський, Заслужений діяч науки і техніки РРФСР Б.І. Кудревич, Заслужений діяч науки України Б.П. Осташенко-Кудрявцев [1,4]. Учнями Л. О. Струве були також видатні астрофізики ХХ сторіччя - академік АН СРСР В. Г. Фесенков, академік АН України М. П. Барабашов, професор Б. П. Герасимович - директор Пулковської обсерваторії, один із засновників вітчизняної теоретичної астрофізики; професор О. Л. Струве, президент Міжнародного Астрономічного Союзу, який очолював ряд обсерваторій в США. На сьогодні ця школа є однією з провідних не тільки в Україні, а й у світі. До її складу входять доктор фіз.-мат наук професор кафедри П.М. Федоров, доцент В.С. Ахметов та викладач Г.Б. Величко. Цими науковцями створено нову незалежну небесну систему відліку, яка використовується в сучасній астрономії та космічній навігації та одержано розподіл положень та власних рухів на зоряному небі 421 мільйонів об'єктів що ввійшли до нового високоточного харківського каталогу РМА.



Проф. І. І. Федоренко
(1857 - 1878)



Проф. В. Г. Левицький
(1879 - 1894)



Проф. Л. О. Струве
(1894 - 1919)



Проф. М. М. Євдокимов
(1921 - 1933)



Проф. М. П. Барабашов
(1930 - 1971)



Доц. К. Н. Кузьменко
(1972 - 1977)



Проф. Ю.В. Александров
(1978 - 2004)



Доц. А. М. Грецький
(2004 - 2012)



Проф. Ю. Г. Шкуратов
(2012 - н.ч.)

Завідувачі кафедрою астрономії

Розпочате В. Г. Фесенковим вивчення фізичних умов на Місяці та планетах Сонячної системи було продовжене М.П. Барабашовим, який створив всесвітньо відому харківську школу планетознавства. Відомості, одержані в Харкові про поверхню Місяця, поверхню і атмосферу Марса, атмосфери інших планет, відіграли особливо важливу роль на першому етапі їх дослідження за допомогою засобів ракетно-космічної техніки. Астрономи ХНУ приймали участь у підготовці і обробці результатів усіх радянських космічних експериментів з вивчення Місяця, Венери, Марса і комети Галлея [1].

На теперішній час наукову школу очолює член-кореспондент НАН України, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри Ю.Г. Шкуратов. Серед найбільш вагомих результатів слід відзначити: а) розроблено нові фотометричні та поляриметричні методи дистанційного зондування тіл Сонячної системи, що дозволило суттєво розширити розуміння про фізичні процеси на поверхнях Місяця, Марса, супутників планет та астероїдів та в атмосферах планет; б) прийнято участь в підготовці та обробці даних результатів космічних місій до тіл Сонячної системи. Створено перший у світі атлас зворотного боку Місяця, одержано карти розподілу показників кольору, мінералогічних сполук та Гелій-3 на поверхні Місяця. Розроблено спеціалізовану апаратуру для вивчення позаземної речовини та відкрито нові оптичні властивості зразків місячного ґрунту. Запропоновано нову подвійну космічну місію до Місяця; в) запропоновано нові теоретичні моделі розсіяння світла щільноупакованими середовищами, котрі більш адекватно задовольняють спостережним даним. Одержано нову інтегральну фазову функцію інтенсивності, яка використовується для визначення параметрів, що описують структуру реголіту і оптичні властивості безатмосферних тіл; г) запропоновано першу класифікацію об'єктів поясу Койпера за показниками кольору поверхонь. Виявлено особливості фазового ходу блиску та поляризації цих тіл на малих фазових кутах, що істотно відрізняються від фазового ходу, характерного для астероїдів головного поясу. Показано, що альbedo поверхні є визначальним фактором у формуванні фазових залежностей блиску астероїдів; д)

отримано високоточні фазові залежності блиску для основних композиційних типів поверхонь та динамічних груп астероїдів (~70% світових даних) та виявлено систематичні відмінності у поведінці опозиційного ефекту, що стало основою для перегляду МАС існуючої системи обчислень абсолютних зоряних величин астероїдів. Створено Бази даних з фазових залежностей блиску, поляризації та альbedo, котрі визначені на основі діаметрів із покриттів астероїдами зір. Бази даних включено до Міжнародної бази даних НАСА «Planetary Data system».

Серед найбільш значимих нагород, слід відзначити: звання Герой Соціалістичної праці - М.П. Барабашов, нагороджений орденом за Заслуги III ступеню – Ю.Г. Шкуратов, лауреати державної премії України – Ю.Г. Шкуратов, І.М. Бельська, В.Г. Кайдаш, Д.Г. Станкевич; лауреати премії НАНУ ім. М.П. Барабашова – Ю.Г. Шкуратов, Ю.В. Александров, В.Г. Шевченко; лауреат премії Міжнародної асоціації астронавтики – В.Г. Кайдаш; лауреат премії ім. І.Є. Тарапова - І.Г. Слюсарев; лауреати премії імені В.Н. Каразіна – Ю.Г. Шкуратов, І.М. Бельська, В.Г. Шевченко; стипендія імені М. Складовської-Кюрі – І.М. Бельська; стипендія імені К.Д. Синельникова – В.Г. Шевченко; стипендія імені Ю. Сапронова - І.Г. Слюсарев. Іменами теперішніх викладачів кафедри, котрі представляють наукову школу, названі такі астероїди: 8786 Belskaya – Бельська І.М., 12234 Skuratov – Шкуратов Ю.Г., 17034 Vasilshv – Шевченко В.Г.



Кафедра астрономії у 2010-х рр.: Зліва направо – ст. викл. І.Г. Слюсарев, інж. В.І. Лацько, доц. В.Г. Кайдаш, інж. Н.О. Ларіна, доц. Д.Г. Станкевич, асис. Л.В. Градиська, доц. В.С. Ахметов, проф. В.Г. Шевченко, зав. кафедрою проф. Ю.Г. Шкуратов, проф. В.А. Захожай, доц. О.Ю. Баннікова, проф. П.М. Федоров, проф. І.М. Бельська

У зв'язку з розвитком космічними програмам і потребою спеціалістів з астрономічних дисциплін, з початку 60-х років 20 століття кафедра астрономії почала проводити окремий набір студентів на перший курс. Ця тенденція продовжується і до теперішнього часу. Останні роки кількість студентів, що поступили на програму «Астрономія» на перший курс становила від 10 до 15 чоловік, загалом кількість студентів, що навчаються на кафедрі, становить близько 50. Навчальний процес з астрономічних дисциплін забезпечують п'ятнадцять викладачів, з них чотири доктори наук, п'ять кандидатів наук та шість викладачів без ступеню. Викладачі кафедри читають близько 20 спеціальних курсів бакалаврам і майже стільки ж магістрам.

В останні роки була створена і реалізується система безперервної комп'ютерної підготовки наших студентів. Вона включає курси «Інформатика та програмування», «Персональні комп'ютери в астрономічних дослідженнях» та «Комп'ютерні технології в астрономії», «Методи космічної інформатики», «Обробка космічних зображень», спецпрактикуми «Методи теорії випадкових функцій в астрономії» та «Бази і банки даних», низку комп'ютерних лабораторних робіт в спецпрактикумах з астрофізики і зоряної астрономії, обчислювальну навчальну практику. Все це направлено на оволодіння студентами кафедри сучасними інформаційними технологіями для роботи з великими обсягами різнобічної наукової інформації на прикладі задач з різних галузей астрономії, геофізики та космічних досліджень. У зв'язку з цим у 2013 р. кафедру було перейменовано у кафедру астрономії та космічної інформатики.

Напрямки сучасних наукових досліджень співробітників кафедри: а) експериментальне та теоретичне вивчення взаємодії електромагнітного випромінювання з шорсткими планетними поверхнями; б) вивчення хіміко-мінералогічних та геолого-морфологічних властивостей поверхонь Місяця, планет та астероїдів за даними

наземних спостережень і космічних місій; в) вивчення фізичних властивостей астероїдів, кентаврів та об'єктів поясу Койпера; г) спостереження та моделювання явищ гравітаційного лінзування квазарів галактиками; д) моделювання фізичних процесів у активних ядрах галактик; е) фундаментальна астрометрія, створення інерціальної системи координат, кінематика зоряних систем; є) вивчення термічного впливу на фізико-хімічні властивості метеороїдів, які наближаються на короткі відстані до Сонця.

Тільки за останні 5 років науковцями кафедри опубліковано: 6 підручників та монографій; 86 статей та 8 розділів у монографіях, з них 78, що входять у наукометричну базу Scopus; більше 100 тез міжнародних конференцій. Науковці кафедри виконували 9 науково-дослідницьких тем. Було захищено дві кандидатських дисертації (Слюсарев І.Г., Голубаєв О.В.) та дві докторські дисертації (Шевченко В.Г., Баннікова О.Ю.). Проходять підготовку чотири аспіранти (С.І. Денищенко, А.М. Дмитренко, Міхальченко О.І., Сурков Є.С.) під керівництвом Кайдаша В.Г., Федорова П.М. та Шевченка В.Г. Розроблено та реалізовано автоматизований відео-спектральний метеорний патруль для вивчення термічного впливу на фізико-хімічні властивості метеороїдів, які наближаються на короткі відстані до Сонця. Співробітники кафедри активно співпрацюють з наступними Міжнародними організаціями: Медонська обсерваторія (Франція); Гельсінкський університет (Фінляндія); Познанський університет (Польща); Туринська обсерваторія (Італія); Інститут ім. Макса Планка (Німеччина); Ловелівська обсерваторія (США); Дослідницька лабораторія армії США (США); Анджейовицька обсерваторія (Чехія); Університет ім. Аль Фарабі (Казахстан); Абастуманська обсерваторія (Грузія).

За роки існування, кафедрою підготовлено більш ніж 600 спеціалістів-астрономів, із них понад 100 стали кандидатами наук, а більше 30 – докторами наук. На честь випускників кафедри названо більше 40 об'єктів у космосі. Кафедрою видано близько 200 підручників, монографій, навчальних посібників, методичних рекомендацій та науково-популярних книг та брошур.

Список використаних літературних джерел:

1. 200 лет астрономии в Харьковском университете / Под. ред. проф. Ю. Г. Шкуратова. – Харьков: ХНУ, 2008. – 632 с.
2. Евдокимов Н. Н. Очерк кафедры астрономии Харьковского университета // Юбилейный сб. физ.-мат. ф-та Харьковского ун-та. – Харьков, 1908.
3. Левицкий Г. В. Астрономы и астрономические обсерватории Харьковского университета от 1808 по 1842 год // Publ. der Charkower Univ. Sternw. – 1893. –Н. 1-2. –S. 1-75. То же в: Зап. Харьков. Ун-та. Летопись Харьков. Ун-та. –1893. –3.
4. Сластенов А. И. Астрономия в Харьковском университете за 150 лет. Х.: Изд-во ХГУ. – 1955.– 184 с.
5. Устав Императорского Харьковского университета. 1804 г.

Кафедра загальної фізики

Фізико-математична освіта з часів заснування Харківського Університету була наріжним каменем і гордістю його діяльності. Всесвітньо відомою харківська школа фізиків стала з початку 1930-х років після розбудови у Харкові (тодішній столиці України) Українського фізико-технічного інституту, в якому вперше в світі було здійснено розщеплення ядра атому літію. Цей науковий прорив тісно пов'язаний з іменами академіків А. К. Вальтера, І. В. Курчатова, Л. Д. Ландау, А. І. Лейпунського, І. М. Лифшиця, К. Д. Синельникова, Л. В. Шубнікова та ін. Багато хто з них також брав участь у навчальному процесі на фізико-математичному факультеті університету, і саме ці спеціалісти найвищого рівня заклали підвалини забезпечення високого рівня підготовки майбутніх фізиків, який досі є добре відомим і шанованим у науковому світі. Створені нові інститути фізичного профілю наповнювались кадрами, які готувались на кафедрах фізичного факультету.

Одна з найстаріших кафедр фізичного факультету – кафедра загальної фізики – була заснована з метою викладання курсів фізики на природознавчих факультетах університету у 1940 році перед початком Великої Вітчизняної війни. Зараз, коли кафедра загальної фізики відмічає своє 80-річчя, ми з вдячністю та гордістю згадуємо видатних фізиків, під керівництвом та за участю яких формувались традиції підготовки спеціалістів. Серед них внесені до Зали Слави фізичного факультету **академіки та член-кореспонденти національної Академії наук:**

Єременко Віктор Валентинович академік НАН України, лауреат Державної премії України, премії Президії АН УРСР ім. К. Д. Синельникова, Державної премії Азербайджанської РСР, премії Президії АН СРСР та Польської Академії наук, премії Президії Національної академії наук України ім. Л. В. Шубнікова; нагороди: орден «За заслуги» III ступеня та Почесна грамота Верховної Ради України;

Харченко Микола Федорович академік НАН України, лауреат премії Академії наук СРСР і Польської Академії наук, лауреат премії АН УРСР ім. К.Д. Синельникова, лауреат Державної премії України;

Боровик Євген Станіславович член-кореспондент АН УРСР;

Звягін Анатолій Іларіонович, член-кор. Академії наук України, лауреат Державної премії України;

Доктора фізико-математичних наук, професори: Кунцевич Станіслав Петрович, Ольховик Лариса Павлівна, Цукерник Віктор Мойсейович, Хацько Євген Миколайович;

Завідувачі кафедри загальної фізики

Мільнер Абрам Соломонович, декан фізико-математичного факультету, Смушков Ігор Вадимович доктор фізико-математичних наук, професор, Попков Юрій Андронович доктор фізико-математичних наук, професор, Андерс Олександр Георгійович, доктор фізико-математичних наук, професор, лауреат Державної премії України, Лазоренко Олег Валерійович доктор фізико-математичних наук, доцент.

Понад тридцять років першим та незмінним завідувачем кафедри був Абрам Соломонович Мільнер. З його ім'ям пов'язані періоди становлення кафедри у найважчі роки війни та повоєнні роки; підбір та виховання викладацького колективу; створення матеріальної і методичної бази учбового процесу; окреслення та розгортання досліджень перспективних наукових напрямків в області магнетизму; створення (за участю чл.-кор. АН УРСР Є. С. Боровика) спеціалізації «Фізика магнітних явищ» з унікальними дослідницькими лабораторіями та видання ставших класикою підручників. Всі роки роботи на кафедрі А. С. Мільнер активно читав лекції з курсу загальної фізики, які відрізнялися насиченістю змісту, продуманими демонстраціями, коректністю викладання. Такий підхід до викладання став традиційним, підтримується викладачами кафедри і сьогодні.

У 1971 р. завідувачем кафедри загальної фізики став професор Ігор Вадимович Смушков. Він один з перших став активно залучати студентів до виконання господарчих науково-дослідних робіт, підтверджуючи тим самим на практиці тісний зв'язок одержуваних ними знань з проблемами не тільки фундаментальної, але й прикладної фізики; спромігся, не порушуючи канонів класичної університетської освіти, максимально наблизити її до актуальних проблем науки і практики.

Доля наступних завідувачів кафедри професорів Юрія Андроновича Попкова та Олександра Георгійовича Андерса була пов'язана з Фізико-технічним інститутом низьких температур АН України, звідки вони прийшли до університету. З того часу почалась плідна співпраця кафедри з цим провідним науковим фізичним закладом. За ініціативою Попкова Ю. А. у ФТІНТ була створена філія кафедри, де студенти отримали можливість проходити практику на унікальних експериментальних установках, слухати лекції, стажуватись та виконувати курсові та дипломні роботи під керівництвом провідних вчених.

Визнання кафедри як лідера фізичної освіти міста було доведено тим, що багато років (до 1987 р.) кафедра виконувала значну роботу як опорна для кафедр фізики вишів Харкова. Також кафедра брала активну участь у роботі педагогічного відділення фізичного факультету, забезпечуючи підготовку вчителів середніх шкіл. Традиції минулого зберігаються і досі, оскільки з 2016/2017 навчального року на фізичному факультеті розпочато курси підвищення кваліфікації вчителів загальноосвітніх навчальних закладів різних типів і форм власності та викладачів вищих навчальних закладів I-II рівнів акредитації, що надають повну загальну середню освіту, за напрямом «Фізика та астрономія». Рішенням Вченої ради фізичного факультету Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна базовою кафедрою для проведення курсів призначено кафедру загальної фізики фізичного факультету ХНУ.

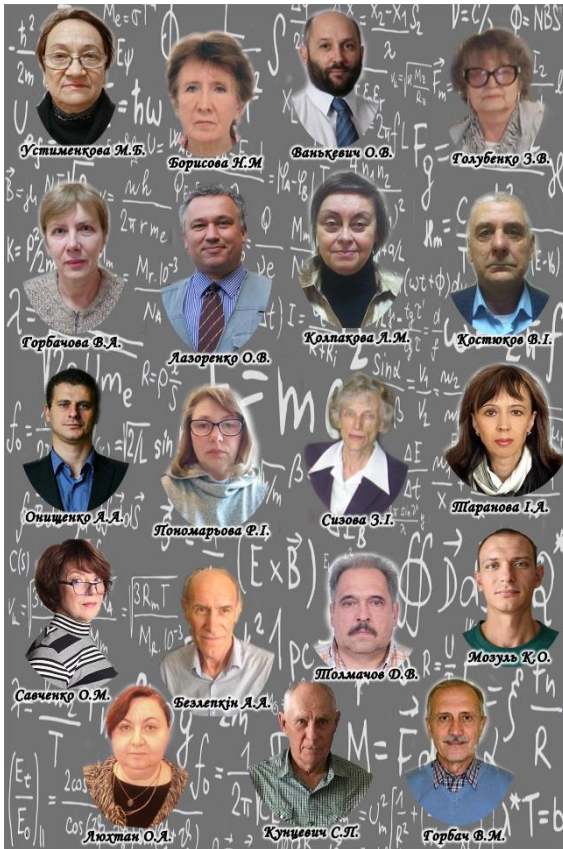
Як зазначалось вище, особливістю, а можливо, й унікальністю кафедри загальної фізики Харківського університету є, насамперед, те, що з одного боку, це загальна кафедра, яка бере участь у підготовці спеціалістів п'яти природничих факультетів, а з іншого, це кафедра, яка проводить наукові дослідження, залучає до них студентів, випускає спеціалістів-фізиків бакалаврського та магістерського рівнів, готує аспірантів. На кафедрі загальної фізики протягом багатьох років виконувались наукові дослідження в рамках господарчої та оборонної тематики. Неодноразово колектив кафедри посідав місця серед переможців конкурсу на краще науково-методичне забезпечення навчального процесу в Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна за напрямком «розробка інноваційних навчальних технологій».

За роки існування кафедри співробітниками отримано 34 авторських свідоцтва та 4 патенти, захищено 24 кандидатських і 5 докторських дисертацій.

Загальна кількість друкованих робіт кафедри перевищує 1000, більшість з них – це наукові статті та тези доповідей на наукових конференціях різного рівня, 70 є методичними розробками з загальної фізики та фізики магнітних явищ.

Викладачі кафедри є авторами багатьох підручників, зокрема, Боровик Є. С., Мільнер А. С. «Лекції по ферромагнетизму», Боровик Є. С., Мільнер А. С., Єременко В. В. «Лекції по магнетизму», Палехін В. П. «Фізика», Савицький В. М. «Магнітні властивості речовини»; монографій В. В. Єременко «Введение в оптическую спектроскопию магнетиков», В. В. Єременко, Ю. Б. Літвіненко, В. Н. Науменко, М. Ф. Харченко «Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков», О. В. Лазоренко, Л. Ф. Чорногол «Сверхширокополосные сигналы и процессы»; а також низки навчальних посібників.

З 2016 р. кафедру очолює доктор фізико-математичних наук, професор Лазоренко О.В. Сьогодні на кафедрі плідно працює колектив із 8 викладачів, які окрім читання навчальних курсів, проведення занять, керівництва дипломними роботами беруть активну участь у важливих справах з організації науково-педагогічної діяльності всього фізичного факультету. Так, професори Лазоренко О.В. та Кунцевич С.П. працюють в якості членів Ученої ради факультету, членів спеціалізованих Вчених рад із захисту дисертацій фізико-математичного напрямку, членів державних екзаменаційних комісій; доцент Савченко О. М. виконує обов'язки секретаря методичної комісії фізичного факультету, організує роботу курсів підвищення кваліфікації вчителів, є вченим секретарем загальнофакультетського наукового семінару, який був започаткований у 2018р.; доцент Ванькевич О. В. займається



Колектив кафедри загальної фізики ХНУ імені В. Н. Каразіна у 2019/2020 навчальному році.

модернізацією спецпрактикумів з використанням графічного програмування та разом із доцентом Тарановою І. А. є автором курсів дистанційного навчання «Фізика для студентів-екологів» та «Фізика для студентів-біологів»; доцент Таранова І. А. працює в приймальній комісії факультету та разом із доцентом Горбачем В. М. опікується обдарованими школярами та є членом журі олімпіад та турнірів юних фізиків; старший викладач Мозуль К. О. та асистент Оніщенко А. А. відповідають за роботу сайту кафедри, готуються до захисту дисертацій на здобуття ступеня кандидата фізико-математичних наук.

На теперішній час наукова діяльність кафедри пов'язана з дослідженням фізичних властивостей певних класів магнітних і діелектричних кристалів. Розвиваються такі сучасні напрямки як дослідження магнетизму ультрамалих частинок і багатшарових тонких плівок, властивостей магнітних і сегнетоелектричних систем, методи комп'ютерного моделювання фізичних явищ; новітні методи фрактального та мультифрактального аналізу, дробового числення для дослідження процесів і сигналів різної фізичної природи, вивчення одно- та багатовимірних структур, процесів динамічного хаосу та самоорганізації у нелінійних системах.

В планах кафедри на найближчу перспективу – впровадження комп'ютерних технологій тестування знань студентів в освітній процес на факультетах природничого спрямування, організація літніх шкіл для вчителів та ін.

Підсумовуючи накоплений за роки існування кафедри досвід, можна виділити чинники, які впевнено та неухильно забезпечують якість фізичної освіти. До них належать: діалектичне поєднання традиційних та новітніх методів викладання, щорічне оновлення й осучаснення змісту програм навчальних дисциплін, висока кваліфікація викладачів, зв'язок із науковими закладами, залучення студентів до практичної

наукової роботи, зокрема, у вигляді участі у спільних наукових публікаціях і конференціях.

Більш того, можна констатувати, що перелічені чинники добре узгоджуються із успішним виконанням кафедрою «Стратегії розвитку Каразінського університету» на 2019 – 2025 роки, як має на меті поєднати величезний досвід, накоплений за роки існування нашого університету, із прагненням перебувати серед найкращих вишів сучасного світу.

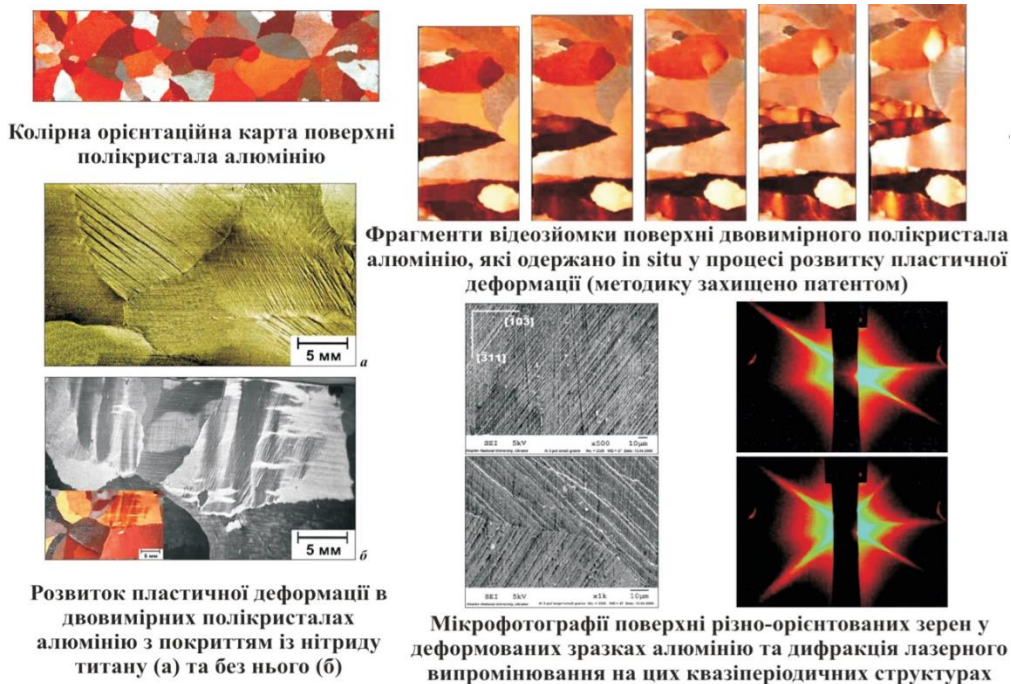
Кафедра фізики твердого тіла

Кафедру фізики твердого тіла Харківського держуніверситету створено в 1937 році Б.Я. Пінесом, учнем акад. А.Ф. Іоффе, на той час молодим ученим, та вже відомим своїми піонерськими роботами в галузі структурного аналізу та фізики вогнетривів. Великий талант педагога та дослідника, неповторна творча індивідуальність Б.Я. Пінеса визначили шляхи становлення та розвитку кафедри на десятиріччя.

У післявоєнні роки кафедра стала творчим центром для викладачів навчальних закладів, учених, працівників заводських лабораторій, діяльність яких так чи інакше була пов'язана з проблемами фізики твердого тіла. У навчальному процесі кафедри брали участь І.В. Савельєв, автор широковідомого “Загального курсу фізики”, акад. Б.І. Веркін, чл.-кор. АН УРСР С.С. Боровик і В.Г. Хоткевич, професори Б.Н. Есельсон, Й.А. Гіндін, Я.О.Гегузин.

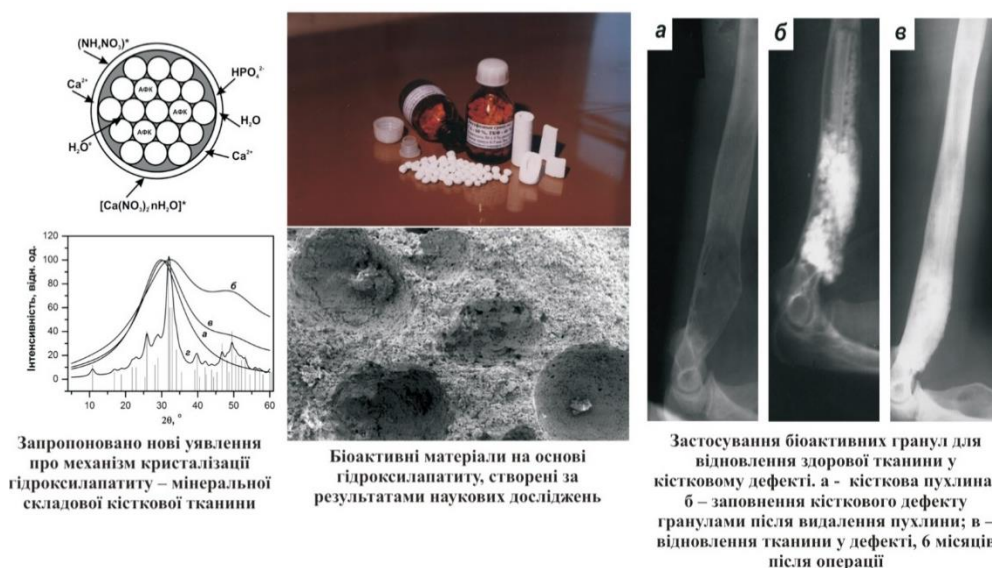
За наявності вельми скромного наукового обладнання на кафедрі було виконано значний за обсягом цикл досліджень у галузі термодинаміки твердих розчинів, фізики спікання, фізики тонких плівок і поверхневих явищ, який набув світового визнання. Створені під керівництвом Б.Я. Пінеса конструкції гострофокусних рентгенівських трубок і високотемпературних електронографів було використано багатьма лабораторіями Радянського Союзу, а його “Лекції зі структурного аналізу”, що вийшли трьома виданнями, заслужено зараховують до кращих навчальних посібників із рентгенографії кристалів.

Після Б.Я. Пінеса кафедру очолив його учень і послідовник проф. А.Ф. Сіренко. У 70–80-х роках на кафедрі набули подальшого розвитку дослідження з фізики міцності та пластичності, поверхневих і релаксаційних явищ, успішно велася винахідницька робота, наукові розробки впроваджувалися на багатьох підприємствах Харкова та



Москви (ХТЗ, Турбоатом, ХЕЛЗ, НПО “Квант” й інші). Захищено 3 докторські та 30 кандидатських дисертацій, підготовлено велику кількість спеціалістів для країн Європи, Азії, Африки, Південної та Латинської Америки.

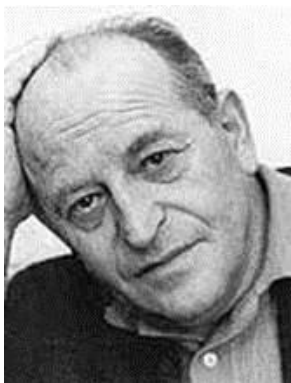
Нові перспективи для розвитку кафедри відкрилися з приходом до керівництва проф. З.З. Зимана, учня Б.Я. Пінеса молодшого покоління. Ним утворено новий науковий напрям “Фізичні процеси в біоматеріалах”, який активно розвивається, та відкрито нову спеціальність “Фізика твердого тіла” з окремим набором студентів (2003–2015 рр). Видано за грифом МОН України чотири навчальних посібника (З.З. Зиман, А.Ф. Сиренко. Основи фізичного матеріалознавства, 2005; З.З. Зиман. Основи структурної кристалографії, 2008; Бадіян С. Ю. Практична кристалографія, 2010; Зиман З.З., Сиренко А.Ф. Введение в рентгенографию. Рентгеновские лучи и их взаимодействие с веществом, 2013) та навчальний посібник монографічного характеру (З.З.Зиман. Кальцій-фосфатні біоматеріали, 2018), матеріали яких забезпечують викладання більшості навчальних дисциплін кафедри. За короткий термін кафедра посіла передові позиції у створенні, дослідженні та впровадженні в медичну практику нових біоактивних матеріалів для хірургічної ортопедії. Матеріали, які виявили відмінні біосумісність і біоактивність у дослідгах на тваринах, упроваджено клінічно; зроблено більше 450 успішних ортопедичних операцій. Післяопераційні дослідження показали, що створені біоматеріали є високоефективними штучними заміниками та заповнювачами дефектів кісток і придатні для широкого клінічного застосування. Захищено кандидатську дисертацію (Рохмістров Д.В., 2009 р.), іншу подано до захисту (Гончаренко А.В., 2020 р.); опубліковано понад 35 статей у рейтингових зарубіжних журналах, які реферуються системою Scopus. Результати робіт доповідалися на європейських і численних міжнародних наукових форумах із проблем біоматеріалів і



наноструктур у Німеччині, Іспанії, Польщі, Греції та Україні. Успішно розвивається також традиційна наукова тематика кафедри – дослідження взаємозв'язку між структурою, механічними та релаксаційними властивостями твердих тіл. За результатами досліджень опубліковано 45 статей, одержано 7 патентів на винаходи та захищено чотири кандидатські дисертації (Сахарова Н.О., 1999 р.; Шеховцов О.В., 2005 р.; Шурінов Р.В., 2009 р.; Зетова Т.Р., 2017 р.).

Кафедра установила усталені зв'язки з університетами Дуйсбург-Ессена та Бохума (Німеччина). Із 2000 р., щороку кращі студенти кафедри виборюють гранти ДААД (Німецька служба академічних обмінів) на річні стипендії та стажування в одному з цих університетів для завершення магістерської роботи. Наслідками є підвищення якості освіти, значна матеріальна підтримка та ознайомлення з європейською наукою та культурою.

Кафедра фізики кристалів



Кафедра фізики кристалів була заснована в 1964 році Яковом Овсійовичем Гегузіним – видатним вченим, блискучим лектором і популяризатором науки. З ім'ям Я.О. Гегузїна пов'язаний цілий ряд нових напрямків досліджень в області фізики реального кристала. Він один з основоположників фізики спікання – величезної області фундаментальної і прикладної фізики твердого тіла. У піонерських роботах Я.О. Гегузїна вивчені механізми та кінетичні закономірності процесів спікання пористих тіл і закладені фізичні основи технології порошкової металургії. Фундаментальний науковий внесок О.Я. Гегузїна у фізику спікання був відзначений Міжнародною премією ім. Я.І. Френкеля та почесним дипломом Міжнародного інституту спікання, обранням його Почесним членом цього інституту. Він був членом редколегії міжнародного наукового журналу "Science of Sintering" та радянського журналу "Порошковая металлургия". Його монографія "Физика спекания" тричі перевидавалась (останній раз у 2019 році) і перекладена німецькою мовою.

Я.О. Гегузін виявив та вперше дослідив цілу низку фізичних ефектів та явищ, пов'язаних з направленими потоками нерівноважних вакансій в металевих та іонних кристалах. Результати цих досліджень узагальнені в монографіях "Макроскопические дефекты в кристаллах" (ця монографія удостоєна премії АН УРСР ім. Соболевського) та "Диффузионная зона". Я.О. Гегузїну належать перші дослідження в області масопереносу на поверхні та у приповерхневих шарах кристалів і дослідження процесів формування в кристалах макроскопічних включень та їх поведінки у зовнішніх силових полях. Результати цих досліджень стали змістом двох монографій "Поверхностная диффузия и растекание" (написана разом зі своїм учнем Ю.С. Кагановським) та "Движение макроскопических включений в твердых телах" (написана разом з М.О. Кривоглазом та видана, крім України, в США).

Я.О. Гегузін мав неперевершений популяризаторський талант. Він автор серії науково-популярних книжок, які написані так талановито та яскраво, що не втратили свого значення до сьогодні, заохочують до наукових досліджень молодь і доносять фізичні знання до широкого кола читачів.

Наукові ідеї Я.О. Гегузїна розповсюджувалися далеко за межі університету та Харкова і живили наукові колективи не тільки в Україні, але й за її межами. Цьому значно сприяли наукові семінари з нових проблем фізики реального кристала, які ним організовувалися на базі кафедри фізики кристалів. Всесоюзні семінари з фізики спікання, радіаційної фізики, процесів переносу маси на поверхні твердих тіл, процесів в дифузійній зоні були дуже популярними і збирали кращих фахівців з багатьох країн світу.

Я.О. Гегузін був яскравою людиною, яка поєднувала у собі обдарованість вченого і художника, педагога і поета. Це вплинуло на формування тематики наукових досліджень кафедри, стиль взаємовідношень між співробітниками, викладачами та студентами кафедри, на їх ставлення до природи та науки, сформувало у всіх, хто з ним працював та вчився у нього, прихильність до простого, красивого і переконливого експерименту. Він створив не лише кафедру, а й широко відому наукову школу. Його найкращі учні, такі як Л.Н. Парицькая, Ю.С. Кагановський, В.П. Мацокін, Ю.І. Бойко, І.В. Воробйова, В.І. Кібець та багато інших теж стали відомими вченими і їх дослідження внесли вагомий внесок у розвиток фізики твердого тіла. Після смерті Я.О. Гегузїна у 1987 році протягом 26 років кафедру очолював його учень – Віталій Іванович Кібець.

На кафедрі здобули освіту та отримали спеціальність "фізика" більше 800 студентів з України, Росії, Азербайджану,



Болгарії, Німеччини, Югославії, В'єтнаму та країн Африки. Вихованці кафедри працюють у багатьох навчальних закладах, науково-дослідних інститутах міста Харкова і України, в Польщі, Словачії, Чехії, Німеччині, Ізраїлю, США.

Зараз на кафедрі працює 3 доктори фізико-математичних наук, професори та 6 кандидатів фізико-математичних наук, доцентів. Майже усі викладачі кафедри – її випускники. Багаторічним викладачем кафедри (за суміщництвом) був фізик-теоретик, професор, доктор фізико-математичних наук Василь Дмитрович Нацик – відомий спеціаліст в галузі низькотемпературної фізики пластичності та міцності твердих тіл. Він прийшов на кафедру з Фізико-технічного інституту низьких температур, і на протязі майже 40 років викладав студентам кафедри новітні спеціальні курси, а в останні три роки і загальний курс "Основи теорії пружності та пластичності".

Кафедра є базовою кафедрою НТК "Інститут монокристалів" НАН України і має широкі та ефективні наукові стосунки з багатьма дослідницькими установами: НТК ФТІНТ НАН України (м. Харків), "Інститутом проблем матеріалознавства" НАН України (м. Київ), Об'єднаним інститутом ядерних досліджень (м. Дубна), Центром високих тисків Польської Академії наук, Міжрегіональним центром по використанню пучків важких іонів (GANIL, Франція), Бар-Іланським університетом (Ізраїль).

Основним напрямком наукових досліджень кафедри і студентів, які навчаються на кафедрі, є вивчення рушійних сил, механізмів і кінетики масопереносу в реальних кристалах і на їх поверхнях та ефектів, що супроводжують цей процес.

Останнім часом на кафедрі спільно з кафедрою фізики низьких температур ведуться дослідження зі створення надпровідних при кімнатній температурі матеріалів, спільно з вченими інституту скінтіляційних матеріалів ведуться дослідження зі створення нових скінтіляційних матеріалів для реєстрації темної матерії.

Науковим колективом кафедри за роки існування підготовлено та захищено 8 докторських та 54 кандидатських дисертації, опубліковано більше ніж 1500 статей в наукових журналах СРСР, України та за кордоном. За результатами досліджень наукової школи видано п'ять монографій, якими широко користуються дослідники в галузі фізики твердого тіла як у нашій країні, так і за її межами.

Для широкого кола читачів в Україні та за кордоном видані науково-популярні книги «Почему и как исчезает пустота» – три видання, «Живой кристалл» – чотири видання, «Очерки о диффузии в кристаллах» – три видання, «Капля» – три видання, «Пузыри». Всі ці книги відзначені преміями Всесоюзного товариства "Знання". Останнє видання усіх цих книжок відбулося в серії "Шедеври природно-наукової літератури" (2018-2019 роки), тобто ці яскраві книжки не втратили своєї вагомості та привабливості і донині.

Наразі кафедра здійснює підготовку фахівців за двома напрямками: "Фізика кристалів" та "Фізика і технологія функціональних матеріалів". В останньому випадку підготовка ведеться в колаборації з НТК "Інститут монокристалів" НАН України. Кафедра забезпечує викладання загальних курсів "Основи фізики конденсованого стану", "Кристаллофізика", "Основи теорії пружності та пластичності твердих тіл" для студентів усіх спеціалізацій, а також 21 курс спеціалізації. В навчальному процесі викладачі кафедри використовують сучасні компютерні технології та технології доповненої реальності. Доцентом кафедри І.М. Пахомовою розроблено 6 дистанційних навчальних курсів на базі центру електронного навчання ХНУ імені В.Н. Каразіна та отримані сертифікати для їх використання. Більшість студентів проходять практики та виконують курсові та дипломні роботи на базі Інституту монокристалів та Інституту скінтіляційних матеріалів НАН України, м. Харків.



З 2013 року кафедру очолює Борис Вікторович Гриньов – академік НАН України, доктор технічних наук, професор, директор інституту скінтіляційних матеріалів НАН України (ІСМА), заслужений діяч науки і техніки (1988), представник України в ЦЕРН (Швейцарія). Борис Вікторович вчений – матеріалознавець, відомий далеко за межами України як засновник наукової школи фундаментальних досліджень скінтіляційних матеріалів, лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки (1996 рік), один з 30-ти

найбільш цитованих українських вчених. Під його керівництвом в ІСМА розроблена унікальна технологія вирощування крупногабаритних оптично однорідних кристалів з рекордними параметрами світлового виходу. Такі монокристали використовуються для створення електромагнітних калориметрів нового покоління, необхідних для проведення досліджень у галузі фізики високих енергій. Б. В. Гриньов - автор і співавтор 14 монографій, понад 650 статей, 140 винаходів та патентів. Співпраця з ІСМА відкрила нові горизонти для студентів кафедри: проходження практик у лабораторіях інституту, участь у наукових дослідженнях з використанням сучасного обладнання та виконання змістовних курсових та дипломних проектів. Студенти кафедри мають можливість брати участь у міжнародних науково-дослідницьких проектах, які виконуються науковцями ІСМА, а також продовжувати навчання в аспірантурі як в університеті, так і в ІСМА.

Кафедра фізичної оптики

Кафедра фізичної оптики була заснована з ініціативи академіка АН УРСР Синельникова Кирила Дмитровича в 1962 році на базі оптичної спеціалізації, створеної на кафедрі експериментальної фізики Харківського державного університету в 1951 р. Першим завідувачем кафедри був професор Шкляревський Ігор Миколайович.

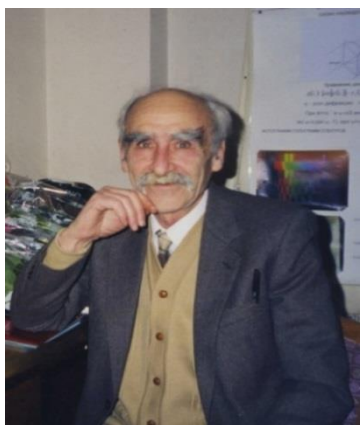


Шкляревський Ігор
Миколайович

На кафедрі почали розвиватися актуальні на той час наукові напрямки: металооптика, методи визначення товщин та оптичних констант тонких плівок в широкій області спектра, включно з ІЧ діапазоном. Металооптиці була присвячена і докторська дисертація І.М. Шкляревського. Він вдосконалив метод Толанського по визначенню товщин тонких плівок, запропонував новий метод визначення оптичних констант металів (метод відновленої поляризації). Фактично Шкляревський І.М. був піонером у дослідженні оптичних констант у широкій області спектра. У дослідженнях професора Шкляревського та його учнів виявлена застосовність теорії Друде–Зінера у широкій ІЧ області спектра для опису оптичних констант, визначена область частот, властива міжзонному поглинанню, визначені пороги та внесок міжзонного поглинання у діелектричну властивість ряду металів.

Інші напрямки роботи кафедри під його керівництвом включали еліпсометрію, оптику гранулярних плівок, в тому числі вплив диполь-дипольної взаємодії гранул і діелектричної проникності оточуючого середовища на спектральне розташування й інтенсивність смуги плазмового резонансу. Багато робіт присвячено оптиці багатошарових діелектричних покриттів, по цілому ряду багатошарових конструкцій отриманий ряд патентів, стосовно просвітлення оптики, виготовлення вузькосмугових і відтинаючих світлофільтрів. Під його керівництвом захистили кандидатські дисертації 16 аспірантів, багато з яких стали потім докторами наук.

У 1990 році Шкляревський І. М. передав завідування кафедрою своєму учню Милославському Володимирі Костянтиновичу. Наукові інтереси професора Милославського включали спектроскопічні і нелінійно-оптичні дослідження масивних твердих тіл і тонких плівок, дослідження екситонних станів у суперіонних провідниках, дослідження ефекту Фарадея (якому присвячена його докторська дисертація). Професором Милославським та його учнем професором Агєєвим Леонідом Опанасовичем започатковані роботи щодо нелінійних оптичних властивостей і процесів самоорганізації у плівках галогенідів, у тому числі плівок з домішками металічних гранул, у яких знайдено новий ефект: під впливом опроміювання гранули впорядковуються у доменно-структуровані дифракційні ґратки. Надано сучасне пояснення ефекту Вейгерта у фотошарах, що містять гранули.



Милославський
Володимир Костянтинович



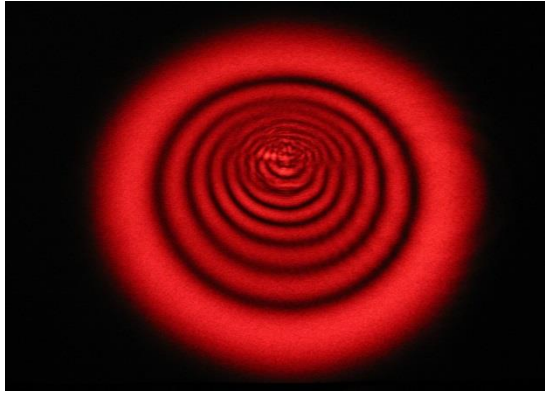
Агєєв Леонід Опанасович



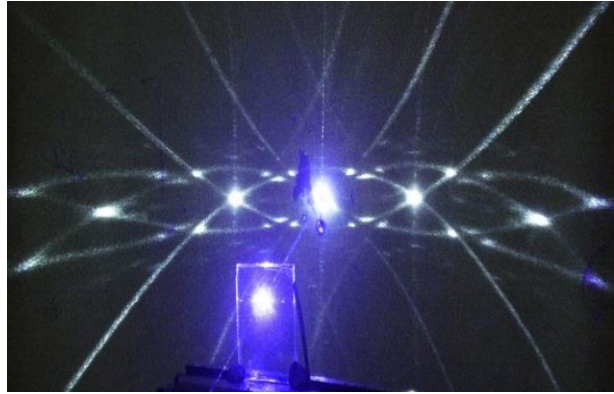
Галунов Микола Захарович

Під керівництвом професора Милославського В.К. захищені 18 кандидатських дисертацій та 1 докторська. Українською оптичною спільнотою та оптичною спільнотою імені Рождественського В. К. Милославський нагороджений ювілейною медаллю С.І. Вавілова (1995 р.) за внесок у дослідження зі спектроскопії твердих тіл і медаллю С.Е. Фріша за заслуги в педагогічній діяльності і наукові роботи по дослідженню екситонних станів у галогенідах металів і фотоіндукованих ефектів у світлочутливих плівках.

З 2003 по 2015 роки кафедрою завідував учень професорів Шкляревського І.М. та Милославського В.К. професор Агєєв Леонід Опанасович. У цей час на кафедрі продовжено дослідження нелінійно-оптичних властивостей світлочутливих композитних плівок на основі галогенідів срібла і прикладних наслідків цих властивостей. Так, створений метод визначення показника заломлення твердої речовини шляхом визначення параметрів дифракційних ґраток, які утворюються при лазерному опроміюванні вищезазначених плівок, осаджених на його поверхню.



Самофокусування лазерного світла в поглинаючій рідині



Дифракції лазерного світла на спонтанних решітках (аномалії Вуда, що самоорганізуються)

Розроблена методика імплантування утворених ґраток у поверхневий шар підкладки шляхом опромінювання потужним пучком ПЧ лазера. Знайдено явище оптичної турбулентності у пучку, що взаємодіє з цими плівками, знайдено дихроїчні властивості цих плівок. Досліджена нестабільність випромінювання багатомодових напівпровідникових лазерів. Започатковано напрям комп'ютерного моделювання дифракційних структур у світлочутливих композитних плівках, оскільки складність доменних структур, де кожен домен розвивається експоненційно, потребувала переходу на інший, статистичний рівень аналізу наслідків опромінення. Агеєв Л.О. захистив докторську дисертацію з тематики фотоіндукованих періодичних структур у світлочутливих плівках. Під його керівництвом захищено 5 кандидатських дисертацій.

Робота на кафедрі по вказаних напрямках продовжується учнями Милославського В.К. та Агеєва Л.О., оскільки тяга природи до трансформування простих структур у все більш і більш складні при наявності джерела енергії для трансформацій відкриває можливості по маніпулюванню параметрами мікроскопічних структур макроскопічними методами відповідно до практичної мети утворення структур.

Сьогодні наука і в тому числі фізика змінилися докорінно. Перестають бути актуальними напрямки, які були найбільш затребуваними раніше, з'являються нові завдання. Оптикою людина займалася з незапам'ятних часів. Чому ж UNESCO оголосило 2015 Міжнародним роком світла? Це пов'язано з тим, що змінилися і пріоритети оптичної науки. Актуальним стає напрямок, пов'язаний з реєстрацією іонізуючих випромінювань за допомогою радіолоюмінесценції сцинтиляційних матеріалів. Ці роботи необхідні для задач радіоекології, геології, радіаційної медицини, і, особливо, для вирішення завдань фізики високих енергій.

За створення пластмасових сцинтиляторів для систем детектування у Великому адронному коллайдері випускник кафедри фізичної оптики та діючий в/о завідувача кафедри професор Галунов Микола Захарович був удостоєний Державної премії України в галузі науки і техніки за 2016 р. Він, до речі, є Senior Member of OSA (the Optical Society of America), що, на жаль, є рідкісним для України. Його роботи відзначено Премією Президії НАН України ім. І.М. Францевича.



Фотографія композиційних сцинтиляційних матеріалів, які отримано за різними технологіями

Збільшення світності коллайдеру призвело до того, що навіть пластмасові сцинтилятори із підвищеною радіаційною стійкістю вже не витримують необхідних радіаційних навантажень. М.З. Галунов із учнями розробив новий клас оптичних матеріалів – композиційні сцинтилятори, що містять гранули неорганічних кристалів у прозорій матриці. Ці матеріали потребують

розробки спеціальних технологій для отримання оптично-прозорих шарів. Специфікою цих матеріалів є складний характер збору світла, вивчення якого потребує не тільки модельних експериментів, але й розрахунків, що базуються на Методі Монте-Карло. За цим напрямком вже захищено 3 кандидатські дисертації і одна докторська дисертація представлена до захисту.

Вплив іонізуючих випромінювань на людський організм пропорційний дозі іонізуючого випромінювання на так званий ваговий фактор. Це значення для швидких нейтронів з енергією до 2 МеВ і альфа-частинок відрізняється від аналогічного для фотонів гамма-випромінювання в 20 разів. Іншими словами, найточніший прилад, що фіксує величину сигналів без розділення їх за їх природою, дає некоректну інформацію, використання якої може призвести до трагічних наслідків. Найбільш ефективний підхід для вирішення цього завдання – це створення сцинтиляційних матеріалів з поділом сигналів від різних джерел по відмінності в формі імпульсів

радіолюмінесценції. Науковою основою цього підходу є вивчення механізмів транспорту і анігіляції триплетних екситонів у молекулярних матеріалах. Галунов М.З. із учнями розвиваючи цей науковий напрямок отримав результати, які стали підґрунтям створення сучасних гетероструктурованих матеріалів, що перевершують за своїми характеристиками такі класичні об'єкти як органічні монокристали. Під його керівництвом за цим напрямком вже захищено 5 кандидатських дисертацій і одна докторська дисертація. Ці роботи проводились у співпраці із Інститутом сцинтиляційних матеріалів, де є технологічна база для створення таких матеріалів.



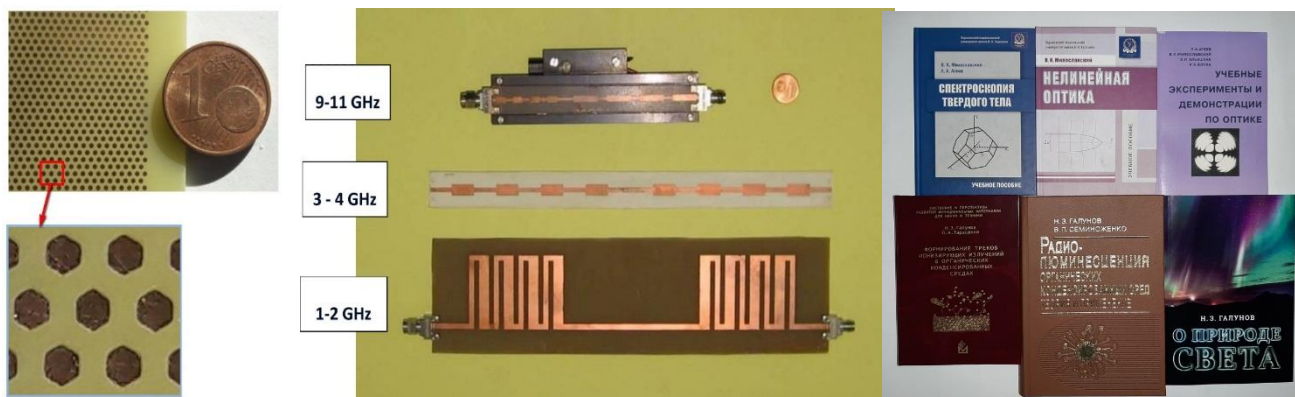
Тарапов Сергій Іванович

Зараз на кафедрі розпочато пошук сцинтиляційних матеріалів із нанорозмірними острівцями срібла на їх поверхні. Метою цього пошуку є отримання об'єктів, люмінесценція яких посилюється за рахунок ефекту плазмонного резонансу. Якщо ж ці нанорозмірні острівки впорядковані у дифракційні структури з використанням методів, розроблених на кафедрі, є можливість впливати на просторовий розподіл люмінесцентного випромінювання з метою підвищення чутливості сцинтиляційних приймачів.

Однією із актуальних проблем сучасності є вивчення і моделювання особливостей метаматеріалів, зокрема, у НВЧ діапазоні електромагнітних хвиль. Цей напрямок веде член-кореспондент НАН України, професор кафедри фізичної оптики Тарапов Сергій Іванович. Оскільки взаємодія електромагнітних хвиль з метаматеріалами визначається не тільки усередненими макроскопічними характеристиками речовин, але і їх мікроскопічною структурою, цей клас матеріалів відкриває нові можливості по керуванню світловими потоками, і дослідження в цій передовій галузі тільки розпочато.

До результатів, отриманих під керівництвом Тарапова С.І. в даній області, входять: знайдення поверхневих електромагнітних станів у різноманітних типах магнітофотонних кристалів, обмежених плазмоподібним середовищем; доведення існування лівостороннього стану в манганітах-перовськітах; вивчення особливості рефракції в дрових середовищах; доведення можливості керування поверхневими станами в планарних метаматеріалах муарового типу та інш. Під керівництвом Тарапова С.І. захищено 10 кандидатських дисертацій. У 2014 р. наукова робота Сергія Івановича Тарапова була відзначена Премією імені С.Я. Брауде НАН України.

До інших напрямів досліджень, які зараз проводяться на кафедрі фізичної оптики, належать: дослідження нелінійних оптичних явищ, які мають місце у композитних плівках та у рідких розчинах під дією лазерних пучків



Муаровий метаматеріал з гексагональною симетрією

Низка метаматеріалів, що базуються на подвійному планарному фотонному кристалі

Деякі монографії та навчальні посібники співробітників кафедри фізичної оптики

(самодефокусування, оптичні пульсації при проходженні лазерного випромінювання крізь поглинаючі рідкі середовища), спектроскопічні властивості суперіонних провідників, розробка багат шарових інтерференційних покриттів з різноманітними характеристиками (вузькосмугові інтерференційні світлофільтри, поляризаційні фільтри тощо), розробка вузькосмугових світлофільтрів з використанням плазмового резонансу у гранулярних плівках.

Таким чином, на кафедрі ведеться наукова робота як за традиційними напрямками, можливості дослідження в яких суттєво розширені завдяки використанню комп'ютерної техніки, так і по актуальним х напрямкам сьогодення, коли використання напрацьованих оптичних методів є корисним при розв'язанні граничних з оптикою проблем, які базуються на оптичних властивостях нових матеріалів, що вивчаються і розробляються.

Кафедра вищої математики

Практично відразу після перемоги у Другій світовій війні, між країнами Антигітлерівської коаліції загострилися ідеологічні протиріччя. Вчорашні переможці розкололися на два непримиренні табори, і почалася безпрецедентна

в історії людства гонка озброєнь, яка швидко переросла в Холодну війну. Гонка озброєнь, особливо ядерних і ракетних, істотно спиралася на фізику, математику, інженерні науки і інформатику, що виникла, перш за все з цих військових зусиль. Для потреб зростаючих військово-промислових комплексів (ВПК) у великій кількості були потрібні висококваліфіковані фахівці. Підготовкою фахівців з фізики для ВПК займалися і на фізико-математичних факультетах класичних університетів. У ці часи фізико-математичний факультет (ФМФ) Харківського державного університету розвивався і розростався. В результаті в 50-х і початку 60-х років ФМФ розділювався на кілька факультетів. У 1952 році був створений радіофізичний факультет (РФФ), який з 2014 року називається факультетом радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем (РБЕКС). У 1962 році були створені фізичний факультет (ФФ), фізико-технічний факультет (ФТФ) та механіко-математичний факультет (ММФ).



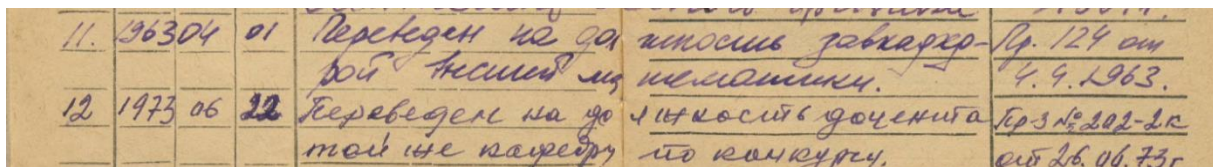
Залман Самойлович
Агранович

Основним факультетом фізичної спрямованості став фізичний факультет, який займався підготовкою фахівців в різних областях фізики. Два інших факультету фізичної спрямованості були створені для більш спеціальних задач підготовки фахівців в області ядерної фізики і радіофізики.

Спочатку на всіх факультетах фізичної спрямованості викладання математики здійснювалося декількома кафедрами механіко-математичного факультету, але досить швидко з'явилось розуміння необхідності окремої кафедри для цих цілей. Така кафедра повинна була спеціалізуватися саме на викладанні математики фізикам і враховувати в повному обсязі специфіку викладання, як окремих математичних курсів, так і всього математичного циклу в цілому. На той час такі кафедри вже були створені (і існують зараз) на фізичних факультетах Московського і Ленінградського університетів.

Кафедра вищої математики на фізичному факультеті була створена з ініціативи декана фізичного факультету проф. В.І. Хоткевича в 1963 році. Ця кафедра повинна була забезпечити викладання математичних дисциплін на факультетах фізичної спрямованості. Перед проф. В.І. Хоткевичем виникла складна задача вибору завідувача кафедри вищої математики. І проф. В.І. Хоткевич знайшов блискуче рішення проблеми. Він зупинився на кандидатурі відомого математика і людини дивовижної долі Аграновича Залмана Самойловича.

Днем народження кафедри можна вважати 01.04.1963. Саме в цей день на посаду завідувача кафедрою вищої математики був призначений З.С. Агранович.



На кафедрі вищої математики під керівництвом та за безпосередньої участі З.С. Аграновича були розроблені повні цикли математичних дисциплін для фізичного, фізико-технічного та радіофізичного факультетів. Це вимагало великої напруги сил колективу кафедри вищої математики та в першу чергу її завідувача. Саме в той час були створені єдині плани викладання всього комплексу математичних дисциплін для фізиків різних спеціальностей. На кафедрі працював постійний методичний семінар, на якому детально розбирався навчальний матеріал для лекцій та для кожного практичного заняття.

Залман Самойлович був дуже вимогливим завідувачем, в тому числі і по відношенню до себе. Він особисто і по багато разів прочитав всі лекційні курси, які в ті часи існували на кафедрі вищої математики. Деякі методичні досягнення тих років і сьогодні використовуються при викладанні математичних курсів на кафедрі вищої математики.

Залман Самойлович Агранович - перший завідувач кафедри

Народився 18 жовтня 1910 року в місті Стародуб, Брянської області. Середню школу закінчив у 1928 році. Після закінчення середньої школи працював у сільському господарстві. У 1932-34 рр. проходив строкову військову службу. Після служби в армії, в 1934 році поступив на перший курс фізико-математичного факультету ХДУ (математичне відділення), який закінчив у 1939 році. У тому ж році Залман Самойлович поступив в аспірантуру до Н.І. Ахієзера, але закінчити її не встиг - почалася Велика Вітчизняна війна. Він був закликаний в діючу армію на четвертий день війни - 26 червня 1941 року. До вересня 1946 року Залман Самойлович служив в лавах Радянської Армії.

Після демобілізації Залман Самойлович продовжив наукову і педагогічну діяльність. Він поступив на роботу в Харківський педінститут імені Г.С. Сковороди на фізико-математичний факультет. Тут він читає різні математичні курси для студентів фізико-математичного факультету і в 1949 році захищає кандидатську дисертацію.

З 1960 року Залман Самойлович починає працювати в ХДУ на посаді доцента кафедри обчислювальної математики. У 1963 році він створив нову кафедру вищої математики на фізичному факультеті, якою успішно

завідував до 1978 року. З 1978 року по 1999 рік він працював доцентом кафедри вищої математики. Педагогічну діяльність закінчив в 1999 році в зв'язку з виходом на наукову пенсію.

Залман Самойлович протягом усієї своєї діяльності активно займався науковою і науково-методичною роботою. У 1954 році він разом з проф. А. Я. Познером видає книгу «Застосування операційних методів до вирішення деяких задач математичної фізики». У 1960 році він разом з акад. В. А. Марченко видає книгу «Зворотна задача теорії розсіювання». Ця книга належить до найважливішого напрямку в математичному аналізі 20-го століття. У 1963 році вона була переведена і перевидана в США. У 1962 році Залман Самойлович, спільно з академіками В. А. Марченко і В. П. Шестопаповим, публікує фундаментальну статтю про розсіяння електромагнітних хвиль на металевій решітці. У 1970 році він видає навчальний посібник «Методи асимптотичної оцінки інтегралів».

За 36-річний період роботи на кафедрі вищої математики Залман Самойлович багаторазово і з великою майстерністю прочитав всі кафедральні лекційні курси. У свої студентські роки його вдячними слухачами були вчені фізичного факультету та інших наукових установ. Протягом 65 років життя наукова і педагогічна діяльність Залмана Самойловича були пов'язані з Харківським університетом. За ці роки, завдяки своїй невтомній і плідній діяльності, він став одним з найстаріших, авторитетних, досвідчених і поважних співробітників ХНУ. Його високий професійний рівень, прекрасні ерудиція і інтуїція, чудові людські якості викликали повагу всіх, кому доводилося працювати поруч з Залманом Самойловичем. Ці якості не згасали з віком, і в цьому сенсі можна говорити про феномен Аграновича.

Залман Самойлович Агранович пішов з життя 2 листопада 2008 року.

Деякі зауваження про кафедру вищої математики

Як уже зазначалося, першим завідувачем кафедри вищої математики був З. С. Агранович (1963-1978гг.). Потім кафедрою вищої математики завідували проф. В. К. Дубовой (1978-1988гг.) та проф. Ю. М. Дюкарев (1988-2008гг.). Обов'язки завідувача кафедри вищої математики виконував доц. Б. В. Кондратьєв (2008-2015). З 2015 року кафедрою вищої математики завідує проф. Д. В. Чібісов.

У 1963-1969 рр. кафедра вищої математики забезпечувала читання лекцій і проведення практичних занять за всіма математичними дисциплінами на 1-му і 2-му курсах ФФ та ФТФ. Крім того, викладачі кафедри вищої математики читали лекції і вели практичні заняття з методів математичної фізики на третій курсі ФФ, ФТФ і РФФ. У 1969 році ФТФ був переведений в П'ятихатки, і кафедра вищої математики припинила викладання математики на ФТФ. З 1977 року кафедра вищої математики стала викладати всі математичні дисципліни на 1-му, 2-му і 3-му курсах РФФ. Таким чином, з 1977 року по теперішній час кафедра вищої математики забезпечує читання усіх математичних дисциплін на ФФ та РБЕКС. Крім того, починаючи з кінця 70-х років, викладачі кафедри вищої математики викладають загальні курси, пов'язані з інформатикою і математичним моделюванням на ФФ та РБЕКС.

Більшу частину співробітників кафедри вищої математики завжди складали випускники механіко-математичного факультету. Тому, в основному, були математичними дисертації, захищені співробітниками кафедри вищої математики. Так, за спеціальністю 01.01.01 - математичний аналіз кандидатські дисертації захистили Ю. М. Дюкарев, І. П. Каминін, С. М. Зіненко, Н. Д. Парфьонова, І. Ю. Серікова. За спеціальністю 01.01.04 - геометрія та топологія кандидатську дисертацію захистив С. І. Окрут. Докторська дисертація Ю. М. Дюкарева була за спеціальністю 01.01.01 - математичний аналіз.

Кафедра вищої математики сьогодні

Співробітники кафедри. В даний час на кафедрі вищої математики працюють 10 співробітників, з них три доктора фізико-математичних наук, три кандидата фізико-математичних наук і один кандидат педагогічних наук. А саме:

Д. В. Чібісов (д. ф. - м. н., проф.), Ю. М. Дюкарев (д. ф. - м. н., проф.), О. В. Лазоренко (д. ф. - м. н., проф.), С. М. Зіненко (к. ф. - м. н., доц.), Н. Д. Парфьонова (к. ф. - м. н., доц.), І. Ю. Серікова (к. ф. - м. н., доц.), М. М. Завгородня (к. п. н., доц.), О. Г. Литвинова (ст. преп.), Т. В. Бутенко (ст. преп.), К. А. Подільська (ст. лаборант).

Навчальна робота. На кафедрі вищої математики викладаються такі курси: Математичний аналіз, Аналітична геометрія та лінійна алгебра, Диференціальні та інтегральні рівняння, Векторний та тензорний аналіз, Комплексний аналіз, Інформаційні технології, програмування та математичне моделювання, Теорія ймовірностей та математична статистика, Методи математичної фізики, Основи теорії випадкових процесів, Нелінійна фізика, Сучасний аналіз сигналів і процесів, Дискретна математика.

Наукова робота. В даний час основними напрямками наукових досліджень на кафедрі вищої математики є:

1. Проблема моментів, теорія інтерполяційних задач для аналітичних матриць-функцій та суміжні питання аналізу (Ю. М. Дюкарев, С. М. Зіненко, І. Ю. Серікова).
2. Майже періодичні функції (Н. Д. Парфьонова).
3. Математичне моделювання процесів теплопровідності для областей неканонічної форми за допомогою варіаційних та регіонально-структурних методів (Т. В. Бутенко).
4. Математичне моделювання процесів надпровідності монодомених кристалів (Завгородня Н. М.).
5. Теорія турбулентної плазми (Д. В. Чібісов).
6. Поширення радіосигналів в навколосемному космічному просторі (О. В. Лазоренко).



Завідувач кафедри проф. Д.В. Чібісов опублікував 40 наукових статей, причому 24 статті опубліковані в журналах, які реферуються в наукометричній базі Scopus. З цих статей 12 було опубліковано в зарубіжних журналах.

Основні наукові результати проф. Ю.М. Дюкарева: побудовано приклади блочних матриць Якобі, які породжують симетричні оператори з будь-якими можливими індексами дефекту; досліджено зв'язок між геометричними та операторними мірами виродженості матричної проблеми моментів Стильтьєса; доведені теореми про локалізацію коренів матричнозначних многочленів, ортогональних відносно кінцевого або напівнескінченного інтервалу; на множині розв'язків матричної проблеми моментів Стильтьєса введені ентропійні функціонали і досліджені їх властивості. За останні п'ять років проф. Ю.М. Дюкарев виступав в якості офіційного опонента при захисті двох докторських дисертацій у спеціалізованій вченій раді Д 64.175.01 (Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України), і однієї кандидатської дисертації в спеціалізованій вченій раді Д26.206.01 (Інститут математики НАН України).

Міжнародна співпраця. З 2000 року і по теперішній час проф. Ю.М. Дюкарев проводить спільні наукові дослідження з професорами Лейпцігського університету Б. Кірстайном та Б. Фріцше. Ця міжнародна співпраця призвело до таких результатів:

1. Був опублікований цикл спільних наукових статей загальним обсягом 236 стор.
2. Під спільним керівництвом Ю.М. Дюкарева і Б. Кірстейна в Інституті математики Лейпцігського університету кандидатську дисертацію захистив А.Е. Чоке Рівєро.
3. Ю.М. Дюкарев виступав в якості офіційного опонента при захисті в Інституті математики Лейпцігського університету однієї докторської дисертації та трьох кандидатських дисертацій.
4. Ю.М. Дюкарев багато разів виступав з науковими доповідями на конференціях і семінарах в Інституті математики Лейпцігського університету.

Кафедра фізики низьких температур

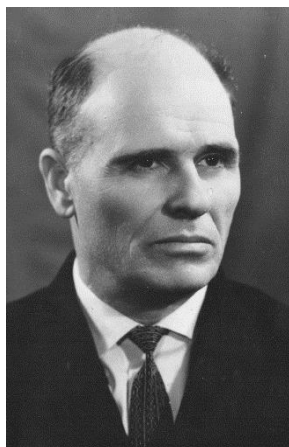
Кафедра фізики низьких температур веде свою історію з 1979 р. Ініціатором її створення, першим завідувачем і науковим керівником був відомий науковець і громадський діяч, член-кореспондент АН УРСР, професор В.Г. Хоткевич. З історією заснування кафедри фізики низьких температур пов'язані імена видатних вчених: член-кореспондента АН СРСР і академіка АН УРСР, професора Б.Г. Лазарева; академіка АН СРСР, професора О.О. Галкіна; академіка НАН України, професора В.М. Ажажі; академіка АН УРСР, засновника Фізико-технічного інституту низьких температур НАН України академіка Б.І. Веркіна, а також славетних представників харківської фізичної школи: знаних фахівців в галузі фізики низьких температур і фізики твердого тіла професорів М.О. Оболенського, Б.О. Мерісова, В.О. Первакова.

Яскравий талант цих просвітителів та дослідників, високий творчий потенціал та професійний рівень, безумовний авторитет в науковому середовищі сприяли потужному розгортанню наукової діяльності на кафедрі та формуванню фізичної школи.

Кафедра фізики низьких температур була і залишається єдиною за профілем підготовки фахівців даного напрямку в системі вищих навчальних закладів України. Діяльність кафедри неодноразово підтримувалася грантами Державного комітету з науки та технологій України, Міжнародного фонду Сороса, Департаменту науки і освіти НАТО, Міністерства освіти і науки України. На кафедрі в різні роки працювали відомі вчені, доктори фіз.-



Б.І. Веркін



В.Г. Хоткевич

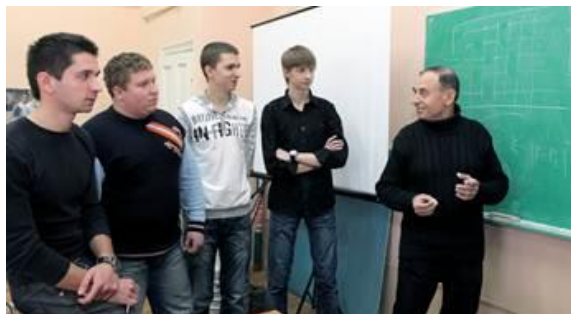


М.О. Оболенський

мат. наук В.Г. Хоткевич, Б.І. Веркін, М.О. Оболенський, В.П. Лебедев, С.Л. Гнатченко, А.В. Хоткевич. Зараз на кафедрі працюють доктори фіз.-мат. наук Р.В. Вовк, В.О. Шкловський, А.Л. Соловйов, О.М. Гриб, а також 8 кандидатів наук.

На кафедрі функціонують Проблемна науково-дослідна лабораторія фізики низьких температур та Кріогенна лабораторія, які є єдиними в мережі вітчизняних вишів. З 1987 р. на базі ФТІНТ імені Б.І. Веркіна НАНУ діє філія кафедри фізики низьких температур, яка забезпечує конструктивну та ефективну співпрацю академічної і освітньої структур. Провідні науковці ФТІНТу залучаються до навчального процесу, викладаючи автські спецкурси з актуальних проблем фізики низьких температур; викладачі кафедри фізики низьких температур мають змогу проходити стажування на високотехнологічній базі цього дослідного центру, а бакалаври і магістри кафедри залучаються до сучасних науково-дослідних процесів світового рівня. При кафедрі працюють два наукових семінари з проблем фізики надпровідності – теоретичний (на чолі з професором В.О. Шкловським) і експериментальний (на чолі з професором Р.В. Вовком).

Кафедра має три спеціалізовані лабораторні практикуми. Студентам кафедри викладаються 16 спеціальних курсів, більшість з яких є авторськими.



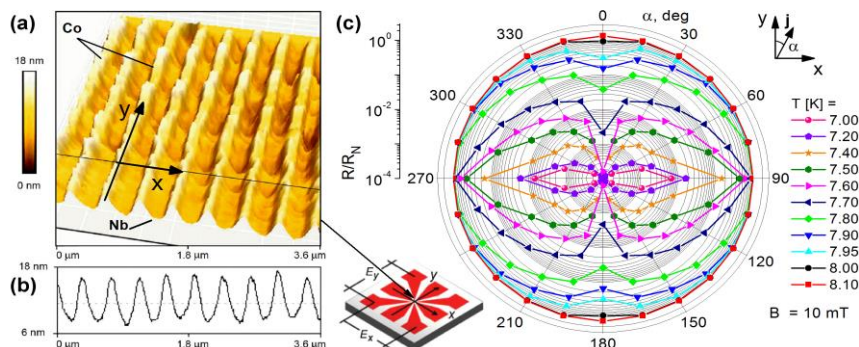
Науковці і викладачі кафедри плідно співпрацюють з науковими фізичними установами Харкова, України і за межами країни. У Харкові це Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна, ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», Інститут радіофізики та електроніки імені О.Я. Усикова, Науково-технологічний комплекс «Інститут монокристалів» (усі НАН України), Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут». Серед партнерів міжнародної співпраці – Оксфорд, Кембрідж, Імперіал-коледж, Національна лабораторія, університети м. Ковентрі, м. Ексетер і м. Сент-Ендрюс (Великобританія), університет Гете (Франкфурт на Майні, Німеччина), Інститут фізики твердого тіла «Демокрітос» (Афіни, Греція), Інститут Дон Альфонсо III (Португалія), університет провінції Нью-Брансуїк (Канада), університет П.Й. Шафарика (Кошице, Словачія), університет А. Міцкевича (Познань, Польща), Інститут фізики твердого тіла Університету Фрідріх Шиллер, м. Єна (Німеччина), Університет провінції Нью-Брансуїк, м. Секвілл (Канада), Білоруський державний університет, Інститут низьких температур та структурних досліджень, м. Вроцлав (Польща).



З 2012 р. на кафедрі фізики низьких температур впроваджується навчання студентів за індивідуальним планом в європейських вишах та навчання студентів під час стажування в науково-дослідних установах Європи. Так кафедра має підписаний договір про подвійних дипломах з Університетом ім. П.Й. Шафарика в м. Кошице (Словаччина), а також має традицію стажування студентів кафедри в Центрі ядерних досліджень в м. Мол (Бельгія).

Кафедра та ПНДЛ фізики низьких температур беруть активну участь у вирішенні головної задачі фізики твердого тіла – створенні фундаментальних наукових основ керування властивостями матеріалів. Науковцями

проводяться дослідження теплових та транспортних процесів у твердих тілах з дефектами у широкому інтервалі температур. За останні 5 років науковцями і викладачами кафедри опубліковано понад 150 статей в провідних фахових журналах, які реферуються в науково-метричних базах, зроблено більше 70 доповідей на вітчизняних та міжнародних конференціях, а також отримано близько 20 патентів. Викладачі кафедри є авторами та співавторами близько 20 підручників, навчальних посібників та наукових монографій.



(a) Зображення поверхні плівки ніобію, декорованої наноструктурами кобальту, у атомно-силового мікроскопі. (b) Профіль наноструктури вздовж осі x . (c) Полярна діаграма повного магнітоопору плівки при обертанні вектора повного струму. R_N позначає повний магнітоопір у нормальному стані. Експериментальну геометрію зображено посередині у нижній частині рисунку.

На кафедрі фізики низьких температур приділяється велика увага підвищенню кваліфікації науково-педагогічних та наукових кадрів. Протягом останніх 5 років співробітники кафедри стажувалися в світових науково-дослідних центрах Бельгії, Словаччини, Польщі, Німеччини, Голландії, Греції, Японії. З 2002 по 2004 р.р. професор Р.В. Вовк проходив наукове стажування в університеті м. Ексетер (Великобританія), у всесвітньо відомій групі «Квантових рідин» під керівництвом Королівського академіка професора А.Ф.Дж. Віатта. За час стажування професору Р.В. Вовку вдалося розвинути наукові основи нового напрямку фізики низьких та наднизьких температур – динаміки підсистем квазічастинкових збуджень за умов структурної та кінематичної анізотропії. В складі групи професора А.Ф.Дж. Віатта професор Р.В. Вовк був нагороджений спеціальною медаллю Європейського наукового співтовариства.

Наукові та освітні здобутки кафедри фізики низьких температур завжди отримували високу оцінку наукової спільноти і держави. Звання «заслужений професор Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна» були удостоєні професори М.О. Оболенський і Р.В. Вовк, дійсними академіками Академії вищої школи було обрано професорів М.О. Оболенського і Б.О. Мерісова, академіком Транспортної академії України – професора Р.В. Вовка. Були удостоєні почесних знаків «Відмінник освіти України» і «За наукові досягнення» професор М.О. Оболенський, почесним Срібним знаком Південної залізниці – професор Р.В. Вовк. Численні Грамоти і Подяки Верховної Ради України, міністерства освіти і науки України, Національної академії наук України комітетів ВР України з питань освіти і з питань транспорту отримували професори М.О. Оболенський, Б.О. Мерісов, Р.В. Вовк. Престижними преміями НАН України було відзначено наукові досягнення професорів М.О. Оболенського (премія ім. Б.І. Веркіна) і Р.В. Вовка (премія ім. Л.В. Шубнікова), вони також неодноразово відзначалися Харківською обласною державною адміністрацією як найкращі науковці регіону.

Науковий керівник кафедри, декан фізичного факультету, професор Вовк Р.В. за особистий внесок в розвиток вітчизняної науки був відзначений медаллю «За сприяння розвитку Південно-Західної залізниці», медаллю В.Н. Каразіна, медаллю Міжнародної Академії рейтингових технологій і соціології «Золота фортуна» – «Народна шана українським науковцям. 1918 - 2018». В 2020 р. за значні успіхи на освітянській і науковій ниві професор Р.В. Вовк був нагороджений орденом «За заслуги» III ступеня.

Проф. Вовк Р.В. є засновником одного з найбільш перспективних новітніх напрямків сучасної фізики твердого тіла – фізики флюксон-магнетонних гетероструктур. Вперше ідея модулювання спінових хвиль у феромагнетиках підсистемою Абрикосівських вихорів, і навпаки – регулювання динаміки магнітного потоку «магнетонною шубою» була запропонована у 2014 р. групою британсько-українських вчених в рамках виконання проекту «NoWaFen» («Новітні хвильові феномени в магнітних мікро- і наноструктурах») – Grant agreement № PIRSES-GA-2009-247556, автором якого, з українського боку, був професор Р.В. Вовк. Ідея отримала своє експериментальне втілення в українсько-німецьких експериментах при дослідженні унікальних метаматеріалів із заданим потенціалом пінінга у вигляді «пральної дошки», створеним нанофрезерівкою зразків у скануючому тунельному мікроскопі. За результатами проведених експериментів було опубліковано цикл піонерських робіт у провідних закордонних фізичних журналах з високим імпаکت-фактором. У 2018 – 2020 рр. у видавництві «Nature» за співавторством проф.

Вовка Р.В. видано низку статей, в тому числі про відкриття магнетонного надпровідного кристалу. Відповідна доповідь, представлена проф. Вовком Р.В. з співавторами на міжнародній конференції з магнетизму, що відбулася в серпні 2017 р. в коледжі Св. Магдалени в університеті Оксфорда (Велика Британія) викликала великий резонанс серед світової наукової спільноти. Отримані результати складають підґрунтя для розробки нових функціональних матеріалів із заданими параметрами електротранспорту, забезпечення компонентів для виготовлення і випробовування елементів пам'яті, основаних на нових фізичних принципах; при створенні квантових комп'ютерів, надчутливих елементів зчитування і надшвидкісних ліній зв'язку з метою їх подальшого використання при створенні новітніх зразків електрообладнання на залізничному транспорті, моделювання відповідних технологічних процесів та розробки алгоритмів їх оптимізації на виробництві. За ініціативою та безпосередньою участю проф. Р.В. Вовка ХНУ імені В.Н. Каразіна отримав реєстрацію в реєстрі провідних класичних університетів Європи (Validation of Kharkiv National University PIC 986260984), в числі перших в Україні ХНУ імені В.Н. Каразіна виборов грант в Міжнародній дослідницькій програмі академічного обміну (IRSES) Горизонт 20-20 в рамках проекту «MagIC» (Grant Agreement number 644348 – MagIC-H2020-MSCA-RISE-2014).

Професор Р.В. Вовк – член редколегії міжнародного наукового журналу «Фізика низьких температур», головний редактор «Вісника Харківського національного університету, серія «Фізика», голова оргкомітету міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах», член двох спеціалізованих рад з захисту дисертацій. Доктори фіз.-мат. наук Р.В. Вовк та О.М. Гриб є членами спеціалізованих вчених рад при Фізико-технічному інституті низьких температур ім. Б.І. Веркіна. Провідні співробітники кафедри систематично залучаються до опонування дисертаційних робіт, що захищаються в наукових установах.

З 2014 р. професор Р.В. Вовк є членом Наукової Ради з проблеми «Фізика низьких температур і криогенна техніка», секція «Фізика квантових рідин і кристалів» Національної академії наук України. У вересні 2017 р. одностайно обраний членом наукового комітету від України Європейської організації з кооперації в науці і технологіях (COST – European Cooperation in Science & Technology).

Професор Р.В. Вовк – автор 3 монографій, понад 420 наукових робіт, опублікованих у рейтингових українських та закордонних наукових виданнях (з них близько 260 відображено у науково-метричних базах Scopus і Web of Sciences), і понад 20 патентів України. Індекс Хірша цитування його робіт в системі Scopus складає $h = 39$.

Кафедра фізики низьких температур залучена до підготовки наукових кадрів вищої кваліфікації, здійснює навчання аспірантів, серед яких є і громадяни інших країн (Греції, Португалії). В 2020-2021 навчальному році на кафедрі навчаються 6 аспірантів, в тому числі громадянка Китаю.

Кафедра фізики низьких температур пишається своїми вихованцями. Більшість випускників кафедри нині працює в академічних установах Харкова і України (ФТІНТ НАН України, ННЦ ХФТІ НАН України, Інституті радіоелектроніки НАН України, Інституті монокристалів НАН України, Інституті металофізики НАН України, інш.), а також за кордоном (в наукових і навчальних закладах Польщі, Словаччини, Австрії, Німеччини, Великій Британії, Австралії, США, інш.).

Від заснування до 2012 р. очільниками кафедри були доктори фізико-математичних наук, професори Хоткевич В.Г., Веркін Б.І., Оболенський М.О. З 2012 р. по 2017 р. кафедру очолював доктор фізико-математичних наук, професор Вовк Р.В. З 2017 р. обов'язки в.о. завідувача кафедри виконує доктор фізико-математичних наук, професор В.О. Шкловський.

Проблемна науково-дослідна лабораторія фізики низьких температур

Проблемну науково-дослідну лабораторію фізики низьких температур Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна було створено у 1966 році рішенням РМ УРСР. Лабораторія працює при кафедрі фізики низьких температур фізичного факультету. Лабораторія та Гелієва зріджувальна станція Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна є єдиними підрозділами такого типу у вищих навчальних закладах України. Першим науковим керівником Проблемної науково-дослідної лабораторії фізики низьких температур був член-кореспондент НАН України, професор В. Г. Хоткевич, а потім багато років - професор Борис Олександрович Мерісов.

Лабораторія є експериментальною базою кафедри фізики низьких температур. Основним напрямком роботи є дослідження теплових та транспортних процесів, а також надпровідності, включаючи високотемпературні надпровідники, у твердих тілах з дефектами у широкому інтервалі температур та магнітних полів.

Проблемна лабораторія фізики низьких температур має великий досвід у галузі дослідження електронних, теплофізичних та механічних властивостей металів і конструкційних матеріалів у широкому інтервалі температур. Лабораторія плідно співпрацювала з такими організаціями та підприємствами, як Авіаційний науково-технічний комплекс імені А. Туполева, Науково-виробничі об'єднання «Енергія», «Криогенмаш», «Геліймаш», «Геофізика», Інститут теплових процесів, Держстандарт України, Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», Державне підприємство «Виробниче об'єднання «Південний машинобудівний завод» ім. А.М. Макарова», завод «Південкабель» тощо.

За результатами досліджень на базі лабораторії захищено 5 докторських та 15 кандидатських дисертацій.



Кріогенна лабораторія

На фізичному факультеті працює єдина у вищих навчальних закладах України лабораторія, яка забезпечує кріогенними рідинами (зрідженими азотом і гелієм) навчальний процес та наукові дослідження в Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна.



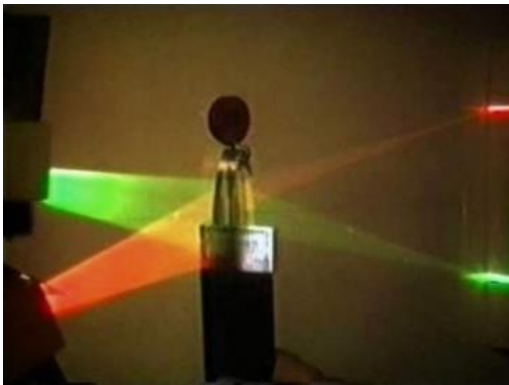
Азотна та гелієва зріджувальні станції були засновані на фізичному факультеті наприкінці 60-х років ХХ сторіччя. Ці заходи були пов'язані з інтенсифікацією наукових досліджень у галузі фізики низьких температур. Однією з причиною цього був розвиток програм космічних досліджень, значна частка яких виконувалася у Харкові, зокрема у Проблемній лабораторії фізики низьких температур Харківського державного університету.

На цей час тільки на фізичному факультеті Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна працює єдина в Україні кафедра фізики низьких температур, на якій студенти мають змогу виконувати наукові дослідження при температурах поблизу абсолютного нуля температур.

Кріогенна лабораторія забезпечує рідким азотом для наукових досліджень різні факультети університету та проводить скраплення гелію з використанням установки Г-45 продуктивністю 40 л рідкого гелію за годину.

Лабораторія методики викладання фізики

У 1977 році на фізичному факультеті було створено лабораторію методики викладання фізики як відгук університету на вимогу часу поліпшити якість підготовки вчителів для середньої школи відповідно до положень реформи шкільної освіти, що на той час проводилася. Створена за ініціативою і під керівництвом Песіна Олександра Ізраїлевича, лабораторія внесла вагомий внесок у підготовку випускників факультету в галузі методики і психології навчання фізики в середній школі. На базі лабораторії систематично проводились навчальні заняття, виконувалися курсові та дипломні роботи. Співробітники лабораторії вели наукові дослідження з проблеми моделювання в шкільному курсі фізики. З цієї тематики О. І. Песін успішно захистив кандидатську дисертацію в Науково-дослідному інституті змісту та методів навчання АПН СРСР. Співробітники лабораторії С.В. Каплун і О.Ю. Свистунов захистили кандидатські дисертації під керівництвом О.І. Песіна і стали висококваліфікованими фахівцями в галузі викладання фізики.



Лабораторія методики викладання фізики фізичного факультету є єдиною в Україні лабораторією, наукова діяльність якої пов'язана з проблемами вдосконалення методики і техніки навчального експерименту. Її співробітниками створена серія нового навчального обладнання, яке широко використовується на заняттях з фізики в школі.

Оригінальні розробки лабораторії отримали належне визнання і високу оцінку не тільки в Україні, а й за її межами. Створені в лабораторії демонстраційний прилад і лабораторний комплект для вивчення законів геометричної оптики були включені до Типового переліку навчального обладнання з фізики для середніх шкіл Радянського Союзу. Прилад відзначений срібною медаллю ВДНГ СРСР. Широку популярність здобули «Прилад для вивчення топології електричного поля», прилад «Модель провідника з порожниною для вивчення статичного і стаціонарного електричних полів» і ін.

Науково-методична діяльність лабораторії методики викладання фізики розвивалася в тісному контакті з кабінетом методики фізики і астрономії Харківського обласного інституту удосконалення вчителів. Протягом майже 30 років на базі лабораторії проводилася робота з підвищення кваліфікації вчителів в області методики і техніки навчального фізичного експерименту. Ця діяльність лабораторії завжди була дуже затребуваною, вчителі ставилися до неї з великою вдячністю. Затребуваним серед вчителів є посібник О.І. Песіна «Фізика. 7 клас: Методика викладання», виданий у серії «Майстер-клас» видавництвом «Ранок».

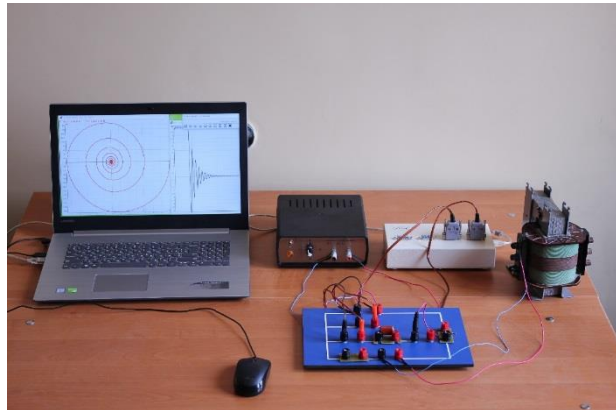


Загальний висновок, до якого приходять сучасні фахівці в галузі викладання фізики, полягає, зокрема, в тому, що діючі останніми роками навчальні плани початкової школи неналежно враховують інтелектуальні можливості сучасних молодших школярів і тим самим не задовольняють реально існуючу у молодшого школяра потребу пізнання навколишнього світу. Виходячи з цього, в лабораторії вперше було розпочато розробку програми експериментального пропедевтичного курсу з фізики для початкової школи. Ця діяльність лабораторії свого часу отримала підтримку МОН України та МФ «Відродження» в рамках програми «Трансформація гуманітарної освіти в Україні». Відповідно до розробленої програми курсу О.І. Песінім, В.Ф. Коршак та Ю.А. Соколовичем були підготовлені і видані навчальний посібник «Людина і навколишній світ. Азбука фізики» для молодших школярів та методичний коментар до нього,

адресований вчителям початкової школи.

Багаторічний досвід спілкування з молодшими школярами переконливо доводить, що максимальний ефект навчання досягається в тих випадках, коли діти власноруч виконують досліди. Такий висновок стимулював пошук і розробку виключно простих і красивих дослідів, які з великою цікавістю сприймаються дітьми. В результаті в лабораторії було створено набір обладнання «Юний фізик», який дозволяє працювати з ним в домашніх умовах і в умовах лабораторії. Набір містить обладнання, що забезпечує проведення понад 130 дослідів з усього шкільного курсу фізики. Відгуки дітей і їх батьків свідчать про надзвичайну корисність такого набору.

На даний час робота з молодшими школярами, відповідно до розробленої в лабораторії програми, проводиться в рамках Малої університету при Центрі довузівської освіти ХНУ імені В.Н. Каразіна під керівництвом доцентів В.Ф. Коршак і О.Ю. Свистунова. Фізика вивчається тут не як навчальний предмет, а як справжня наука. Значна увага приділяється розвитку у дітей навичок дослідника-експериментатора. Про успішність такої діяльності свідчить, зокрема, активна участь молодших школярів у щорічних підсумкових конференціях Малої університету. Слухачами, які навчаються в лабораторії методики викладання фізики, зроблено понад 200 доповідей на цих конференціях.



Лабораторна установка для проведення навчальних досліджень з електрики та магнетизму на основі оригінального комп'ютерного вимірювального комплексу

Велика увага фахівців лабораторії приділяється розвитку засобів навчання з використанням комп'ютерних технологій. Протягом 2017 – 2020 років було розроблено та впроваджено в навчальну практику фізичного, радіофізичного та медичного факультетів низку лабораторних установок, на основі яких створено учбовий лабораторний практикум з медичної і біологічної фізики, модернізовано практикум з розділу загальної фізики «Електрика і магнетизм», модернізовано лабораторні установки кільцевого практикуму з загальної фізики.

Розробка і впровадження комп'ютеризованих засобів навчання виконуються за участі і під керівництвом завідувача лабораторії Ю.В. Литвинова. Створений на основі комп'ютерного вимірювального комплексу «ІТМ - Лабораторія» комплект лабораторного обладнання «Електрика і магнетизм» демонструвався на міжнародній виставці «Інноватика в сучасній освіті» і був відзначений золотою медаллю.

Фізичний факультет: післямова

Сьогодні факультет має потужний потенціал: у фаховій підготовці студентів задіяні викладачі 9-ти кафедр, серед яких є дійсні члени та члени-кореспонденти Національної академії наук України, академік Транспортної академії наук України, лауреати Державної премії України в галузі науки і техніки, заслужені працівники освіти України, понад 30 докторів наук, професорів, і понад 40 кандидатів наук, доцентів. Студенти фізичного факультету проходять наукове стажування в Центрі наноінтеграції та біоматеріалів при університеті Дуйсбург-Ессена (Німеччина) і в Університеті імені П.Й. Шафарика (Кошице, Словаччина). Після здобуття освітньо-кваліфікаційного рівня бакалавра деякі студенти фізичного факультету навчаються за фахом у магістратурі в США, Німеччині, Швеції тощо. Здобувши освітньо-кваліфікаційний рівень магістра, випускники фізичного факультету продовжують навчання в аспірантурі у ХНУ імені В.Н. Каразіна, у наукових установах України, університетах та наукових установах Польщі, Словаччини, Бельгії, Німеччини, Франції, Швеції, Англії, США, Канади.

Випускники фізичного факультету мають можливість працевлаштуватися за фахом у ХНУ імені В.Н. Каразіна, в інститутах НАН України м. Харкова (ФГІНТ імені Б.І. Веркіна, ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”, Інституті електрофізики та радіаційних технологій, НТК “Інститут монокристалів”, Інституті радіофізики і електроніки ім. В.Я. Ускова, Інституті радіоастрономії), науково-виробничих підприємствах, об’єднаннях та фірмах інших міст України, можуть працювати викладачами у вищих у закладах вищої освіти, вчителями фізики та математики, а також у ряді закордонних навчальних та наукових закладах. Серед них є, зокрема, фізичний факультет Білоруського державного університету (Мінськ), фізичний факультет Університету Ексетера (Англія), фізичний факультет Університету провінції Нью-Брансуїк (м. Секвілл, Канада), McGill-університет (Канада), Інститут фізики Університету ім. Й.В. Гете (Франкфурт, Німеччина), Інститут фізики твердого тіла Університету Фрідріх Шиллер (м. Єна, Німеччина), університети Дуйсбург-Ессена, Бохума та Мюнстера (Німеччина), Інститут металів у Дюссельдорфі (Німеччина), Інститут ім. Лейбніца (Росток, Німеччина), Інститут фізики Університету ім. П.Й. Шафарика (Кошице, Словаччина), Центр високих тисків Польської Академії наук, Інститут низьких температур та структурних досліджень Польської Академії наук (м. Вроцлав), Університет науки та технології (м. Краків, Польща), Вар-Пан University (Ізраїль), університет Арієля (м. Аріель, Ізраїль), Вища школа Франції Ecole Polytechnique (Париж), Лабораторія приладобудування для астрофізичних досліджень (м. Медон, Франція) та інші. Наші випускники працюють на Великому адронному колайдері в Європейському центрі ядерних досліджень, у Лос-Аламоській національній лабораторії Міністерства енергетики США.

Випускники кафедри астрономії та космічної інформатики працюють у наукових установах України, Білорусії, Казахстану, Грузії, Азербайджану, Узбекистану, Туркменістану, Німеччини, США, Японії, Монголії, В’єтнаму, Китаю та інших країн.

На фізичному факультеті діє спеціалізована вчена рада Д 64.051.03 з правом прийняття до розгляду та проведення захисту дисертацій на здобуття наукового ступеня доктора (кандидата) фізико-математичних наук за спеціальностями: 01.04.05 — оптика, лазерна фізика; 01.04.07 — фізика твердого тіла; 01.04.11 — магнетизм.

Механізми утворення мікропустот (пір) при оптичному пробіі монокристалів KCl

М.А. Волосяк

*Харківський національний автомобільно-дорожній університет, вул. Ярослава Мудрого, 25, 61000, Харків, Україна
marina_volosyuk@ukr.net*

ORCID: 0000-0001-6615-3999

DOI: 10.26565/2222-5617-2020-33-01

Експериментально досліджено явище оптичного пробію (руйнування) монокристалів KCl сфокусованим випромінюванням лазера на неодимовому склі з модульованою добротністю, тривалістю імпульсу $5 \cdot 10^{-8}$ с, довжиною хвилі $\lambda = 1054$ нм та енергією імпульсу порядку 1 Дж у режимі локального власного поглинання випромінювання лазера монокристалом. Оцінки енергетичних складових процесу локального теплового спалаху, характерного часу тривалості розігрівання локальної області і тривалості релаксаційного процесу та порівняння їх з експериментальними даними показали, що процес релаксації за таких умов протікає у дві стадії: перша – швидка, що супроводжується краудіонним масопереносом за участю ударної хвилі, друга – повільна, за участю і дислокаційного масопереносу. Втрати енергії на теплове випромінювання і теплопровідність в кристал виявляються на порядки величини менші за потік енергії, що поглинається $I_{\text{погл}}$, що і забезпечує швидкий локальний розігрів і утворення плазми. З точки зору механіки суцільного середовища досліджуваний процес, в якому тиск досягає величини, більшої теоретичної міцності матеріалу, за час, менший ніж 10^{-6} с, потрібно розглядати як вибухоподібний або ударний процес. Загальна схема пластичної релаксації, що впливає з наведених оцінок і спостережень, при цьому виглядає наступною. На початку під дією ударної хвилі утворюються краудіони, які виносять речовину з області високого тиску, рухаючись по щільно упакованим рядам атомів (уздовж напрямків типу $\langle 110 \rangle$ в кристалах KCl), і пора майже повністю формується за час проходження ударною хвилею діаметра зони релаксації. Це час порядку $\tau_{\text{рел}}$, тобто порядку $(10^{-9} \div 10^{-8})$ с. Після падіння температури, тиску та конденсації пари в рідину, тобто наприкінці процесу релаксації, границі пори розсуваються вже під тиском рідкого розплаву і спрацьовує дислокаційний механізм перенесення маси, додатково забезпечуючи деяке збільшення об'єму пори. Цей процес йде і після припинення дії лазерного опромінювання при охолодженні кристалу до кристалізації розплаву в порі і утворення пори (мікропустоти) спостережуваного розміру.

Ключові слова: монокристал, лазерне опромінювання, оптичний пробіі, мікропустота (пора).

Mechanisms of micro-voids formation caused by optical breakdown in KCl single crystals

M.A. Volosyuk

Kharkiv National Automobile and Highway University, Yaroslava Mudrogo str., 25, 61000, Kharkiv, Ukraine

The phenomenon of optical breakdown has been studied experimentally for KCl single crystals exposed to laser emission focused on the neodymium glass with modulated quality-factor, pulse duration $5 \cdot 10^{-8}$ s, wavelength $\lambda = 1054$ nm, and pulse energy of the order 1 J in the regime of local intrinsic absorption of the laser emission by the single crystal. Evaluations of local heat flash energetic constituents and characteristic durations for both local area heating and relaxation processes and following comparison with experimental results have shown that the relaxation process takes place in two stages: the first is fast phase followed by crowdion mass transfer with shock wave participation, and the second is slow phase with participation also dislocation mass transfer. The energy losses for heat radiation and thermal conductivity are found to be by orders of value less than the absorption energy flux I_{abs} that provides fast local heating and plasma formation. From the viewpoint of the mechanics of continua the process under study where the pressure achieves value exceeding the theoretical strength limit for the time less 10^{-6} s, should be considered as explosion-like or shock process. The general scheme of plastic deformation arising from abovementioned estimations and observations is seemed as follows. In the beginning, under action of the shock wave the crowdions are generated which carry the substance from the high pressure area and move along close-packed atomic rows $\langle 110 \rangle$ type directions in KCl crystals; the void is formed almost completely during the shock wave passing the relaxation zone crosssection. This time is of the order of τ_{rel} , i. e. $10^{-9} \dots 10^{-8}$ s. After falling temperature and pressure and vapor condensation into liquid, at the end of relaxation process, the void boundaries expand already under liquid melt pressure, and the mass transfer dislocation mechanism comes into action providing additionally some enlarging the void volume. This process

continues also after stopping the laser emission, during the crystal cooling down to the melt crystallization in the void and formation of a pore with size observed.

Keywords: single crystal, laser irradiation, optical breakdown, microvoid (pore).

Механизмы образования микрополостей при оптическом пробое монокристаллов КСІ

М.А. Волосяк

Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, ул. Ярослава Мудрого, 25, 61000, г. Харьков, Украина

Экспериментально исследовано явление оптического пробоя монокристаллов КСІ сфокусированным излучением лазера на неодимовом стекле с модулированной добротностью, длительностью импульса $5 \cdot 10^{-8}$ с, длиной волны $\lambda = 1054$ нм, энергией импульса порядка 1 Дж в режиме локального собственного поглощения излучения лазера монокристаллом. Оценки энергетических составляющих процесса локальной тепловой вспышки и характерных времен продолжительности разогрева локальной области и длительности релаксационного процесса, и сравнение их с экспериментальными данными показали, что процесс релаксации в таких условиях протекает в две стадии: первая – быстрая, сопровождаемая краудинным массопереносом с участием ударной волны, и вторая – медленная, с участием и дислокационного массопереноса. Потери энергии на тепловое излучение и теплопроводность оказываются на порядки меньше потока энергии поглощения $I_{\text{полг}}$, что обеспечивает быстрый локальный разогрев и образование плазмы. С точки зрения механики сплошных сред исследуемый процесс, при котором давление достигает значения, превышающего теоретический предел прочности, за время менее 10^{-6} с, следует рассматривать как взрывоподобный или ударный. Общая схема пластической деформации, вытекающая из проведенных оценок и наблюдений, выглядит следующим образом. Вначале под действием ударной волны образуются краудиноны, которые выносят вещество из области высокого давления, перемещаясь по плотноупакованным атомным рядам (вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ в кристаллах КСІ), и полость почти полностью формируется за время прохождения ударной волной диаметра зоны релаксации. Это время порядка $\tau_{\text{рел}}$, т.е. $10^{-9} \dots 10^{-8}$ с. После падения температуры, давления и конденсации пара в жидкость, т.е. в конце процесса релаксации, границы полости расширяются уже под давлением жидкого расплава, и срабатывает механизм дислокационного переноса массы, дополнительно обеспечивающий некоторое увеличение объема полости. Этот процесс продолжается и после прекращения облучения лазером при охлаждении кристалла до кристаллизации расплава в полости и образования поры наблюдаемого размера.

Ключевые слова: монокристалл, лазерное облучение, оптический пробой, микрополость (пора).

Вступ

При радіаційному впливі елементарними частинками або квантами електромагнітного випромінювання на тверді тіла в них виникають дефекти структури. Як правило, первинні дефекти – це пари Френкеля вакансія-міжвузельний атом. Міжвузельні атоми можуть перебувати просто в міжвузлях, або можуть утворювати гантельні або краудіонні конфігурації, які в процесі взаємодії утворюють і інші, більш складні конфігурації дефектів. Різноманітні радіаційні пошкодження кристалічної решітки сильно впливають на міцність і пластичні властивості матеріалів і тому є предметом постійної уваги [1-4].

Лазерне випромінювання оптичного діапазону, проходячи через прозорі тіла за певних умов – високої щільності потоку випромінювання, наявності поглинаючих неоднорідностей в структурі матеріалу – локально поглинається, що призводить до значного локального розігріву, утворення плазми під високим тиском і локального руйнування кристалу та утворення мікропустот (оптичний пробій) [5-9], що погіршує експлуатаційні властивості функціональних матеріалів [10]. Зазначена проблема комплексна. Для її вирішення необхідно: 1) розкриття механізмів локального поглинання випромінювання і розігріву

кристала; 2) вивчення механізмів і кінетики перенесення речовини з розігрітої області, що призводить до утворення мікропустот.

Механізми локального поглинання випромінювання лазера з найбільш загальних міркувань для особливо чистих матеріалів можуть бути наступними: ударна іонізація атомів решітки електронами, що виникають внаслідок фотоіонізації випромінюванням лазера домішкових атомів, багатотонна іонізація атомів решітки [5], металізація діелектрика з досить вузькою забороненою зоною при високій щільності випромінювання лазера [11] або генерація первинних електронів за допомогою каскадних оже-переходів у валентній зоні лужно-галоїдних (ЛГ) кристалів [12]. При досить високій щільності випромінювання лазера, що досягається, зокрема, фокусуванням випромінювання, може виявитися достатнім і власного поглинання лазерного випромінювання речовиною, можливо на дефектах кристалічної структури, де локальні властивості речовини відрізняються від середніх в об'ємі, маючи знижені бар'єри щодо поглинання квантів випромінювання оптичного діапазону [5]. У реальних твердих тілах поглинаючі сторонні включення, як правило, і є джерелами оптичного пробоя [13, 14].

Перенесення маси, з огляду на спостережувану сильну дислокованість кристалу навколо пір, вважалося, що здійснюється дислокаційним механізмом. Однак послідовне вивчення дислокаційних структур навколо малих (мікронного розміру) пір, що утворюються, показало, що на долю дислокаційного механізму масопереносу доводиться лише близько 5% об'єму пори, що утворилася [15]. Було висловлено припущення, що основним носієм є краудіони, незважаючи на те, що за сучасними уявленнями енергія утворення міжвузлових атомів різного типу досить велика і складає величину порядку декількох електрон-вольт [16]. Енергія краудіонів в міді, наприклад, становить величину порядку 5,5 eV [17].

У зв'язку з цим видається актуальним аналіз процесу перенесення маси в локальній розігрітій області кристалу з урахуванням динаміки розігріву і руху речовини за умов високої імпульсності процесів з точки зору механіки суцільного середовища.

Метою роботи є вивчення механізмів переносу маси в локально розігрітій області при утворенні мікропорожнини в результаті оптичного пробою монокристалла КСІ лазерним випромінюванням.

Методика експерименту та його результати

В експериментах, що проводилися при кімнатній температурі, використовувалися монокристали КСІ, вирощені методом Кіропулоса з сировини марки ХЧ (хімічно чиста). Для опромінення використовувався імпульсний лазер з модульованою добротністю на неодимовому склі з тривалістю імпульсу $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с, $\lambda = 1054$ нм і енергією в імпульсі близько 1 Дж. Лазер з інфрачервоним випромінюванням і коротким імпульсом обраний для того, щоб зменшити втрати випромінювання на поглинання і розсіювання, в тому числі і на неполірованих поверхнях кристалу, і отримати високу щільність потоку енергії, достатню для оптичного пробою за рахунок власного поглинання кристала в фокальній площині лінзи. Випромінювання лазера фокусувалося лінзою з фокусною відстанню $F = 10$ см і діаметром робочого отвору лінзи $2b \approx 1,5$ см. Щільність потоку випромінювання в робочій зоні в фокальній площині визначалася енергією імпульсу і розміром фокальної зони. Згідно [18], фокальна область у фокусі лінзи має витягнуту, в першому наближенні, циліндричну форму, довжиною $l_{||}$ і радіусом l_{\perp} , які визначаються співвідношеннями [18]:

$$l_{||} = \lambda (F/b)^2; \quad l_{\perp} = \lambda (F/b), \quad (1)$$

де F – фокусна відстань лінзи, λ – довжина хвилі падаючого світла.

З огляду на значення вхідних параметрів, для нашого випадку отримаємо: $l_{||} \approx 130 \cdot 10^{-4}$ м, $l_{\perp} \approx 10 \cdot 10^{-6}$ м. Об'єм фокальної області: $V \approx 4 \cdot 10^{-14}$ м³.

Для точного розташування кристалу щодо пучка світла при лазерному опроміненні в попередніх дослідах під мікроскопом визначалося точне просторове розташування осі лазерного пучка і положення фокуса шляхом опромінення скла з тонкоплівковим напиленням металевих плівок. В точку, де знаходився геометричний фокус пучка світла, розташовувався кристал і здійснювалося опромінення. Умови опромінення підбиралися такими, щоб отримувати пори порядку мікронного розміру. Основний результат цих дослідів полягав в тому, що порожнини, що утворювалися, завжди розташовувалися практично на осі пучка близько до середини фокальної області (геометричного фокусу). Найчастіше утворювалася одна пора, рідше – дві, і ще рідше – більше двох. На рис. 1 наведено випадок, коли утворилися дві пори, розташовані практично на осі фокальної області.

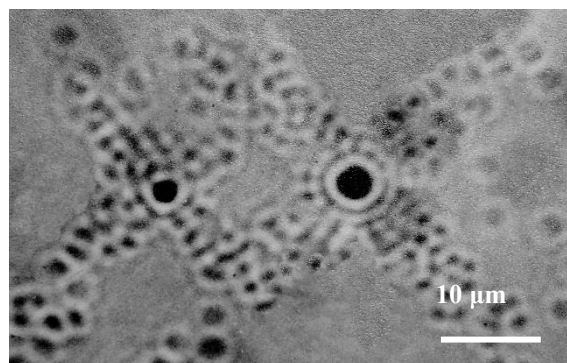


Рис. 1. Дислокаційна структура навколо пір, що утворилися

Виникнення ланцюжка пір, швидше за все, починається з дальньої (по ходу пучка) пори. Нові пори розвиваються назустріч пучку, оскільки кожен раз випромінювання за порою слабшає і дефокусується. Таким чином, в наших дослідах оптичний пробій кожен раз відбувається поблизу центру фокальної області лінзи, на її осі. Це не випадково, тому що детальний аналіз розподілу інтенсивності світлового поля в фокусі лінзи показує, що поле в околі фокусу є складним [19]. У меридиальній площині уздовж оптичної осі інтенсивність характеризується функцією $[(1/x) \cdot \sin x]^2$. У фокусі є головний максимум і ряд додаткових максимумів меншої інтенсивності на осі лінзи, інтенсивність яких зменшується з віддаленням від фокуса (симетрично – за і перед фокусом) [19]. У

нашому випадку відстань до бічних максимумів порядку ± 150 мкм. При цьому друга пара з'явилася на відстані всього 19 мкм (рис. 1), тобто в межах головного максимуму. Та обставина, що порожнини переважно утворюються в області максимальної інтенсивності світла, дозволяє припустити, що роль власного поглинання (в тому числі нелінійного, пов'язаного з високою щільністю потоку випромінювання та багатофотонним поглинанням [14]), є домінуючою.

На користь такого висновку свідчить наступне. Методом світлорозсіювання, як в [120], визначена концентрація N частинок неоднорідностей в досліджуваних кристалах та їх розмір d , які виявилися рівними: $N \leq 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $d \leq 10^{-6} \text{ м}$. Оскільки об'єм фокальної області становить $V \approx 4 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3$, то в ньому, ймовірно, може перебувати кілька іншорідних частинок (≈ 4 шт.). Очевидно, ймовірність випадкового знаходження хоча б однієї частинки в центрі фокальної області значно менше одиниці, в той же час оптичний пробій завжди спостерігався нами саме поблизу центру фокальної області. Необхідно врахувати ще й те, що серед виявлених світлорозсіюванням неоднорідностей в досить чистих лужногалоїдних монокристаллах домінуючими є мікропори [21, 22], що не поглинають світла.

Аналіз динаміки локального розігріву кристалу і утворення плазми. Обговорення результатів

Для побудови моделі, яка найкращим чином відображає динаміку розвитку руйнування в монокристалі, необхідно оцінити характерні часи його протікання і енергетичні складові.

Оцінимо час розігріву області кристала, де утворюється плазма з температурою $T_{\text{плаз}} \approx 5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$. Температура плазми нами прийнята, керуючись даними [10] і багатьма іншими роботами, де вона визначалася на основі спектроскопічних досліджень.

Середнє значення щільності потоку лазерного випромінювання J в фокальній площині лінзи в імпульсі визначається співвідношенням:

$$J = E_{\text{імп}} / \tau \cdot \pi (\Delta)^2, \quad (2)$$

де $E_{\text{імп}}$ – енергія імпульсу ($E_{\text{імп}} \approx 1 \text{ Дж}$), τ – тривалість імпульсу ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$), Δ – середнє значення радіуса фокальної зони, що визначається (1). Після підстановки значень вхідних величин отримуємо: $J \approx 6,37 \cdot 10^{16} \text{ Вт/м}^2$.

Для конкретизації подальших оцінок необхідно прийняти форму і розміри деякої первинної області поглинання. В роботі [23] проводилася кінзійомка ходу руйнування, і в перших кадрах фільму

спостерігалася зона оптичного контрасту розміром порядку $(70 \div 100) \text{ нм}$, що ідентифікується як порожнина, зайнята плазмою. З огляду на ідентичність наших експериментальних умов, ми для оцінок приймаємо початкову область поглинання (зародок плазми) у вигляді куба з ребром 100 нм. Потік енергії $I_{\text{погл}}$, який поглинається таким зародком, дорівнює:

$$I_{\text{погл}} = J \cdot S \cdot k, \quad (3)$$

де S – площа, що опромінюється, k – коефіцієнт поглинання, який нам точно не відомий, але відомо, що інфрачервоне випромінювання практично повністю поглинається шаром плазми мікронного розміру [23]. В [24] показано, що речовина, яка світиться, є непрозорою, тому далі прийmemo $k = 1$. Вважаючи для простоти, що випромінювання входить в кубічний зародок через одну грань куба площею $S = 10^{-14} \text{ м}^2$, отримаємо: $I_{\text{погл}} = 6,37 \cdot 10^2 \text{ Вт}$.

Оцінимо втрати енергії на теплове випромінювання і теплопровідність в кристал. Щільність потоку теплового випромінювання $J_{\text{випр}}$ визначається формулою:

$$J_{\text{випр}} = \sigma T^4, \quad (4)$$

де $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ – стала Стефана-Больцмана, T – температура плазми. Підставляючи в (4) σ і $T = 5500 \text{ К}$, отримаємо: $J_{\text{випр}} \approx 5,2 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$. Потік втрат енергії на теплове випромінювання $I_{\text{випр}}$ визначається формулою:

$$I_{\text{випр}} = J_{\text{випр}} \cdot 6S, \quad (5)$$

Підставляючи значення вхідних величин, отримуємо: $I_{\text{випр}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ Вт}$.

Щільність потоку втрат на теплопровідність $J_{\text{тепл}}$ в навколишній кристал оцінимо, записавши рівняння для щільності потоку ($J_{\text{тепл}}$) у вигляді:

$$J_{\text{тепл}} = -\lambda \text{ grad } T = -a^2 \rho_{\text{cv}} \text{ grad } T, \quad (6)$$

де λ – коефіцієнт теплопровідності, a^2 – коефіцієнт температуропровідності, ρ – щільність кристалу KCl, c_v – питома теплоємність кристалу KCl. Градієнт температури на границі плазма-кристал оцінимо, припускаючи, що максимальна температура $T_{\text{max}} = 5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$ падає до кімнатної на відстані близько прийнятого розміру плазмової хмари $l_{\text{плаз}} \approx 10^{-7} \text{ м}$, тому:

$$\text{grad } T \approx T_{\text{max}} / l_{\text{плаз}}, \quad (7)$$

враховуючи, що $a^2 = 7,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $c_v \approx 580 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$, отримуємо: $J_{\text{тепл}} \approx 4,7 \cdot 10^{11} \text{ Вт/м}^2$. Потік втрат теплової енергії від плазмової хмари в кристал дорівнює: $I_{\text{тепл}} = J_{\text{тепл}} \cdot 6S \approx 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}$. Таким чином, втрати енергії на теплове випромінювання і теплопровідність в кристал виявляються на порядки величини менші за потік енергії, що поглинається $I_{\text{погл}}$, що і забезпечує швидкий локальний розігрів і утворення плазми.

Для оцінки часу утворення плазми з температурою $5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$ оцінимо величину енергії, необхідної для її утворення $E_{\text{роз}}$, нехтуючи втратами. Не враховуючи, в нульовому наближенні, залежності теплоємності від агрегатного стану і температури об'єму, що нагрівається, можна записати:

$$E_{\text{роз}} = m[c_v(T_{\text{плаз}} - T_{\text{к}}) + (\Delta H_{\text{плав}} + \Delta H_{\text{вип}})]. \quad (8)$$

Приймаючи температури плавлення і випаровування кристалу рівними відповідно: $T_{\text{плав}} = 1045 \text{ К}$ і $T_{\text{вип}} = 1686 \text{ К}$, температуру плазми: $T_{\text{плаз}} = 5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$, теплоти плавлення і випаровування відповідно: $\Delta H_{\text{плав}} = 3,43 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$ і $\Delta H_{\text{вип}} = 21,7 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$, для плазмової хмари розміром $\approx 10^{-7} \text{ м}$ отримаємо оцінку: $E_{\text{роз}} = 10^{-11} \text{ Дж}$. Враховуючи величину потоку поглинання ($I_{\text{погл}} = 6,37 \cdot 10^2 \text{ Вт}$) і отримане значення енергії $E_{\text{роз}}$, оцінимо час розігріву $\tau_{\text{роз}}$, який, по суті, і визначає динаміку ходу всього процесу релаксації та складає: $\tau_{\text{роз}} = E_{\text{роз}}/I_{\text{погл}} \approx 1,57 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Ця оцінка може виявитися помітно заниженою унаслідок неточного знання коефіцієнта поглинання (k) і зростання з часом розміру поглинаючої області.

Кінцевий розмір плазмової хмари виявляється того ж порядку [15, 23, 24], що і розмір пори, що утворюється, тому, якщо припустити її форму так саме кубічною, але з ребром порядку 10^{-6} м , то розмір розігріваної області збільшується на три порядки, а потік поглинання збільшується лише на два порядки, що, в свою чергу, призведе до зростання на порядок часу розігріву: $\tau_{\text{роз}} \approx 1,57 \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

Таким чином, час утворення і розігріву плазми на порядки величини менше тривалості лазерного імпульсу, яка дорівнює $5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, причому зміна величини плазмової хмари практично не змінює співвідношення між потоком поглинання і потоком втрат енергії і, отже, практично не впливає на час розігріву плазми.

Тиск в області енерговиділення при досягненні $T = T_{\text{плаз}}$ можна оцінити співвідношенням: $P_{\text{max}} \approx K(\delta V/V)$ (вважаємо, що область, яка нагрівається, залишається компактним утворенням), де K – модуль об'ємного стиснення, $\delta V/V \approx 3\alpha\Delta T$ – відносна зміна об'єму, пов'язана з нагріванням.

Враховуючи що $K = 1,74 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $\alpha = 48 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, $\Delta T \approx 5200 \text{ К}$, отримаємо: $P_{\text{max}} \approx 1,3 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$. З точки зору механіки суцільного середовища досліджуваний процес, в якому тиск досягає величини, більшої теоретичної міцності матеріалу, за час, менший ніж 10^{-6} с , потрібно розглядати як вибухоподібний [25] або ударний процес [26].

З експерименту (рис. 1) випливає, що речовина з «області вибуху» викидається на відстань близько 10 розмірів утвореної пори, тобто, в нашому випадку, на відстань близько 10^{-5} м за напрямками легкого ковзання. Процес перенесення маси слідує за процесом розігріву, в якійсь мірі перебиваючись з ним, тому час основного перенесення маси корелює з часом розігріву $\tau_{\text{роз}} \approx 10^{-13} \text{ с}$, залишаючись завжди більшим за нього, в той же час не більше або порядку тривалості лазерного імпульсу $5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Дійсно, варіювання тривалості імпульсу від $5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ до 10^{-8} с ніяк не відбивається на картині руйнування [15]. В [23] було показано, що порожнина виявляється практично сформованою за десятки наносекунд.

Мінімальний час пластичної релаксації $\tau_{\text{рел}}$ за рахунок деформації дислокаційним механізмом, як найбільш швидким, можна отримати, якщо припустити, що дислокації переміщуються з гранично високою швидкістю, близькою до швидкості звуку. В алюмінії, наприклад, при гранично високих навантаженнях [27] спостерігалися швидкості дислокацій порядку $0,8 v_{\text{зв}}$. У нашому випадку розмір області руйнування порядку 10^{-5} м , тому час релаксації: $\tau_{\text{рел}} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, тобто дислокаційний механізм, в принципі, можливий, але реально – в експерименті – на початковій стадії він не спостерігається. На рис. 1 ми спостерігаємо дислокаційні петлі діаметром більшим, ніж діаметр порожнини. Це говорить про те, що дислокації з'явилися набагато пізніше, можливо – перед кристалізацією розплаву, що залишився в порожнині на її стінках [15], і загальний внесок дислокацій в утворення пори, як зазначалося, дуже малий.

З огляду на спостережувану динаміку розігріву, подібну вибуху, можна вважати, що в такому процесі виникає ударна хвиля, яка може переміщатися з надзвуковою швидкістю. В [28] показано, що краудіони за певних умов можуть рухатися зі швидкістю, більшою за швидкість звуку. В [29] методами чисельного моделювання на ЕОМ було встановлено, що для 2D-моделі нікелю, наприклад, вікно швидкостей руху краудіонів лежить в діапазоні $(12,3 \div 14,0) \cdot 10^3 \text{ м/с}$. Ці два фактори – наявність ударної хвилі і висока швидкість краудіонів – і можуть забезпечити необхідну високу швидкість

масоперенесення на початковій стадії процесу, за час проходження ударною хвилею області релаксації.

Загальна схема пластичної релаксації, що впливає з наведених оцінок і спостережень, при цьому виглядає наступною. На початку під дією ударної хвилі утворюються краудіони, які виносять речовину з області високого тиску, рухаючись по щільно упакованим рядам атомів (уздовж напрямків типу $\langle 110 \rangle$ в кристалах KCl), і порожнина майже повністю формується за час проходження ударною хвилею діаметра зони релаксації. Це час порядку $\tau_{\text{рел}}$, тобто порядку $(10^{-9} \div 10^{-8})$ с. Після падіння температури, тиску та конденсації пари в рідину, тобто наприкінці процесу релаксації, границі порожнини розсуваються вже під тиском рідкого розплаву і спрацьовує дислокаційний механізм перенесення маси, додатково забезпечуючи деяке збільшення об'єму порожнини. Цей процес йде і після припинення дії лазерного опромінювання при охолодженні кристалу до кристалізації розплаву в порожнині і утворення пори спостережуваного розміру.

В [23] наведені дані мікрофільмування зростання порожнини при опроміненні кристалу короткими лазерними імпульсами тривалістю 80 нс. Отримані в [23] дані ми представили на графіку рис. 2 в лінійному масштабі з осями d/d_0 і t (d – діаметр картини оптичного контрасту, який розглядається в [23] як границя порожнини, d_0 – кінцевий діаметр пори, що утворилася). При такому поданні результатів [23], що відносяться до стадії зростання порожнини, дійсно, як і передбачалося, спостерігається дві характерних ділянки. Якщо екстраполювати початкову ділянку швидкого зростання порожнини (приблизно від 80 нс до 200 нс) і другу ділянку – повільного зростання (від 300 нс до 10 мкс) прямими лініями, то можна побачити, що швидкість росту порожнини на другій стадії в порівнянні з першою зменшується приблизно на чотири порядки величини (від 10^2 м/с до 10^{-2} м/с). Причому на першій стадії пора швидко доростає практично до кінцевого її розміру, що і спостерігається наприкінці досліду (рис. 1).

Можна припустити, що подальше різке уповільнення швидкості росту порожнини пов'язано з різким зменшенням активності краудіонного механізму в зв'язку зі збільшенням обсягу порожнини і падінням тиску в ній, а також припиненням підігріву плазми лазерним імпульсом. Саме на цій стадії підключається дислокаційний механізм. Це впливає з того, що спостережувані на рис. 1 дислокаційні петлі мають розмір більший спостережуваного кінцевого розміру пори d_0 . Їх розмір відповідає розміру порожнини на другій (повільній) ділянці її зростання (рис. 2).

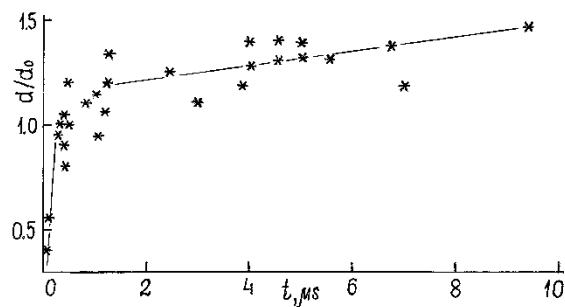


Рис. 2. Кінетика росту поперечного розміру порожнини на стадії до 10 мкс (тривалість лазерного імпульсу 80 нс, d – розмір пори в момент часу t , d_0 – кінцевий розмір пори)

Представляє інтерес оцінка енергії, витраченої на утворення порожнини на стадії роботи краудіонного механізму. Її можна оцінити, за порядком величини, як енергію утворення краудіонів в необхідній кількості (враховуючи високу рухливість краудіонів), тобто $E_{\text{кр}} = (V_{\text{пор}}/\omega) \cdot \varepsilon_f$, де $V_{\text{пор}}$ – об'єм порожнини, ω – атомний об'єм, ε_f – енергія утворення одного краудіону. Підставивши значення вхідних величин, отримуємо: $E_{\text{кр}} \approx 5 \cdot 10^{-8}$ Дж. Якщо вважати, що повна енергія утворення порожнини, яку можна оцінити зі співвідношення: $E_{\text{повн}} = P_{\text{max}} \cdot V \approx 8 \cdot 10^{-8}$ Дж, то отримане значення $E_{\text{кр}}$ представляється розумним і логічно узгоджується з $E_{\text{повн}}$ і тому можна зробити висновок, що запропонована теорія правильна і підтверджена дослідом.

Зроблені спостереження і висновки логічно узгоджуються з оцінками динаміки процесів і з розвиваємою нами схемою дії механізмів утворення пори при оптичному пробої.

Висновки

Проведено експерименти, в яких створені умови для надійної реалізації оптичного пробою в монокристалі KCl за рахунок локального власного поглинання. Виконано оцінки енергетичних складових і характерних часів протікання процесу на різних стадіях. Грунтуючись на оцінках та картині пробою, показано, що єдиним реальним механізмом виносу речовини з області енерговиділення на початковій швидкій стадії процесу може бути механізм народження і переміщення краудіонів з великою, навіть з надзвуковою швидкістю, можливо – за участю ударної хвилі.

Дислокаційний механізм підключається практично в кінці процесу, вносячи малий внесок. Пора зростає під тиском розплаву, випускаючи призматичні дислокаційні петлі розміру більшого, ніж розмір порожнини, що залишається після кристалізації розплаву.

References

1. V.N. Voevodin, I.M. Neklyudov. *Evolution of the structural-phase state and radiation resistance of structural materials*. (Naukova Dumka, Kyiv, 2006), 376 p. [in Russian]
2. V.V. Slezov, A.V. Subbotin, O.A. Osmaev. *Physics of the Solid State*, **47**, 3, 463 (2005). [in Russian]
3. V.P. Veiko, M.N. Libenson, G.G. Chervyakov, E.B. Yakovlev. *Interaction of laser radiation with matter. Power optics*. (FIZMATLIT, Moscow, 2008), 312 p. [in Russian]
4. N.V. Kamyshanchenko, V.V. Krasilnikov, I.M. Neklyudov, A.A. Parkhomenko. *Physics of the Solid State*, **40**, 9, 1631 (1998). [in Russian]
5. L.M. Belyaev, A.N. Golovastikov, V.V. Nabatov. *Physics of the Solid State*, **10**, 12, 3733 (1968). [in Russian]
6. M.A. Volosyuk. *Problems of Atomic Science And Technology*, **92**, 4, 55 (2014).
7. Q. Dong, Z. Yao, P. Saidi, M.R. Daymond. *Journal of Nuclear Materials*, **511**, 1, 43 (2018).
8. R.A. Andrievsky. *Physics-Uspekhi*, **57**, 10, 1017 (2014). [in Russian]
9. V.G. Kononenko, M.A. Volosyuk, A.V. Volosyuk. *Problems of Atomic Science And Technology*, **5**, 15 (2015).
10. V.E. Rogalin. *Laser-optical systems and technologies*. (FSUE "NPO Astrofizika", Moscow, 2009), p. 70-77. [in Russian]
11. S.V. Karpenko, A.Kh. Kyarov, A.I. Temrokov, D.L. Vinokursky. *Crystallography*, **47**, 2, 326 (2002). [in Russian]
12. V.D. Kulikov, *Technical Physics Journal*, **79**, 1, 60 (2009). [in Russian]
13. V.G. Kononenko, A.K. Emets. *Ukrainian Journal of Physics*, **22**, 8, 1378 (1977). [in Russian]
14. A.V. Gorbunov, N.V. Klassen, M.Yu. Maksimuk. *Technical Physics Journal*, **62**, 12, 39 (1992). [in Russian]
15. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. *Functional Materials*, **19**, 3, 289 (2012).
16. *Physical encyclopedia: vol. 3 [in 5 volumes]*. Ch. edit. A.M. Prokhorov. (Great Russian Encyclopedia, Moscow, 1992), 672 p. [in Russian]
17. V.D. Natsik, S.N. Smirnov, E.I. Nazarenko. *Low Temperature Physics*, **27**, 11, 1295 (2001). [in Russian]
18. Yu.A. Kravtsov, Yu.I. Orlov. *Physics-Uspekhi*, **132**, 11, 475 (1980). [in Russian]
19. M. Born, E. Wolf. *Fundamentals of optics*. (Nauka, Moscow, 1973), 720 p. [in Russian]
20. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. *Functional Materials*, **19**, 4, 464 (2012).
21. B.I. Smirnov. *Physics of the Solid State*, **33**, 9, 2513 (1991). [in Russian]
22. V.I. Betekhtin, A.G. Kadomtsev. *Physics of the Solid State*, **47**, 5, 801 (2005). [in Russian]
23. A.V. Gorbunov, M. Yu. Maksimuk. *Physics of the Solid State*, **36**, 5, 1416 (1994). [in Russian]
24. A.V. Gorbunov, M. Yu. Maksimuk. *Physics of the Solid State*, **36**, 5, 1429 (1994). [in Russian]
25. *Physical encyclopedia: vol. 1 [in 5 volumes]*. Ch. edit. A.M. Prokhorov. (Great Russian Encyclopedia, Moscow, 1992), 704 p. [in Russian]
26. *Physical encyclopedia: vol. 5 [in 5 volumes]*. Ch. edit. A.M. Prokhorov. (Great Russian Encyclopedia, Moscow, 1992), 760 p. [in Russian]
27. V.S. Krasnikov, A. Yu. Kuksin, A.E. Mayer, A.V. Yanilkin. *Physics of the Solid State*, **52**, 7, 1295 (2010). [in Russian]
28. A.M. Kosevich, A.S. Kovalev. *The theory of dynamic crowdion in a three-dimensional strongly anisotropic elastic medium: in collection of articles. Dislocation dynamics*. (Naukova Dumka, Kyiv, 1975), p. 275 [in Russian]
29. A.M. Iskandarov, N.N. Medvedev, P.V. Zakharov, S.V. Dmitriev. *Computational Materials Science*, **47**, 429 (2009).

Literature

1. В.Н. Воеводин, И.М. Неклюдов. *Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов*. (Наукова думка, Київ, 2006), 376 с.
2. В.В. Слезов, А.В. Субботин, О.А. Осмаев. *ФТТ*, **47**, 3, 463 (2005).
3. В.П. Вейко, М.Н. Либенсон, Г.Г. Червяков, Е.Б. Яковлев. *Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика*. (ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2008), 312 с.
4. Н.В. Камышанченко, В.В. Красильников, И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко. *ФТТ*, **40**, 9, 1631 (1998)).
5. Л.М. Беляев, А.Н. Головастиков, В.В. Набатов. *ФТТ*, **10**, 12, 3733 (1968)).
6. М.А. Волосюк. *Problems of Atomic Science And Technology*, **92**, 4, 55 (2014).
7. Q. Dong, Z. Yao, P. Saidi, M.R. Daymond. *Journal of Nuclear Materials*, **511**, 1, 43 (2018).
8. Р.А. Андриевский. *УФН*, **57**, 10, 1017 (2014).
9. V.G. Kononenko, M.A. Volosyuk, A.V. Volosyuk. *Problems of Atomic Science And Technology*, **5**, 15 (2015).
10. В.Е. Рогалин. *Лазерно-оптические системы и технологии*. (ФГУП «НПО Астрофизика», Москва, 2009), с. 70-77.
11. С.В. Карпенко, А.Х. Кяров, А.И. Темроков, Д.Л. Винокурский. *Кристаллография*, **47**, 2, 326 (2002).
12. В.Д. Куликов. *ЖТФ*, **79**, 1, 60 (2009).
13. В.Г. Кононенко, А.К. Емец. *УФЖ*, **22**, 8, 1378 (1977).
14. А.В. Горбунов, Н.В. Классен, М.Ю. Максимук. *ЖТФ*, **62**, 12, 39 (1992).
15. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. *Functional Materials*, **19**, 3, 289 (2012).
16. *Физическая энциклопедия: т. 3 [в 5 т.]*. Гл. ред. А.М. Прохоров. (Большая Российская энциклопедия, Москва, 1992), 672 с.
17. В.Д. Нацик, С.Н. Смирнов, Е.И. Назаренко. *ФНТ*, **27**, 11, 1295 (2001).
18. Ю.А. Кравцов, Ю.И. Орлов. *УФН*, **132**, 11, 475 (1980).
19. М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. (Наука, Москва, 1973), 720 с.
20. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. *Functional Materials*, **19**, 4, 464 (2012).
21. Б.И. Смирнов. *ФТТ*, **33**, 9, 2513 (1991).
22. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев. *ФТТ*, **47**, 5, 801 (2005).
23. А.В. Горбунов, М.Ю. Максимук. *ФТТ*, **36**, 5, 1416 (1994).
24. А.В. Горбунов, М.Ю. Максимук. *ФТТ*, **36**, 5, 1429 (1994).
25. *Физическая энциклопедия: т. 1 [в 5 т.]*. Гл. ред. А.М. Прохоров. (Большая Российская энциклопедия, Москва, 1992), 704 с.
26. *Физическая энциклопедия: т. 5 [в 5 т.]*. Гл. ред. А.М. Прохоров. (Большая Российская энциклопедия, Москва, 1992), 760 с.
27. В.С. Красников, А.Ю. Куksин, А.Е. Майер, А.В. Янилкин. *ФТТ*, **52**, 7, 1295 (2010).
28. А.М. Косевич, А.С. Ковалев. *Теория динамического краудiona в трехмерной сильно анизотропной упругой среде: в сб. Динамика дислокаций*. (Наукова думка, Київ, 1975), с. 275.
29. А.М. Iskandarov, N.N. Medvedev, P.V. Zakharov, S.V. Dmitriev. *Computational Materials Science*, **47**, 429 (2009).

The analysis methods of electron-microscopic images for automation of building histograms of nanoparticle size distribution

A. Dubovaya, S. Dukarov, S. Petrushenko, V. Sukhov

*V.N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine
petrushenkokhnu@gmail.com*

ORCID: 0000-0002-6242-2909, 0000-0002-3527-3661, 0000-0002-7727-9527

DOI: 10.26565/2222-5617-2020-33-02

In that work a describing of automated system is made an introduction, which allow to identify particles, that are look after on electron-microscopic images, and to determine their size, area and length of borders independently. Particle identification is based on a threshold criterion, which has low computational complexity, but has proven to be quite effective when applied to SEM and TEM images. Visual control of correct particle identification is facilitated by colorizing images. The proposed software system has a high performance, and the processing of a typical SEM image usually take less than 10 seconds. The proposed approach was tested on different vacuum condensates and shown high efficiency for different SEM and TEM images. It is effective for simple pictures, which are characteristic for samples, formed by melting of sufficiently thick polycrystalline films. This approach can also be used for quantitative processing of images obtained from films condensed by the vapor-liquid mechanism. Usually such images are difficult for automatic processing. Data on the size dependence of the most probable particle radius formed during melting tin films, full width at half maximum of histograms of their size distribution and excess energy, stimulating the process of de-wetting of films were received by using the proposed software. It is shown that particle size distribution for samples obtained by melting initially continuous polycrystalline films is single-mode and has normal character. The ratio of the full width at half the height of the distribution histogram to the most probable particle radius does not depend on the film thickness. Applying offered method for alloys films let to establish the effect of composition on films' de-wetting and to show, that sequential vacuum condensation and subsequent melting are a easy method of forming arrays both single-component particles and alloys particles.

Keywords: SEM, TEM, distribution histogram.

Методи аналізу електронно-мікроскопічних зображень для автоматизації побудови гістограм розподілу наночастинок за розмірами

А. Дубовая, С. Дукаров, С. Петрушенко, В. Сухов

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи 4, 61022, Харків, Україна

У роботі описується автоматизована програмна система аналізу електронно-мікроскопічних зображень, яка дозволяє визначати характерний розмір, площу і довжину границі частинок, що спостерігаються на електронно-мікроскопічних зображеннях. Виділення частинок на рівні фону здійснюється на основі порогового критерію, який має невисоку обчислювальну складність, проте виявляється достатньо ефективним при застосуванні до зазвичай контрастних SEM та TEM зображень. Використання такого простого алгоритму забезпечує запропонованій програмній системі високу швидкість роботи і дозволяє виконувати кількісну обробку типового SEM зображення протягом не більше 10 секунд. Розроблене програмне забезпечення показало високу ефективність не лише для простих зображень одержуваних від зразків, утворених плавленням полікристалічних плівок товщина яких перевищує критичне значення, а й дозволило провести кількісну обробку SEM зображень зразків, сконденсованих за механізмом пара-рідина. Незважаючи на те, що для плівок, одержаних конденсацією речовини в переохоложену або термодинамічно стабільну рідку фазу, властиві високі коефіцієнти заповнення підкладки плівкою, які ускладнюють виділення часток на рівні фону і їх відділення одна від одної, запропонований підхід дозволяє успішно вирішити завдання кількісної обробки таких зображень. Апробація нашої програмної системи проведена на прикладі бінарних плівок In-Pb змінного складу і плівок олова змінної товщини, які конденсовані на аморфні вуглецеві та молібденові підкладки. Отримано дані про розмірну залежність найбільш ймовірного радіусу частинок, які утворюються при плавленні плівок олова, напівширини гістограм розподілу частинок за розмірами і надлишкової енергії, яка стимулює термічне диспергування плівок. Застосування запропонованого програмного забезпечення для бінарних сплавів дозволило встановити вплив складу на процес термічного диспергування вакуумних конденсатів і показати, що послідовна вакуумна конденсація і подальше плавлення є зручним методом формування масивів однорідних частинок бінарних сплавів.

Ключові слова: SEM, TEM, гістограма розподілу за розмірами.

Методы анализа электронно-микроскопических изображений для автоматизации построения гистограмм распределения наночастиц по размерам

А. Дубовая, С. Дукаров, С. Петрушенко, В. Сухов

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, м. Свободы 4, 61022, Харьков, Украина

В работе описывается автоматизированная система анализа электронно-микроскопических изображений, позволяющая определять характерный размер, площадь и длину границы частиц, наблюдающихся на электронно-микроскопических изображениях. Выделение частиц на уровне фона выполняется на основе порогового критерия, который имеет низкую вычислительную сложность и оказывается достаточно эффективным при применении к SEM и TEM изображениям. Использование низкокзатратного алгоритма обеспечивает предлагаемой программной системе высокую производительность и позволяет выполнять обработку типичного SEM изображения за время не более 10 секунд. Предложенный подход показал высокую эффективность не только для простых изображений, получаемых от образцов, образованных плавлением поликристаллических пленок, но и позволил выполнить количественную обработку SEM изображений пленок, сконденсированных по механизму пар-жидкость. Несмотря на то, что для образцов получаемых конденсацией вещества в переохлажденную или термодинамически стабильную жидкую фазу, характерны высокие коэффициенты заполнения подложки пленкой, которые усложняют выделение частиц на уровне фона и их отделение друг от друга, примененный подход позволяет успешно решить задачу количественной обработки таких изображений. Апробация предложенной программной системы проведена на примере бинарных пленок In-Pb переменного состава и пленок олова переменной толщины, конденсированных на молибденовые и углеродные подложки. Получены данные о размерной зависимости наиболее вероятного радиуса частиц, образующихся при плавлении пленок олова, полуширины гистограмм распределения частиц по размерам и избыточной энергии, стимулирующей термическое диспергирование пленок. Применение предложенного метода для бинарных сплавов позволило установить влияние состава на процесс термического диспергирования пленок и показать, что последовательная вакуумная конденсация и последующее плавление являются удобным методом формирования массивов однородных частиц бинарных сплавов.

Ключевые слова: SEM, TEM, гистограмма распределения по размерам.

Introduction

Electron microscopy is one of the main tools available to modern researchers. With the help of SEM and TEM methods it became possible to study process, happened in biological objects, structural materials, various nanosystems, etc. Electron microscopy has received the most powerful push recently when the combination of high-resolution microscopy, allowing observing crystal lattice, with *in situ* technologies brought research to a fundamentally new level. Using a combination of such technics, it is possible to establish unique features of the phenomena occurring in nanosystems, for example, metal-induced crystallization [1, 2], crystallization of supercooled melts [3, 4, 5, 6, 7, 8], solubility [9, 10, 11], etc.

At the same time, the urgent task of modern researchers remains to analyze the obtained electron microscopic images. Especially it is stay important in studying integral parameters of a nanostructure pattern, which usually requires processing a lot of images. The growing interest of applied researches in arrays of metal particles, which are considered as a functional element of chemical catalyst, photocatalytic generators and touch devices [12, 13, 14, 15], contributes not only the developing of new ways of forming functional nanomassives, but also compels them to improve methods of their study.

A particles size distribution has the main meaning for a lot of applied tasks. In particular, frequently it is necessarily to know the most probable particles' radius,

full width at half maximum of histograms of their size distribution and a received particles' fractality degree. However, reliable plotting of histograms requires measuring dimensions of the size of an extremely large number of particles. According to Sturges rule [16], a reliable construction of histogram, subdivided only on seven intervals, can be completed only after receiving more than one thousand experimental points. For a long time, such problems were solved with a help of various approximate and statistical methods, but today the development of digital technologies allows to automate the analysis of micrographs.

Despite the availability of many software tools, designed for digital processing of various images, none of the available solutions can be called completely satisfactory. Thus, multifunctional programs designed for processing "everyday" images are limitedly applicable to tasks arising for researchers. And special software packages, usually supplied as additional options by manufacturers of electron microscopes, do not provide the necessary flexibility and have a high price, which limits the possibility of their use. In this regard, the task of developing a software package that makes it possible to ensure automation of the process of constructing histograms from electron microscopic images with minimal costs is becoming urgent.

Automation methodology of constructing histograms process

One of the initial tasks, which arise in the process of automation of processing electron microscopic images, is allotment of interested objects on the image. Today a lot of algorithms for determination of the visually observed boundaries have been developed, many of which are based on Canny operator [17]. However, despite of high efficiency of the such algorithms, they have excessive computational complexity and in using in real SEM images do not provide needed efficiency. That is why in solving our task it was possible to use the simplest threshold criterion in view of the high contrast of SEM images for allotment objects from background highlight. Its value is manually set by the operator before image processing. Next, pixel-by-pixel passage of the entire electron microscope image and the division of pixels into two classes: background pixels and pixels of desired objects - are realized. Actually, that processing phase converts the original image with a big deep of color in binary picture. Despite the algorithm's simplest character, it lets reliably and reproducibly highlight particles, looked after in island films. It is such samples that are the main object, the study of which is supposed to be performed using the proposed software package. Single background's pixels, brightness of which because of random effects can lead to their belonging to information objects, they will be pearl off on the last algorithm's stage easily by the setting up of minimum area threshold, starting from which the object will be pearl off to physical particles. Usually it's enough to set up the threshold on the level of 5-10 pixels. Practically, that can help to pearl off the effect of digital noise even on very noisy images.

The next step of the proposed algorithm assumes to assign each of the particles, that have been found on the previous stage, its unique color, which let to work with each one independently. It gives an opportunity to code more than 16 million unique particles, that is more than enough for images, encountered in practice, by using RGB space. For solving the task, it was turned out to be convenient to use the standard pouring function, available in most popular integrated development environment. At this step, pouring is applied to each previously identified particle during pixel-by-pixel image pass, which assigns all pixel population, being in contact, unique significance of color, that is further used as particle's identifying index. From this point on, we can abandon to work with image and for computing optimization go to work with two-dimensional array of the appropriate type.

The next image's processing stages are defined to determine particle's size and can be completed with a help of various technics, one of each is fraught with a number of difficulties. So, a series of consecutive passes of the all two-dimension array, with the goal to count the number of pixels, belonging to each of the particle, excessive

computational cost. It turned out to be the most rational to measure the size of all particles within a single image pass. For this was use one-dimension array integer type, and color, previously assigned to particle, was as an index array's element. Despite the large size of the arrays, especially in noisy images, leading to high memory consumption, it allowed providing full SEM image's processing in size of 1500-by-1500 pixels during 5 seconds using slow computer.

Along with a particle area proposed program system let to determine length of their boundaries independently. Final version's screenshot of the program system, letting to determine length and square of the boundary each of the particles, found on the image automatically, is submitted on the fig.1. Received values (particles' square, length of their boundaries and coordinates of conditional centers) are saved in text files and they can be processed by off-site programs for solving specific scientific tasks hereinafter.

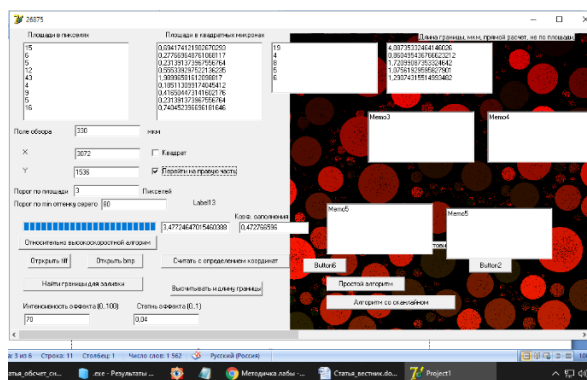


Fig. 1. Screenshot of the working window of the program designed for automatic image analysis

Testing of the developed system

Films of fusible metals and alloys, condense in vacuum on different substrates (molybdenum, amorphous carbon) were chosen for testing offered program complex. Samples were prepared in the conditions of a high vacuum, created with oil free pumping out system. After that, the films, deposited by the vapor-crystal condensation mechanism, were exposed to short-term heating, provided their melting. A detailed analysis scientific results, received during studying films Sn/C and (In-Pb)/Mo, is given in [18, 19]. It is appropriate to stop only on the separated aspects of digital processing electron-microscopic images. SEM image of self-organized structures formed after melting of polycrystalline films is shown on the fig.2. It's clear that, as it was expected after work's results [18, 19, 20], the films, after melting on the poorly wettable substrate, are consisted of disparate spherical particles.

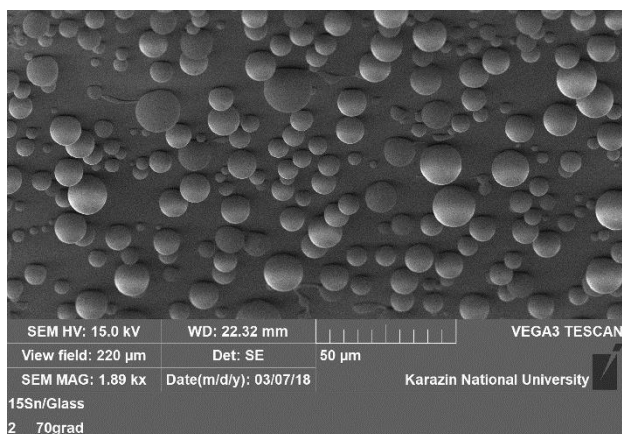


Fig. 2. SEM image of self-organized structures formed after melting of polycrystalline films

Visually work results of the offered program are illustrated on the fig. 3, on which SEM image are presented after carrying out color uniqueness particles. The realized digital processing system turns out to be efficient not only for rather simple island films with a low coverage (Fig. 3a), but also for a more complex image, which is characterized by high coverage and a small distance between particles (Fig. 3b, c).

Results of quantitative processing images are presented on the fig.4, on which particle size distribution histograms are shown, occurring during forming island films. As we see, system particles' (N) quantity, radius of which (R) gets into the selected histogram step (ΔR), increases quickly with reducing R in such systems.

But, despite increasing particles number of a small radius, substance volume, which is concentrated in them, can be insignificant. In this time, not an absolute number particles value, getting into one or the other histogram step,

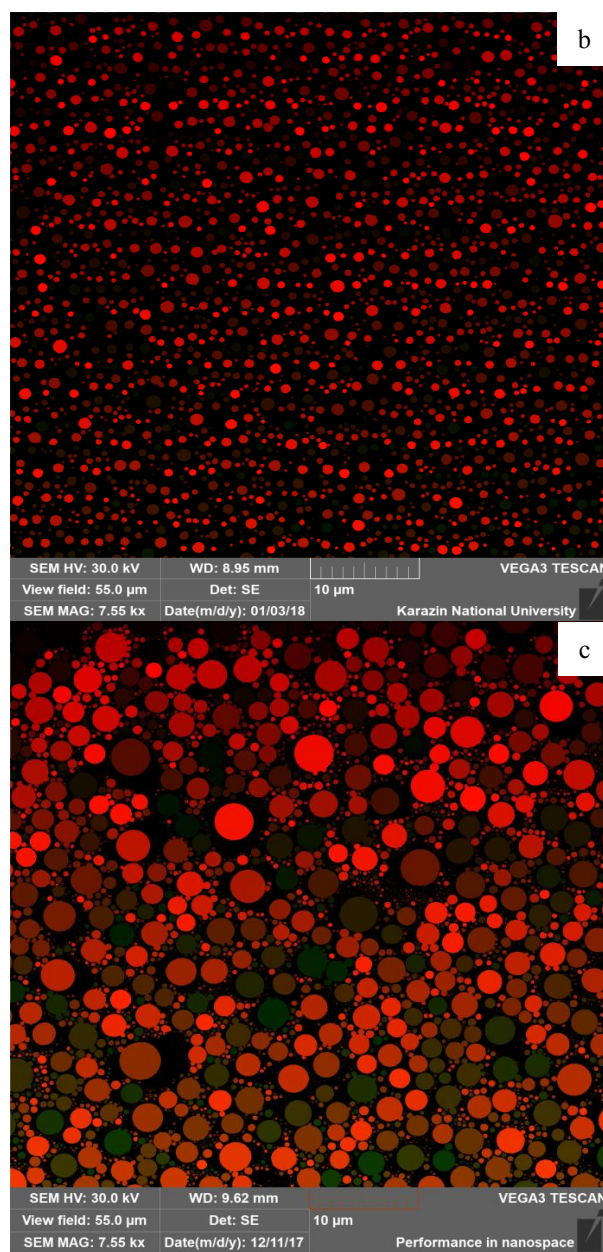
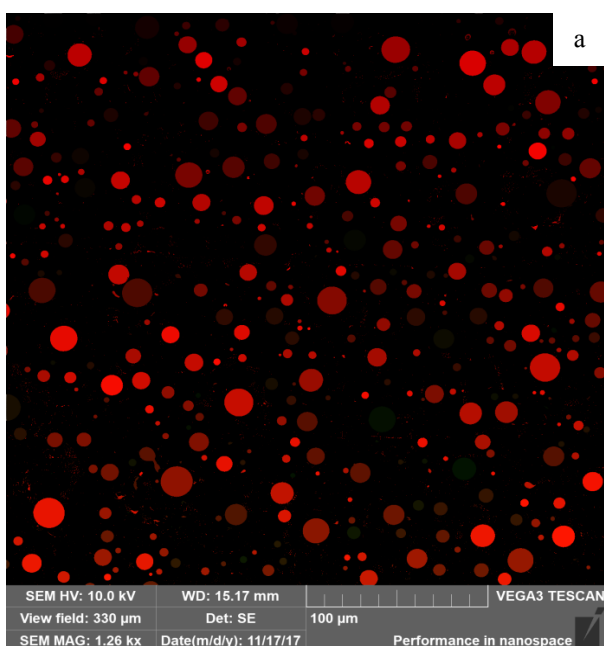


Fig. 3. Processed SEM images of Sn/C films obtained by melting films condensed by the vapor-crystal mechanism (a, b) and directly deposited into the liquid phase (c).

but sample's mass distribution over the particles of various sizes has a great importance for many practical apps and for describing integral properties of the islands structures. Therefore, to construct histograms in [18, 19] the value

$$W = \frac{4}{3} \frac{\pi N(R)R^3}{A\Delta R}$$

is plotted along the vertical axis. Here $N(R)$ is the number of particles, the radius of which falls into the selected step of constructing the histogram ΔR ; A is the area of the image, from which the histogram calculation was carried out. The W value keeps information about substance amount, that is concentrated in particles, getting into chosen histogram step. Numerically W is equal to that film thickness, which would

turn out if all substance, concentrated in particles, that get in size ΔR interval, was evenly distributed over the substrate with the area A .

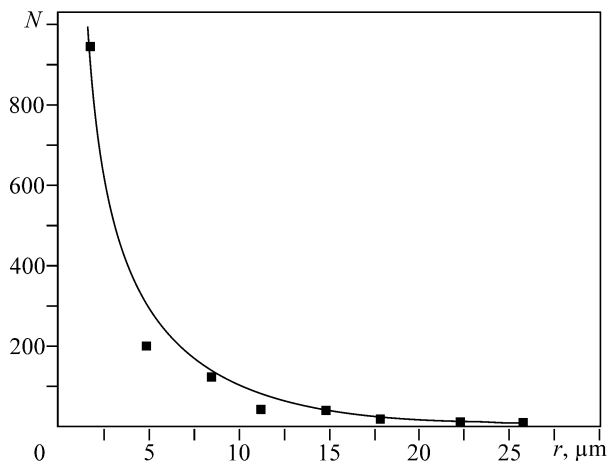


Fig. 4. Dependence of the number of particles falling into the step of the histogram on their average radius

Histograms' example, received with that normalization, is shown on the fig. 5. As we see, such particle size distribution for samples, obtained by melting initially continuous polycrystalline films, is single-mode and has normal character. Size and concentration effects were studied in films Sn/C и (In-Pb)/Mo by analyzing of normalized in a such way histograms [18, 19]. Particularly,

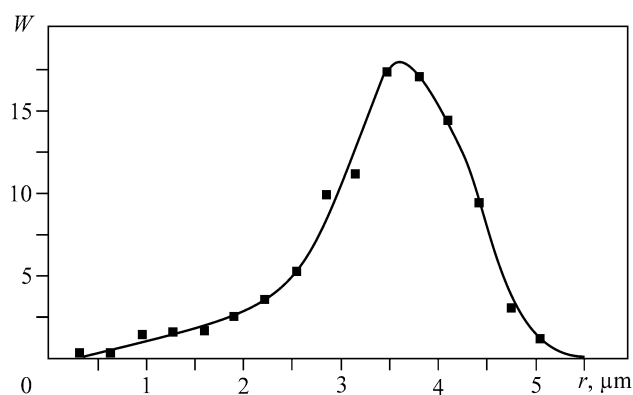


Fig. 5. Dependence of relative extension from temperature

in [18] size dependence of the most probable radius and, full width at half maximum of histograms was built. It is shown that the ratio of these quantities does not depend on the film thickness. Size dependence of excess energy received in work [18], that gets out of during thermal dispersion of the sample, shows that for films, thickness of which is less than critical, that value fast aims to zero. This indicates that rather thin samples form island and actually equilibrium structure in condensation process. Study of the concentration dependence of de-wetting parameters, performed in [19], showed that full width at half maximum of histograms and the most probable particle radius, come into being during dispersion of binary films In-Pb, received

by consistent condensation, had for alloys, having from 20 to 80 mass %Pb, permanent value.

Conclusion

A system of automatic digital processing of electron-microscopic images was developed and tested, getting an opportunity to determine area and length of the boundary each of the particle independently. Processing of typical electron-microscopic image takes about 5 seconds. It lets to process large amount of data, needed for studying statistic regularities of forming structures, appeared in high-dispersed samples. Proposed software approach was tested on the number of systems and it let to set important features of self-organization process, which lead to forming ordered structure during annealing of condensed films.

References/Literature

1. D. Janke, F. Munnik, J. Julin, et al. Carbon, **159**, 656-667. (2020).
2. A.P. Kryshstal, A.A. Minenkov, P.J. Ferreira. Applied Surface Science, **409**, 343-349. (2017).
3. M. Wu, Q. Zhang, B. Zhao, et al. J Therm Anal Calorim, **135**, 2995-3003. (2019). <https://doi.org/10.1007/s10973-018-7523-1>
4. G. Kellermann, A. Gorgeski, A.F. Craievich, L.A. Montoro. Journal of Applied Crystallography, **48** (2), 520-527. (2015).
5. S.V. Dukarov, S.I. Petrushenko, V.N. Sukhov. Materials Research Express, **6** (1), 016403. (2018).
6. S.V. Dukarov, S.I. Petrushenko, V.N. Sukhov. Vacuum, **122**, 208-214. (2015).
7. H.F. Degenhardt, G. Kellermann, A.F. Craievich. Journal of Applied Crystallography, **50** (6), 1590-1600. (2017).
8. D.A. Basha, N. Ravishankar, K. Chattopadhyay. Journal of Materials Science, **52** (9), 5194-5207. (2017).
9. S. Bogatyrenko, A. Kryshstal, A. Minenkov, A. Kruk. Scripta Materialia, **170**, 57-61. (2019).
10. S.I. Bogatyrenko. Technical Physics, **59** (9), 1374-1377. (2014).
11. A.P. Kryshstal, S.I. Bogatyrenko, R.V. Sukhov, A.A. Minenkov. Applied Physics A, **116** (4), 1891-1896. (2014).
12. K. Sytwu, M. Vadai, J.A. Advances in Physics: X, **4** (1), 1619480. (2019).
13. O. Lupan, V. Postica, T. Pauporté, et. al. Sensors and Actuators A: Physical, **296**, 400-408. (2019).
14. Y. Wu, Y. Yi, Z. Sun, et al. Chemical Engineering Journal, **390**, 124515. (2020).
15. T. Chen, J. Yu, C. Ma, et. al. Chemosphere, **248**, 125964. (2020).
16. H.A. Sturges. Journal of the american statistical association, **21** (153), 65-66. (1926).
17. J. Canny. IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence, (6), 679-698. (1986).
18. S.V. Dukarov, S.I. Petrushenko, V.M. Sukhov, I.G. Churilov Metallofiz. Noveishie Tekhnol., **41** (4), 445-459. (2019).
19. S.V. Dukarov, S.I. Petrushenko, I. Churilov, A. Lyalka, Z. Bloshenko, V. Sukhov. Microstructure and Properties of Micro- and Nanoscale Materials, Films, and Coatings (NAP 2019) (Springer, Singapore, 2020) pp. 379-388.
20. S.I. Petrushenko, S.V. Dukarov, V.N. Sukhov, I.G. Churilov. Journal of Nano- & Electronic Physics, **7** (2), 02033. (2015).

PACS: 74.20.-z

UDC: 538.945

Structural and electroresistive properties of layered compounds based on the 1-2-3 HTSC system and transition metal dichalcogenides under extreme external influences (review)

A.L. Solovyov^{1,2}, N.R. Vovk^{2,3}

1 B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of National Academy of Science of Ukraine, 47 Nauki ave., 61103 Kharkov, Ukraine

2 V.N. Karazin Kharkiv National University, Svobody Sq. 4, Kharkiv 61022, Ukraine.

3 IFIMUP, Departamento de Fisica, Universidade de Porto, 4169-007 Porto, Portugal.

nikolayvovk94@gmail.com

ORCID: 0000-0001-8858-1177, 0000-0001-8697-4452

DOI: 10.26565/2222-5617-2020-33-03

The problem of the influence of extreme external influences (high pressure, sharp temperature drops, structural relaxation, and strong magnetic fields) on various mechanisms of electric transport of HTSC compounds $\text{Re}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y or another rare-earth ion) and dichalcogenides of transition metals are considered. The features of the crystal structure and the effect of structural defects of various morphologies on the electrical conductivity of these compounds in the normal, pseudogap, and superconducting states are discussed. A review of the experimental data obtained in the study of the effect of high hydrostatic pressure and other extreme effects on various mechanisms of electric transport of $\text{Re}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ compounds of various compositions and transition metal dichalcogenides of various technological backgrounds is carried out. Various theoretical models devoted to the effect of high pressure on the electrical conductivity of HTSC compounds of the 1-2-3 system and transition metal dichalcogenides are discussed, and a comprehensive comparative analysis of their magnetoresistive characteristics under extreme external influences is performed. In particular, it was shown, that the relatively weak effect of pressure on the T_c value of optimally doped samples can be explained within the framework of a model assuming the presence of a Van Hove singularity in the spectrum of charge carriers which is characteristic of strongly coupled lattices. This is confirmed by the observation similar features of the behavior of the baric derivatives dT_c/dP depending on the change composition in NbSe_2 single crystals, which also belong to systems of two-dimensional lattices and have a similar anisotropy parameter. Nevertheless, it is still possible to formulate a number of questions that have not yet found a final experimental and theoretical solution. Namely, what is the role of the crystal lattice and structural defects and, in particular, twinning planes? What is the reason for the broadening of the resistive transitions of HTSC compounds into the superconducting state under pressure, and what is the relationship between this broadening and charge transfer and the nature of the redistribution of the vacancy subsystem? What is the role of phase separation in the implementation of different modes of longitudinal and transverse transport? Obviously, more research, both experimental and theoretical, is needed to answer these questions.

Keywords: High-temperature superconductivity (HTSC), external influences, mechanisms of electric transport.

Структурні та електрорезистивні властивості шаруватих сполук на основі 1-2-3 ВТНП системи та дихалкогенідів перехідних металів при екстремальних зовнішніх впливах (огляд)

А.Л. Соловйов^{1,2}, М.Р. Вовк^{2,3}

1 Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України, пр. Науки 47, Харків, 61103, Україна

2 Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи 4, 61022, Харків, Україна

3 IFIMUP, Departamento de Fisica, Universidade de Porto, 4169-007 Porto, Portugal.

Розглянуто проблему впливу екстремальних зовнішніх факторів (високого тиску, стрибкоподібного зміни температури, структурної релаксації і високих магнітних полів) на різні механізми електротранспорту ВТНП сполук $\text{Re}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y або інший рідкоземельні іон) і дихалкогенідів перехідних металів. Обговорюються особливості кристалічної структури та впливу структурних дефектів різної морфології на електропровідність цих сполук в нормальному, псевдощільному, і надпровідному станах. Проведено огляд експериментальних даних, отриманих при дослідженнях впливу високого гідростатичного тиску і інших екстремальних впливів на різні механізми електротранспорту з'єднань $\text{Re}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ різного складу і дихалкогенідів перехідних металів різної технологічної передісторії. Обговорюються різні теоретичні моделі

присвячені питанню впливу високого тиску на електропровідність ВТНП сполук системи 1-2-3 і діхалькогенідів перехідних металів, а також проведено комплексний порівняльний аналіз їх магніторезистивних характеристик в умовах екстремальних зовнішніх факторів. Зокрема, було показано, що відносно слабкий вплив тиску на значення T_c оптимально легованих зразків можна пояснити в рамках моделі, що передбачає наявність сингулярності Ван Хофа в спектрі носіїв заряду, що характерно для сильно пов'язаних решіток. Це підтверджується спостереженням подібних особливостей поведінки барических похідних dT_c/dP в залежності від зміни складу в монокристалах $NbSe_2$, які також відносяться до систем двовимірних решіток і мають аналогічний параметр анізотропії. Проте, все ще можна сформулювати ряд питань, які ще не знайшли остаточного експериментального і теоретичного рішення. А саме, яка роль кристалічної решітки і структурних дефектів і, зокрема, площин дублювання? У чому причина розширення резистивних переходів ВТНП-з'єднань в надпровідний стан під тиском і який зв'язок між цим розширенням, перенесенням заряду і характером перерозподілу вакансійних підсистеми? Яка роль фазового розділення в реалізації різних видів поздовжнього і поперечного переносу? Очевидно, що для відповіді на ці питання необхідні додаткові дослідження, як експериментальні, так і теоретичні.

Ключові слова: Високотемпературна надпровідність (ВТНП), вплив зовнішніх факторів, механізми електротранспорту.

Структурные и электрорезистивные свойства слоистых соединений на основе 1-2-3 ВТСП систем и дихалькогенидов переходных металлов при экстремальных внешних воздействиях (обзор)

А.Л. Соловьёв^{1,2}, Н.Р. Вовк^{2,3}

1 Физико-технический институт низких температур им. Б. Веркина НАН Украины, пр-т Науки 47, 61103 Харьков, Украина

2 Харьковський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи 4, 61022, Харьков, Украина

3 IFIMUP, Departamento de Fisica, Universidade de Porto, 4169-007 Porto, Portugal.

Рассмотрена проблема влияния экстремальных внешних воздействий (высокого давления, скачкообразного изменения температуры, структурной релаксации и высоких магнитных полей) на различные механизмы электротранспорта ВТСП соединений $Re_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re=Y$ или другой редкоземельный ион) и дихалькогенидов переходных металлов. Обсуждаются особенности кристаллической структуры и влияния структурных дефектов различной морфологии на электропроводность этих соединений в нормальном, псевдощелевом, и сверхпроводящем состоянии. Проведен обзор экспериментальных данных, полученных при исследованиях влияния высокого гидростатического давления и других экстремальных воздействий на различные механизмы электротранспорта соединений $Re_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ разного состава и дихалькогенидов переходных металлов различной технологической предьстории. Обсуждаются различные теоретические модели посвященные вопросу влияния высокого давления на электропроводимость ВТСП соединений системы 1-2-3 и дихалькогенидов переходных металлов, а также проведен комплексный сравнительный анализ их магніторезистивных характеристик в условиях экстремальных внешних воздействий. В частности, было показано, что относительно слабое влияние давления на значение T_c оптимально легированных образцов можно объяснить в рамках модели, предполагающей наличие сингулярности Ван Хофа в спектре носителей заряда, что характерно для сильно связанных решеток. Это подтверждается наблюдением схожих особенностей поведения барических производных dT_c/dP в зависимости от изменения состава в монокристаллах $NbSe_2$, которые также относятся к системам двумерных решеток и имеют аналогичный параметр анизотропии. Тем не менее, всё ещё можно сформулировать ряд вопросов, которые еще не нашли окончательного экспериментального и теоретического решения. А именно, какова роль кристаллической решетки и структурных дефектов и, в частности, плоскостей дублювания? В чем причина уширения резистивных переходов ВТСП-соединений в сверхпроводящем состоянии под давлением и какова связь между этим уширением, переносом заряда и характером перераспределения вакансионной подсистемы? Какова роль фазового разделения в реализации различных видов продольного и поперечного переноса? Очевидно, что для ответа на эти вопросы необходимы дополнительные исследования, как экспериментальные, так и теоретические.

Ключевые слова: Високотемпературная сверхпроводимость (ВТСП), влияние внешних воздействий, механизмы электротранспорта.

Introduction

Anisotropic quasi-two-dimensional conducting compounds represent a large class of solids with unique physical properties. These compounds include transition metal dichalcogenides (TMDs) [1] and high-temperature superconductors (HTSCs or cuprates) [2,3 and references there in], the best-known representatives of which are layered single crystals of the 1-2-3 system - $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE = Y$ or another rare-earth ion) and $NbSe_2$. It should be noted that a new surge of interest in the study of layered crystals arose precisely after the discovery in 1986 of high-

temperature superconductivity in nonstoichiometric oxides with pronounced anisotropy of physical characteristics, the main structural unit of which are the CuO_2 planes separated by atoms of rare-earth and other elements, depending on specific composition [2]. Revealing similar physical characteristics and distinctive features between low-temperature and high-temperature superconductors associated with the crystal structure and the mechanism of superconductivity is an urgent problem in solid-state physics.

According to the modern concepts, the main difficulty lies in understanding the unusual properties of HTSC compounds in the normal (non-superconducting) state [4-7]. In the absence of a microscopic theory of high-temperature superconductivity, experimental methods are of particular importance, which make it possible to reveal the physical parameters that most significantly affect the critical characteristics of HTSC compounds [8]. This, in turn, makes it possible not only to check the numerous theoretical models that exist at this time but also to determine empirical ways to increase the conducting characteristics of HTSCs. Studies of the metallic state of matter under extreme conditions are of great importance for solid-state physics. These methods include the use of high pressures [9,10], low temperatures [8] and high magnetic fields [11,12]. Such experiments can significantly expand the understanding of physical phenomena occurring in two subsystems: a crystal lattice and an ensemble of valence electrons, and also make it possible to find out how various electrical and superconducting properties of solids change. An important role in this case is played by varying the composition of the compounds under study, including the complete or partial replacement of components by their isoelectronic analogs. For example, in samples of the 1-2-3 HTSC system that are nonstoichiometric in oxygen composition, a rare-earth ion can serve as a sensor sensitive to the local symmetry of its environment and the distribution of the charge density, since its change affects the crystal field, which forms the electronic structure of such an ion.

Of particular interest, in this aspect, are studies of the effect of high pressures [9,10] (and references there in) on the physical properties of layered conducting compounds based on the above-mentioned transition metal dichalcogenides (TMD) [1] and HTSCs [2,3]. These compounds are currently receiving widespread attention due to a number of their exceptional properties. These include, first of all, the strong anisotropy of mechanical and electronic characteristics [13], due to the specificity of the crystal structure. Due to their anisotropy, such crystals offer the opportunity to study the most exciting effects of solid-state physics in their two-dimensional or nearly two-dimensional manifestation [14]. It should also be noted that the anisotropy of layered compounds can be significantly enhanced by the introduction of foreign atoms or molecules into the interlayer space (intercalation process) [15], which significantly expands the range of issues under study.

For instance, the ability of transition metal dichalcogenides to intercalate is associated with hopes for the realization of high-temperature superconductivity in sandwich-type structures with an exciton mechanism proposed by Ginzburg [16]. Besides, in dichalcogenides of transition metals, the coexistence of a structural transition

to the state of a charge density wave [CDW] [12] and a superconducting transition is observed, which is the subject of intensive theoretical and experimental studies.

Despite the significant progress achieved to date in understanding the mechanisms of the influence of the structural composition and high pressure on the electrical transport characteristics of the above-mentioned layered conductors, a number of issues in this area still remain completely unclear. These issues include the effect of pressure on the metal-insulator transition and the pseudogap state, charge transfer and the nature of the redistribution of the vacancy oxygen subsystem, broadening of the resistive transition to the normal state, and some others. Taking into account the above, in this review, we study each of the listed issues and analyze the results obtained, taking into account the generalization of the authors' works, as well as the experimental and theoretical material accumulated in the literature. We also attempted to briefly analyze the current state of the available theoretical and experimental results devoted to this problem and also highlight the main issues that have not found their theoretical and experimental solution.

1. Features of the unit cell and structural defects of HTSC compounds $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

1.1. Crystal structure. The structure and properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ are directly related to the oxygen index ($7-\delta$), which characterizes the content of oxygen vacancies. It was established by X-ray and neutron diffraction [17] that within the limits of the oxygen stoichiometry of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ there are two phases [18,19]. Fig. 1 shows the unit cells for compositions with the minimum and maximum oxygen content ($\delta = 1$ and $\delta = 0$). The unit cell of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ is rhombic (Pmmm), and the unit cell of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ is tetragonal (P4 / mmm).

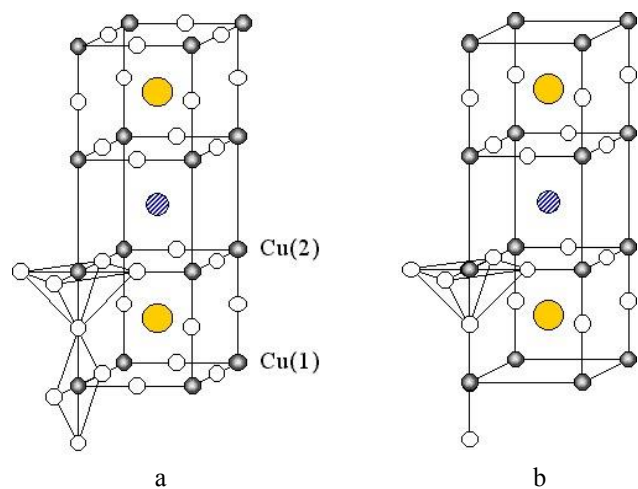


Fig. 1. The crystal lattice of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ compound, according to [17].

In both cases, the structure is a derivative of the perovskite structure with the period c tripled due to the ordering of the cations according to the Ba-Y-Ba type. Two-thirds of the copper atoms (Cu (2)) are in tetragonal pyramidal coordination ($4 + 1$) of oxygen atoms, the latter being displaced from the basal plane of the pyramids by approximately 0.3 \AA along the c axis. One-third of copper atoms (Cu (1)) are located in the basal planes and have variable coordination for oxygen. In the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Fig. 1a) structure (the Cu (1) coordination number is 4), linear chains can be distinguished, formed by flat Cu (1) O4 squares elongated along the b axis. In the case of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ (Fig. 1b), oxygen atoms are entirely absent in the basal planes, and Cu (1) atoms have an oxygen coordination number equal to two. Thus, the occupancy of oxygen positions in the basal planes determines the oxygen nonstoichiometry of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [18,19].

1.2. Structural defects in the compounds of the 1-2-3 system. In pure $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, depending on the oxygen deficiency and the synthesis technology, the following structural defects are observed: point defects such as oxygen vacancies that form in the CuO_2 planes, planar defects of the (001) type, twin boundaries, dislocations, and the so-called $2\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$ structures [20] observed at oxygen deficiency $\delta = 6.8 - 6.9$.

Plane defects are twinning planes, which are formed during the "tetra-ortho" transition and minimize the elastic energy of the crystal. Twin boundaries are planes with a tetragonal structure as a result of the presence of layers containing oxygen vacancies located along the twin boundary [20, 21]. Electron microscopic studies have shown [18,19,21] that at the initial stage of the tetra-ortho transition, domain nuclei are formed, in which two families of coherent interfaces (110) and ($\bar{1}\bar{1}0$) are formed. This may be the reason for the formation of a "tweed" type structure when close micro twins overlap. The period of such a structure depends on the oxygen content and can be stimulated by doping with a trivalent metal, in particular, aluminium [21, 22]. At the initial stage of the formation of microdomains, the formation of twin boundaries (TBs) occurs through the process of diffusion of structural vacancies in the CuO_2 layers. TB propagation occurs due to the movement of stress-controlled twin dislocations.

Linear defects (dislocations) are more likely to be characteristic of epitaxial films and textured samples. The source of this type of defects can be misfit dislocations generated by the film-substrate interface in film samples, and misfit dislocations generated at the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ interface in textured fused samples. The dislocation density in films can reach values of about $1.4 \cdot 10^8 / \text{cm}^2$ [23].

A high dislocation density in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals can be obtained during crystal growth in the course

of the peritectic reaction [24], which is probably due to the presence of small inclusions of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ phase. In crystals grown by the solution-melt method, the dislocation density is about $5 \cdot 10^3 / \text{cm}^2$ [25]. Note that the dislocation density can be increased by thermomechanical processing of materials [26].

Point defects (oxygen vacancies) are present in all $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ samples, which is associated with the nonstoichiometric oxygen content. In this case, the filling factor is close to unity for all oxygen positions, with the exception of CuO (1) (refer to Fig. 1). Depending on the oxygen content, the formation of superstructures is possible with a periodic distribution of oxygen vacancies. The density of oxygen vacancies is relatively high, and at $\delta = 0.03$ it is about $10^{26} / \text{m}^3$.

There are also reports in the literature on a systematic copper deficit in the CuO_2 planes, which can reach values of 0.09 in compounds [27]. Point defects can also be produced by alloying. As a rule, alloying elements (except for rare earth elements and Sr) are incorporated into the Cu (1) position [28]. Ions of rare earth elements and K replace yttrium atoms, and Sr is incorporated into the positions of Ba atoms.

Additional defects can be created by irradiation [29,30]. Depending on the type of particles and their energy, both point and linear defects (tracks of heavy particles with high energy) can be created [31].

1.3. Influence of structural defects on electroresistive properties. The transport properties of HTSC materials substantially depend on the defectiveness of the structure and, in particular, on the oxygen content [32] and impurities [33, 34]. The specific electrical resistivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with an oxygen content close to stoichiometric ($\delta \sim 0$) at room temperature is $\rho_{ab} = 200 \mu\text{Ohm. cm}$ in the ab - plane and $\rho_c = 10 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ along the c axis [35]. In perfect single crystals, the electrical conductivity is quasi-metallic in all crystallographic directions [35–37]. However, even an insignificant deviation from stoichiometry, $\delta \leq 0.1$, leads to a quasi-semiconductor dependence $\rho_c(T)$, while maintaining the quasi-metallic character of the $\rho_{ab}(T)$ dependence. A further decrease in the oxygen content leads to a decrease in the density of charge carriers, thermal and electrical conductivity of the superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, and with an oxygen deficit of $\delta \geq 0.6$, a metal-insulator transition is observed [37]. Doping $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with metal elements, except for the cases specified above, leads to the substitution of copper atoms in the CuO_2 planes. At the same time, data on the degree of influence of such a replacement are largely contradictory. For example, in [38], it is reported that, according to the data of different authors, the growth of ρ_{ab} in $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_7$ crystals at $z = 0.1$ can be less than 10%,

or can double at the same Al concentration. The reason for this discrepancy is probably the inhomogeneous distribution of Al over the volume of the crystals since when single crystals are grown in corundum crucibles, the introduction of Al occurs in an uncontrolled manner. In particular, broad transitions to the superconducting state $\Delta T_c \approx 2$ K indicate an inhomogeneous distribution of Al. There is also a significant scatter in the parameters of the superconducting state. Doping of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with the substitution of rare-earth ions for yttrium practically does not change the transport characteristics of the normal and superconducting states [31, 36]. The exception is the replacement of yttrium atoms with praseodymium. In the concentration range $y \leq 0.05$, the charge carrier concentration and ρ_{ab} in the $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductor weakly depend on the Pr concentration [39]. At $y \approx 0.5$, a sharp decrease in the concentration of charge carriers is observed, and at $y > 0.5$, the dependence $\rho(T)$ is observed, which is characteristic of semiconductors [39, 40].

As already noted, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals have plane defects - twin boundaries. The influence of these defects on the transport properties in the normal state was studied in [41], in which it was shown that twins are effective scattering centers of charge carriers. According to [41], the mean free path of electrons in single crystals is estimated to be $0.1 \mu\text{m}$, which is an order of magnitude less than the intertwining distance. Therefore, the maximum increase in electrical resistance due to scattering can be 10%. A similar increase in resistance was observed when the current flowed across the TBs, compared with the resistance when the current flowed, along with the TBs [42].

1.4. Paraconductivity and the Aslamazov-Larkin theory. As is known from the literature [43], below a particular characteristic temperature T^* , the temperature dependences of the electrical resistivity in the basal plane $\rho_{ab}(T)$ of HTSC compounds deviate down from linear behavior in the normal state above T^* . This is due to the appearance of excess conductivity $\Delta\sigma$, the temperature dependence of which is given by the formula:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (1)$$

where $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ is the conductivity determined by interpolation of the linear section observed in the high-temperature measurement region to the zero-temperature value, and $\sigma = \rho^{-1}$ is the experimentally measured value of conductivity at $T < T^*$. It is known that near T_c the excess conductivity is most likely due to the processes of fluctuation pairing of charge carriers and can be described by the power dependence obtained in the theoretical

Lawrence-Doniach model [43], which assumes the presence of a very smooth crossover from two-dimensional to three-dimensional fluctuation conductivity with decreasing temperature:

$$\Delta\sigma = \left[\frac{e^2}{16\hbar d} \right] \varepsilon^{-1} \left\{ 1 + J\varepsilon^{-1} \right\}^{-1/2}, \quad (2)$$

where $\varepsilon = (T - T_c^{\text{mf}}) / T_c^{\text{mf}}$ is the reduced temperature. Accordingly, T_c^{mf} is the critical temperature in the mean-field approximation; $J = (2\xi_c(0)/d)^2$ is the constant of interplanar pairing; ξ_c is the coherence length along the c axis and d is the thickness of the two-dimensional layer. In HTSCs two limiting situations are possible. Near T_c , where $\xi_c \gg d$, the interaction between fluctuation Cooper pairs is realized in the entire volume of the superconductor, which corresponds to the three-dimensional (3D) case. Far above T_c , where $\xi_c \ll d$, interaction is possible only in the conducting CuO_2 planes, thus forming 2D fluctuation conductivity. Consequently, in both limiting cases expression (2) is transformed into the well-known relations for the two-dimensional and three-dimensional cases of the Aslamazov-Larkin (AL) theory [45]:

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}, \quad (3)$$

$$\Delta\sigma_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (4)$$

In the case of comparison with experimental data, it is crucial to accurately determine the value of T_c^{mf} , which significantly affects the slope of the dependences $\Delta\sigma(\varepsilon)$. Usually, when compared with experimental data, $\xi_c(0)$ and T_c^{mf} in equations (2-4) are adjustable parameters [46], while $d = 11.7 \text{ \AA}$ is the size of the YBCO unit cell along the c axis [28]. However, when using such a technique, as a rule, there are significant quantitative discrepancies between theory and experiment. This, in turn, necessitates the use of a scaling factor, the so-called C-factor, as an additional adjustable parameter, which makes it possible to combine experimental data with calculated ones and, thus, take into account the possible inhomogeneity of the spreading of the transport current for each specific sample [47].

An important question is also to what temperature the dependence $\Delta\sigma(T)$ can be described within the framework of the fluctuation theory, since, according to modern concepts, the excess conductivity at temperatures sufficiently far from the critical temperature $T \gg T_c$ is a consequence of the manifestation of the so-called "pseudogap anomaly". Earlier it was experimentally found

[36,46] that with a sufficiently large increase in temperature above T_c , the fluctuation conductivity decreases faster than theory predicts. It was assumed that the reason for this lies in the underestimation of the contribution of short-wave fluctuations of the order parameter, while it increases with increasing temperature. In the works of Varlamov et al. [48, 49], a microscopic calculation of $\Delta\sigma(T)$ was carried out, taking into account all components of the order parameter. The comparison of experimental data with theory [48, 49] was carried out, in particular, in [3,50]. In this case, a good agreement with the theory was obtained up to temperatures near $T \approx 1.35 T_c$. With a further increase in temperature, it turned out again that $\Delta\sigma(T)$ decrease faster than it follows from the theory [48, 49]. Apparently, it is in this temperature range that a transition to the pseudogap regime occurs [3,50], which we will consider in more detail in the next section.

2. Phase diagram and the influence of extreme external influences on the phase state of HTSC compounds.

2.1. Features of the generalized HTSC phase diagram.

In the parent state all HTSCs are Mott insulators with a long-range antiferromagnetic (AF) order (Fig. 2). When holes appear in HTSC upon doping, the long-range AF order quickly disappears and superconductivity emerges. The $T_c(x)$ dependence in HTSC shows that superconductivity begins above a certain critical concentration x_1 , where x is the concentration of charge carriers n_f . For n_f above x_1 , T_c increases until the optimal concentration x_{opt} reaches and decreases with a further increase in x (Fig. 2). For n_f below x_{opt} , there are two characteristic temperatures, namely the *pseudogap opening temperature* T^* and T_c . At $T_c < T < T^*$, a phase of incoherent pairs (so-called local pairs (LPs)) sets in, but only at $T=T_c$ does phase coherence arise and the system goes over into a superconducting state. The existence of

these two characteristic temperatures reflects various phenomena associated with strong electronic interactions.

As can be seen from Fig. 2, which shows the generalized phase diagram of HTSC in coordinates $T(x)$ (T is the temperature, x is the concentration of charge carriers, which are holes in cuprates of the YBCO type), there are at least four distinct regions in which the physical properties of HTSCs differ dramatically. At low concentrations x , the system is in the dielectric antiferromagnetic (AF) state, and the localization of spins and charge carriers is observed. The superconducting (SC) region, the so-called SC - dome, is located between two threshold concentrations: x_1 and x_{max} . Above the SC - dome, there are two more distinct areas, conventionally separated by the line $T^*(x)$. Above this line is the so-called normal state area. According to the theoretical NAFL model [51], this region is characterized by a stable scattering intensity of normal carriers, which is a reliable sign of the normal state of the system. Below the $T^*(x)$ line there is a region of the PG state. At-present, literary sources actively discuss two main scenarios for the appearance of a PG anomaly in HTSC systems. According to the first, the occurrence of PG is associated with fluctuations of short-range order of the "dielectric" type, for example, antiferromagnetic fluctuations, waves of spin and charge density, etc. (see, for example, [11,12] and the survey [52]). The second scenario assumes the formation of paired fermions (most likely in the form of LPs [3]) already at temperatures much higher than the critical temperature $T^* \gg T_c$ with the subsequent establishment of their phase coherence at $T \leq T_c$ [3,50,52]. Intensive discussions on this issue continue to this day [3-7,10,11]. The question also remains whether T^* tends to zero along with T_c , as shown in Fig. 2, or it cuts the SC dome at approximately x_{opt} level and crosses the x -axis at the so-called quantum critical point [10,11].

2.2. The effect of pressure on the phase state of HTSC compounds of the 1-2-3 system.

One of the first and most detailed experimental studies of the effect of pressure on T_c in the $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ HTSC system (1-2-3 system) was undertaken by Griessen's group [54]. In this case, it followed from the generalized data that the baric derivative dT_c/dP is positive and substantially depends on the charge carrier concentration n . It reaches a maximum in samples with a reduced $T_c \approx 25$ K and tends to a minimum when T_c reaches the highest values $T_c \approx 90$ K.

A set of studies of various physical properties of high-temperature superconducting compounds of the 1-2-3 system based on yttrium show the presence of a nonequilibrium state in such structures with a certain degree of oxygen deficiency. In this case, external factors, such as temperature and high pressure [55-57], play a significant role leading to a change in the lattice parameters and inducing processes of redistribution of labile oxygen,

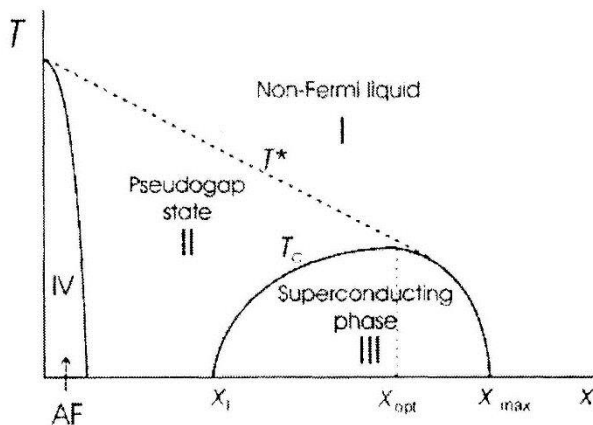


Fig. 2. HTSC phase diagram.

which, in turn, affects the critical parameters of the superconductor.

According to [58], the dependence of the critical temperature (T_c) on the pressure $T_c(P)$ for the YBCO system can be represented as:

$$T_c(P) = T_c + \frac{T_c}{T_c^{\max}} \Delta T_c^{\max}(P) + T_c^{\max}(P) \beta [2(n^{\text{opt}} - n) - \Delta n(P)] \Delta n(P) \quad (5)$$

where T_c^{\max} is the maximum value of T_c in this compound, $n^{\text{opt}} = (n^{\text{min}} + n^{\text{max}})/2$, $\beta = 1/(n^{\text{min}} + n^{\text{max}})^2$. For YBCO, n^{min} is the minimum number of holes per CuO_2 plane, at which superconductivity appears, equal to 0.06 holes per plane, n^{max} is the maximal number of holes per CuO_2 plane, at which superconductivity disappears and n^{opt} is the number of holes per CuO_2 plane, at which $T_c = T_c^{\max}$, equal to approximately 0.25 holes per CuO_2 plane [58].

In this expression, the second term characterizes the change in T_c under pressure associated with a change in the lattice parameters, electron-phonon interaction, bonds between layers, etc. - the so-called "true" pressure effect. The third term is due to a change in the number of holes under pressure - the so-called "relaxation" effect associated with the redistribution of labile oxygen. Summarizing the theoretical and experimental data available to date, we can conclude that it is essential to separate the "true" and "relaxation" pressure effects. In this section, we will try to briefly discuss each of these mechanisms.

2.3. The "true" pressure effect. One of the possible explanations for the peculiarities of the $T_c(P)$ dependences in the 1-2-3 system was proposed in the theoretical Saiko-Gusakov model [59], which relates the change in the temperature of the superconducting transition with the peculiarities of the dynamics of the apical O(4) atoms, which form a bistable sublattice controlled by the application of external pressure and a change in oxygen nonstoichiometry. According to [59], the birth of a 90-degree phase when pressure is applied to a sample of a 60-degree phase or the alternation of the same phases with varying oxygen nonstoichiometry is due to the "switching" of the frequency of the mode dominating in BCS pairing due to the transformation of the bistable potential of apical oxygen atoms. At the same time, as x decreases, the amount of pressure required to transfer the system to the 90-degree phase also decreases. Thus, a significant increase in T_c upon application of pressure is interpreted as an extended transition from the 60-degree phase to the 90-degree phase. Indeed, as can be seen from Fig. 3, which

shows the diagram $T_c \sim \frac{d \ln T_c}{d \ln V(T_c)}$ of crystals K2, K4, and

K7, calculated with taking into account the bulk moduli (100 GPa at $x < 0.1$ and 115 GPa at $x > 0.1$ [60]), there is a

break in the dependencies $\frac{d \ln T_c}{d \ln V(T_c)}$, which may indicate

a transition from a 60-degree phase to a 90-degree phase, differing in dT_c/dP .

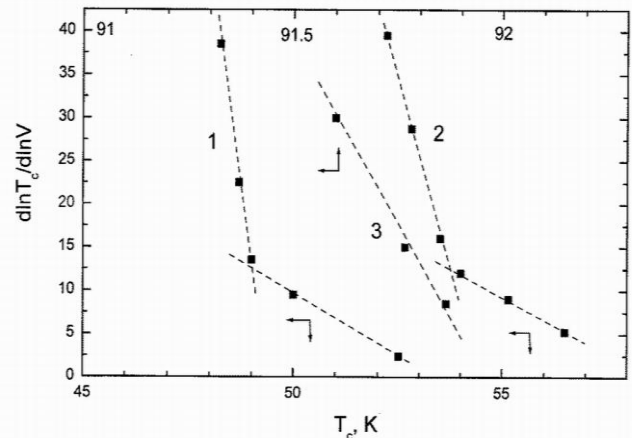


Fig. 3. Diagram $T_c \sim d \ln T_c / d \ln V$ of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystals with oxygen deficiency $\delta \approx 0.5$ and $\delta \approx 0.45$ (1, 2), as well as a sample of composition close to stoichiometric $\delta \leq 0.1$ (3), calculated with taking into account the bulk moduli (100 GPa at $x < 0.1$ and 115 GPa at $x > 0.1$ [60])

However, the anomalous increase in dT_c / dP obtained in this work from 1.5 to 2.5 K kbar⁻¹ in the region of low pressures up to 1.2 kbar with an insignificant difference in the oxygen content in samples with T_c 45 and 50 K, as well as a change in the sign of dT_c/dP at uniaxial pressure in different crystallographic directions [61], apparently, does not allow to unambiguously explain the features of the $T_c(P, x)$ dependences only within the framework of the indicated theoretical model.

Possibly, the features of the behavior of the $T_c(P, x)$ dependences are a consequence of several mechanisms, one of which is associated with a change in the band structure under the action of uniform compression. The observed linear relationship $\frac{d \ln T_c}{d \ln V(T_c)}$ and $d \ln T_c$ can be

obtained within the framework of the theoretical Labbe - Bock model [62], which takes into account the contribution of the logarithmic singularity to the density of states of the half-filled band. In this model, T_c is given by:

$$T_c = D \cdot \exp\left(\frac{-1}{\lambda^{1/2}}\right) \quad (6)$$

where D is the "width" of the singularity. Then for the volume dependence of T_c we have

$$\frac{d \ln T_c}{d \ln V} = \frac{d \ln D}{d \ln V} + \frac{1}{2\lambda^{1/3}} \frac{d \ln \lambda}{d \ln V}$$

This implies

$$\frac{d \ln T_c}{d \ln V} = a_1 \ln T_c + a_2, \quad (7)$$

$$a_1 = -\frac{1}{2} \frac{d \ln \lambda}{d \ln V}; \quad a_2 = \frac{d \ln D}{d \ln V} - a_2 \ln D$$

The kinks in the dependences $\frac{d \ln T_c}{d \ln V(T_c)}$ can be

associated with the cluster structure of the sample, which is confirmed by the presence of steps on the resistive transitions to the superconducting state. As shown in [23], the observed stepwise form of resistive transitions indicates a nonstoichiometric ratio of the concentrations of oxygen and vacancies, which leads to the formation of a mixture of phase clusters that are characterized by different oxygen contents and ordering, and, accordingly, have different critical temperatures and values dT_c/dP .

The relatively weak effect of pressure on the T_c value of optimally doped samples can be explained within the framework of a model assuming the presence of a Van Hove singularity in the spectrum of charge carriers [62,63] which is characteristic of strongly coupled lattices. As is known, for crystals with $T_c \approx 90\text{K}$ the Fermi level lies in the valley between two peaks of the density of states, while the density of states at the Fermi level $N(E_F)$ depends significantly on the difference $(a-b)/a$ [62,63]. An increase in the $(a-b)/a$ ratio leads to an increase in the distance between the peaks of the density of states and, accordingly, to a decrease in $N(E_F)$ and T_c . Accordingly, a decrease in the $(a-b)/a$ ratio leads to a convergence of the peaks of the density of states, which leads to an increase in $N(E_F)$ and T_c . Such a regularity of the change in T_c was observed when studying the effect of uniaxial compression along the a and b axes on the critical temperature of single crystals with $T_c \approx 90\text{K}$ [61]: when a load was applied along the a axis, the critical temperature increased, and when a load was applied along the b axis, it decreased. Under the influence of hydrostatic pressure, the value of the ratio $(a-b)/a$ changes insignificantly, since it is determined only by the difference in the compression moduli along the a and b axes. Therefore, the change in the critical temperature when exposed to hydrostatic pressure is relatively small.

For crystals with $T_c \approx 60\text{K}$, the Fermi level is shifted from the middle of the band and is located away from the

Van Hove singularity. Therefore, if the value of the critical temperature is primarily determined by the density of electronic states, then under the action of hydrostatic pressure the Fermi level should shift towards the peak of the density of states.

It is interesting to note that we observed similar features of the behaviour of the baric derivatives dT_c/dP depending on the change in composition in NbSe_2 single crystals, which also belong to systems of two-dimensional lattices and have a similar anisotropy parameter [64-66]. Thus, for example, intercalation with deuterium up to 2 at.%, as well as the introduction of tin impurities into the composition of niobium diselenide leads to an increase in dT_c/dP by a factor of 2-3 in comparison with the pure sample. In this case, an increase in dT_c/dP is observed with an increase in the concentration of tin impurities. It should also be noted that the behaviour of the pressure dependences $T_c(P)$ is qualitatively the same for single-crystal NbSe_2 and YBCO. These features in the $T_c(P)$ dependences were interpreted as a consequence of a shift of the Fermi level relative to the root features of the density of states.

2.4. Phase separation and relaxation effect of pressure. An important feature was first established by Driessen et al. [67]: the baric derivatives dT_c/dP of the beginning and end of the phase transition to the SC state of the YBCO compound have opposite signs in the pressure range from 0 to 170 Kbar. In this case, the negative derivative $dT_{cf}/dP < 0$ corresponds to the low-temperature phase, and the positive derivative $dT_{co}/dP > 0$ corresponds to the high-temperature phase. Thus, the application of high pressure leads to the expansion of the temperature range (T_{co}, T_{cf}) corresponding to the realization of the fluctuation paraconductivity regime at $T > T_c$.

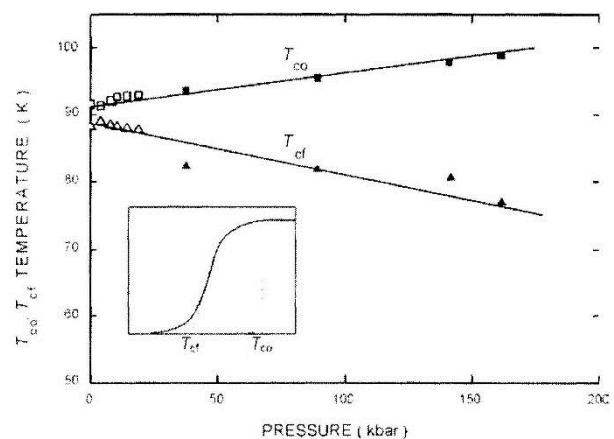


Fig. 4. Pressure dependence of T_{co} and T_{cf} for YBCO [68]. Inset: T_{co} is the critical temperature of the beginning, and T_{cf} is the temperature of the end of the superconducting transition.

As is known from the literature [69-71], in HTSC cuprates, the $T_c(x)$ dependence is fairly well described by the universal parabolic dependence:

$$T_c = T_c^{\max} [1 - A(x - x_{\text{opt}})^2], \quad (8)$$

where T_c^{\max} , A , x и x_{opt} are functions of pressure. As mentioned above, in YBCO, the charge carrier concentration can be changed by changing the oxygen concentration by cationic substitution or by applying pressure.

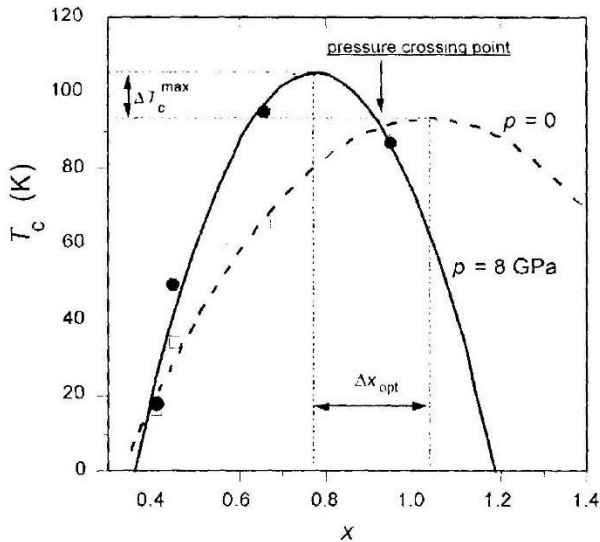


Fig. 5. T_c as a function of the oxygen content x for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ at pressures $p = 0$ to $p = 8$ GPa. The constructed parabolic approximation of the experimental data at $p = 8$ GPa is taken from Ref. [71].

This dependence correctly describes $T_c(x)$ for compounds such as $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CaCu}_2\text{O}_6$, as well as for $(\text{Ca}_x\text{La}_{1-x})(\text{Ba}_{1.75-x}\text{La}_{0.25+x})\text{Cu}_3\text{O}_y$ for different oxygen concentration y .

The critical temperature depends not only on the concentration of charge carriers, but also on the binding strength in the CuO_2 planes, on the propagation of structural phase transformations, and on the pressure caused by relaxation phenomena. An interesting effect has been discovered associated with the degree of ordering of the defects of labile oxygen in the lattice: an increase in pressure decreases the mobility of defects and at the same time increases the degree of ordering of oxygen defects. This effect is very well observed in YBCO samples with a reduced oxygen content [71], in which T_c increases with pressure and, therefore, the dT_c/dp value strongly depends on the temperature at which the pressure applied.

It should also be added that in his studies of fluctuation effects [72], Abrikosov suggested the formation of superconducting strings, the so-called "stripes," in one preferred crystal direction, in other words, one-dimensional superconducting channels. Such channels appear far from the percolation threshold and can increase the superconductivity of the sample. An inhomogeneous

contribution of carriers and strong fluctuations are inherent in superconductors with a low carrier concentration, for which there are two characteristic temperatures T^* and T_c , as well as charge and spin pseudogaps.

As mentioned above, for a low carrier concentration ($x_1 < x < x_{\text{opt}}$) at T^* , fermions begin to combine into local pairs (complex bosons), which condense at $T_c \ll T^*$. For high carrier concentrations ($x_{\text{opt}} < x < x_{\text{max}}$), both characteristic lines eventually merge and $T^* = T_c$ (refer to Fig. 2), which means that the formation of Cooper pairs occurs at the same temperature as superconducting condensate. The pair correlation line can be considered as the line of boson production, reaching macroscopic phase coherence only at the temperature T_c , below which the entire system is described by a single wave function.

In the Miknos-Robazhkevich model of local pairing [73], the pressure effects measured by dT_c/dp are determined differently on both sides of the optimal carrier concentration. The transfer integral increases with increasing pressure. Therefore, the pressure coefficient is positive below x_{opt} and T_c is measured as $t^2/|U|$. Since at x above x_{opt} T_c is measured as $1/2zt$, the pressure coefficient is negative (as in the BCS model) (Fig. 6).

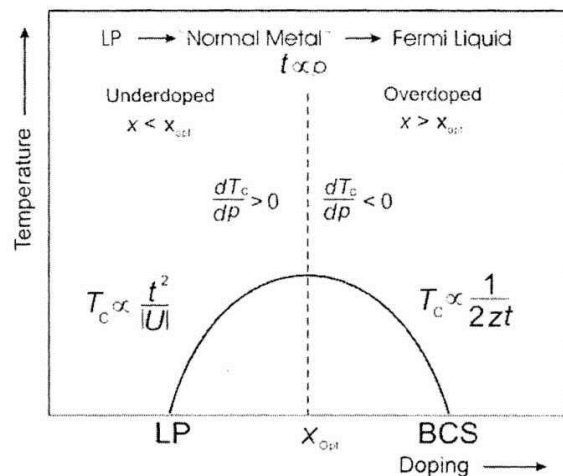


Fig. 6. Scaling the pressure effect below ($x < x_{\text{opt}}$) and above ($x > x_{\text{opt}}$) the optimal carrier concentration [73].

Near T_c^{\max} , the pressure coefficient is approximately 0. Therefore, the pressure causes an increase in T_c in the concentration regime, where there are two special characteristic temperatures T^* and T_c . If $T^* = T_c$, then the pressure coefficient is negative and T_c decreases by pressure, as in "classical" superconductors. This dependence was confirmed experimentally in the case of the YBCO compound [74], for which a positive and negative pressure coefficient of T_c was observed.

Recent calculations by Miknas and Tobiyazhevsky show that the broadening of the pseudogap region associated with the overlap of the S- and D- wave components causes an additional increase in T_c in the low doped regime [75]. Above the concentration x_{opt} , the $T^*(x)$ lines merge with the $T_c(x)$ line, and Bose-Einstein condensation (BEC) takes place in the metallic region, where charge and phase fluctuations can be neglected, as in the BCS model [3]. Therefore, the pressure effect is negative here. However, the shift in x_{max} for lower concentrations is still experimentally unconfirmed.

2.5. High-pressure-induced diffusion of the labile component in the $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ compound. In the case of HTSCs, diffusing oxygen defects are usually already present due to the synthesis procedure. Assuming that the total defective volume is zero, we can write:

$$\Delta V_A \approx \Delta V_M \approx N_A \frac{\partial E_A}{\partial P}$$

This expression for the migration volume has a simple physical interpretation. If an ion diffuses from one cell to another, it must overcome the energy barrier E_A caused by its interaction with the ionic environment. In the presence of pressure P , the free movement of ions inside the crystal becomes extremely difficult, since they must now do work against the external pressure $\Delta E_A = P\Delta V_M$, which increases the activation energy by ΔE_A . In the hard-sphere model, each ion interacts with its neighbors like a rigid ball with its own ionic radius corresponding to its valence. The migration volume V_M can be estimated by calculating local expansions, which look like migrating solid ionic spheres "pushing" each other towards the so-called "saddle point" [71]. Since the calculated value ΔV_M depends on the sum of the individual diffusion contributions, the measurement $\frac{\partial E_A}{\partial P}$ can be used to study diffusion processes in compounds 1-2-3.

At present, the ionic radii of the ions of interest to us have been calculated: $r(Cu^{1+}) = 0.96 \text{ \AA}$, $r(Cu^{2+}) = 0.72 \text{ \AA}$, $r(O^{2-}) = 1.32 \text{ \AA}$, $r(Ba^{2+}) = 1.34 \text{ \AA}$. All ions are assumed to be solid balls. The change in volume due to the diffusion movement of ions through the "saddle point" is considered local. We will assume that only the nearest neighbors that are in direct contact with the ion under consideration can contribute to the change in the migration volume. In our calculations, we assume that this motion affects the volume, which extends up to half the distance to the nearest neighbors in the direction perpendicular to the motion of this ion since it is assumed that these neighbors remain at their lattice sites, independent of the diffusion process. Using these general procedures, we can now calculate the

corresponding volumes. Let us consider this effect by the example of $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$.

The Y-123 system has an orthorhombic structure shown in Fig. 7 (a). Oxygen ions O^{2+} occupy the O(1) states between $Cu^{1+/2+}$ along the b axis. The O(5) states between Cu ions along the a axis are unoccupied. While the O(1) states are only partially occupied, oxygen vacancies are already present in the structure, which confirms the previous assumptions and $\Delta V_F = 0$. For the calculation ΔV_M , all local diffusion paths should be summed up. There is still no agreement in the literature on the dominant oxygen diffusion pathway in Y-123: different authors propose different paths. However, most authors assume that oxygen diffuses through the center of the cell in the Cu-O layer of the chain.

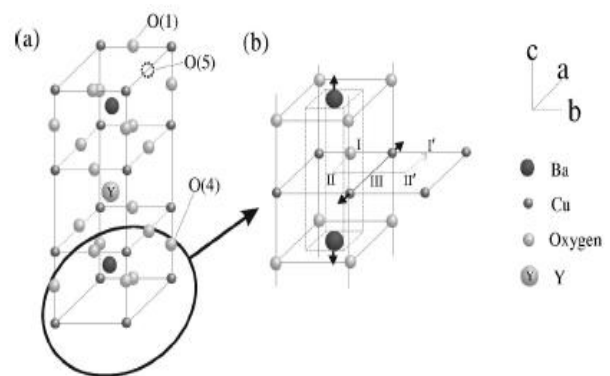


Fig. 7. Calculation of the migration volume in Y-123. a) Orthorhombic structure Y-123. b) Corresponding part of the Y-123 structure with a Ba-O layer and a Cu-O layer. The diffusion path is indicated by the dashed line, and the dashed box represents the volume used in the assessment [71].

We will assume that (Fig. 7 (b)) the vacancy passes from the O(1) (I) state in the center of the cell (II) to the adjacent O(5) (III) states, and then through the center of the next cell (II') returns to empty state O(1) (I'). There are two different transition configurations for this process: (i) when O^{2-} is located in the center of the cell between two Ba^{2+} ions (II) and, (ii) when O^{2-} occupies the O(5) position in the lattice site (III).

In the first case, we assume that no changes occur in the ab plane. Thus, the general increase in volume is associated with Ba^{2+} ions moving along the c axis in the other direction relative to the direction of diffusion of oxygen ions. The hatched parallelepiped indicates the volume of interest to us in Fig. 7 (b). For $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.41}$, the area of the base of this parallelepiped in the ab -plane is 3.73 \AA^2 . The open space between Ba^{2+} ions in the initial configuration is $2z(Ba^{2+}) - 2r(Ba^{2+}) = 1.80 \text{ \AA}$, where $z(Ba^{2+})$ means the atomic position of the Ba^{2+} ion. Since the diameter of the O^{2-} ion is 2.64 \AA , the Ba^{2+} ions must move outward by 0.84 \AA (0.42 \AA for each Ba^{2+} ion) to satisfy the conditions for the transition to the configuration

of the O^{2-} (II) ions. In this case, the volume of the shaded parallelepiped in Fig. 7 (b) should change by $\Delta V_M \approx +3.13 \text{ \AA}^3$, changing the migration volume by $\Delta V_M \approx +1.88 \text{ cm}^3 / \text{mol}$. Similar calculations for $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.45}$ with a higher oxygen concentration yield $V_M \approx +1.9 \text{ cm}^3 / \text{mol}$, since the Ba^{2+} ions are slightly closer to each other. For $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.6}$, the migration volume is calculated as $V_M \approx +2.05 \text{ cm}^3 / \text{mol}$.

To calculate the second case (II) with O^{2-} between two Cu ions in the ab -plane, it is assumed that no changes along the c axis occur [Fig. 7 (b) position III]. The open space between two Cu ions is 2.17 \AA (it is assumed that one of them is a Cu^{2+} ion, the other is a Cu^{1+} ion). Thus, two Cu ions need to move by 0.47 \AA to accommodate O^{2-} ions, changing the migration volume by $V_M \approx +1.24 \text{ cm}^3 / \text{mol}$. Slightly lower than case (i). An experimentally determined activation volume can provide information on the increase with pressure in the maximum activation energy along the diffusion path. The fact that the O(5) state is almost equivalent to the O(1) state shows that the barrier for the transition point is lower than for position II, where the oxygen ion is sandwiched between two Ba^{2+} ions. Thus, we can assume that the inflection point at position II determines the migration volume for this diffusion path. Calculations of the migration volume give the value $V_M \approx +1.9 \text{ cm}^3 / \text{mol}$ for $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.4}$ and for $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.45}$, which is approximately half the calculated value in previous works. The analysis of the experimental data allows us to conclude that none of the two diffusion pathways described above is excluded.

2.6. The influence of a magnetic field on excess paraconductivity. As shown in [76], the general expression for the fluctuation paraconductivity $\Delta\sigma(T, H)$ of layered superconductors in a magnetic field can be written in the form:

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H)$$

where

$$\Delta\sigma_{AL}(T, H) = \frac{e^2}{16hd\varepsilon} \times \left\{ \frac{1}{(1+2\alpha)^{1/2}} - \frac{(2+4\alpha+3\alpha^2)b^2}{4(1+2\alpha)^{5/2}\varepsilon^2} + \dots \right\} \quad (10)$$

is Aslamazov-Larkin fluctuation conductivity [45];

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8hd(1-\alpha/\delta)\varepsilon} \times \left\{ \ln\left(\frac{\delta}{\alpha} \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}}\right) - \left[\frac{\delta^2}{\alpha^2} \frac{1+\delta}{(1+2\delta)^{3/2}} - \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^{3/2}} \right] \frac{b^2}{6\varepsilon} + \dots \right\}$$

is the Maki-Thompson fluctuation conductivity [77] due to the interaction of unpaired charge carriers with fluctuation Cooper pairs; d is the thickness of the two-dimensional layer; $\alpha = 2\xi_c^2(0) / d^2\varepsilon$; $b = (2e\xi_{ab}^2(0) / \hbar H$; $\delta = (16/\pi)(\xi_c^2(0) / d^2)(kT\tau_\phi / \hbar)$; $\xi_{ab}(0)$ is the coherence length in the basal plane and τ_ϕ is a phase relaxation time of the fluctuating pairs. For example, the effect of a magnetic field on the pseudogap temperature was studied in [53].

3. Crystal structure of dichalcogenides.

Transition metal chalcogenides form a broad class of layered compounds, the physical properties of which depend on the structure, composition, type of transition element, chalcogen, and stoichiometry [64,78]. Dichalcogenides of transition metals have a layered structure and are designated by the Formula NK-MX, where N is the number of layers per unit cell, K is the type of unit cell (H is hexagonal, R is rhombohedral), M is a transition metal of 4-6 groups, for example, Nb, Ta, W and X - chalcogen (S, Se, Te). The crystals of these compounds are composed of layers, each of which is a sandwich of two layers of halogen atoms X with a layer of metal M atoms between them. The bond between the metal and halogen atoms in the sandwich is strong (predominantly covalent), and the M and X atoms in the sandwich form a two-dimensional hexagonal lattice. The MX layers are interconnected in the crystal by weak Van der Waals forces [78]. The schematic structure of the crystal is shown in Fig. 8.

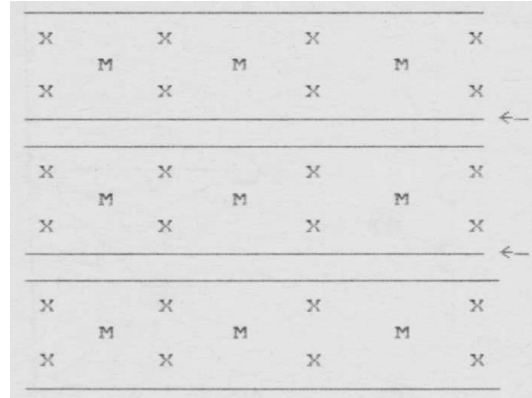


Fig. 8. Layer structure of transition metal dichalcogenides. View in a direction parallel to the layers. The arrows point to the Van der Waals links [78].

There are two ways of arranging chalcogen atoms around a metal atom, in the first case forming an octahedron, and in the other, the same number of atoms- a trigonal prism while maintaining the hexagonal packing of the layer. In 2H-NbSe₂, the environment of the metal ion forms a trigonal prism (rhombohedral) (Fig. 9).

The structure of 2H-NbSe₂ makes it easy to introduce various atoms or molecules into the Van der Waals gap, thus increasing the distance between the layers of the "sandwich", and also changing the concentration of free electrons in the layers due to the donor or acceptor properties of the intercalant or impurity, which makes it possible to study the effect of changes in the electronic and phonon spectrum on the superconductivity of layered crystals.

The anisotropy of the crystal structure determines the anisotropy of the kinetic and thermodynamic properties of these compounds. Electrical conductivity, compressibility, coefficient of thermal expansion can differ by several orders of magnitude along and across the layers. When studying the microcontact spectra of the electron-phonon interaction (EPI) in 2H-NbSe₂, the anisotropy of the EPI spectra was found for contacts oriented along the *c* axis and parallel to the basal plane. In this case, a shift of the high-frequency edge of the spectrum from the energy range of about 40 meV was observed for contacts whose axis was oriented parallel to the *c* axis of the 2H-NbSe₂ crystal to the energy range near 60 meV for contacts oriented parallel to the basal plane [79].

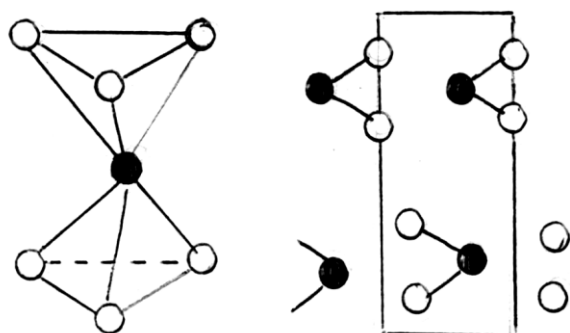


Fig. 9. The mutual arrangement of atoms in the coordination cell inside the sandwich [78].

More detailed information on the structure and physical properties of TMDs can be found in [78].

3.2. Band structure and Fermi surface. Studies of the topology of the Fermi surface of transition metal dichalcogenides by traditional methods, for example, magnetoacoustic, used for pure metals, are unsuitable due to the small value of the free path of charge carriers (10^{-8} m). Therefore, there is a small amount of experimental work where magnetoresistance, magnetic susceptibility (oscillatory part), and magnetothermal oscillations have been studied. Most of the experimental methods used to study the Fermi surface require a theoretical model to interpret the results obtained. In particular, to determine whether specific oscillations belong to the electron or hole Fermi surface. In this regard, theoretical models are

essential, which provide at least a qualitative description of the band structure and the Fermi surface, as well as indirect experimental data characterizing the Fermi surface, the electronic energy spectrum, methods of varying the electron density due to the intercalation process, measuring the effect of uniaxial and hydrostatic pressures to change the kinetic and thermodynamic properties of 2H-NbSe₂.

The general topological features of the Fermi surface were obtained in the calculations of Mattheis [80]. As indicated in [81], the Fermi surface for 2H-NbSe₂ consists of hole pockets grouped along six NK axes and a hole surface at the center of the band, which is a corrugated cylinder elongated along the *c* axis. Also, it is extremely important that, as shown in Ref. [82], the Fermi level can lie near singular points, such as saddle points, which are characterized by a low Fermi velocity. Small electron pockets in the center of the band experimentally discovered in Ref. [83] can be obtained in theoretical models with allowance for the interlayer interaction; however, there are still many ambiguities. That is why indirect experimental data characterizing the Fermi surface and the electronic energy spectrum are essential.

3.3. Structural phase transitions of the CDW type in systems with a reduced dimension. Solids that have a regular crystal lattice with a clearly expressed translational symmetry, under certain conditions, can become unstable concerning small distortions in the arrangement of atoms. Then such a stable state can arise in which the charge density or the position of atoms have long-period modulations. The modulation period can be comparable or incommensurate with the period of the main lattice. Transitions of this kind are called charge density wave (CDW) transitions and are classified as commensurate CDW (CCDW) and, accordingly, incommensurate CDW (UCDW). CDW transitions were found in many-layered and quasi-one-dimensional structures, such as intercalated graphite compounds, layered dichalcogenide conductors, NaNO₃, K₂SO₄, and NbSe₂ dielectrics [84,85]. In NbSe₂, a CDW-type structural transition was found at $T=33$ K. These transitions are apparently first-order transitions. They are manifested primarily in changes in the kinetic and magnetic properties of these compounds. According to modern concepts [1], the appearance of these structural transitions is associated with the presence on the Fermi surface of regions that can be aligned with each other when shifted in momentum space by a certain vector. If the sections are displaced relative to each other by the vector *q*, then below T_{CDW} there appears a sinusoidal displacement of atoms from the position of equilibrium with the wave vector *q*. In the case of a two-dimensional or three-dimensional lattice, when the Fermi surface also contains mismatched regions, the transition with the appearance of a superstructure - a charge density wave - turns out to be a

metal-metal or metal - semimetal transition, depending on the area of the overlapping sections of the Fermi surface. In 2H - modifications of MX_2 , an incommensurate CDW arises, which can be described by three vectors $\vec{q} = \frac{1}{3}\vec{b}^*(1-\delta)$, where b is the inverse vector of the original lattice, δ is the incommensurability parameter. For 2H-NbSe₂ $\delta \approx 0,02$. The coexistence of superconductivity and CDW was found in 2H-TaS₂, 2H-NbSe₂. However, since both of these phenomena compete with each other due to pieces of the Fermi surface with a high density of states at the Fermi level, $N(E_f)$, the onset of CDW manifests itself in the suppression of superconductivity. For example, when the compound 2H-TaS₂ is intercalated with various organic molecules, CDW is suppressed by decreasing the wave amplitude, or the temperature of its occurrence, T_{CDW} , and, at the same time, an increase in T_c is observed. Suppression of CDW can be realized by applying external pressure to the sample or by introducing impurity atoms.

3.4. Influence of intercalation and high pressure on the conductivity of the layered dichalcogenide conductors. The presence of a weak Van der Waals bond between the layers in MX compounds suggests that their critical temperature is strongly dependent on the interaction of the layers, and, with an increase in this interaction, T_c should increase due to the suppression of two-dimensional fluctuations. This conclusion is based on the fact that, in the $\text{Nb}_{1+x}\text{Se}_2$ compound, the distance between the layers increases with increasing x , and T_c decreases [86].

Back in 1976, Jerome and others [87, 88] found that when hydrostatic pressure was applied to 2H-NbSe₂, T_{CDW} decreased with increasing pressure, while T_c increased. This continued up to $P \approx 36$ kbar, at this pressure $T_{\text{CDW}} = T_c$ and no further increase in T_c was observed, up to 140 kbar. It was concluded that there is an unambiguous relationship between the dependences $T_c(P)$ and $T_{\text{CDW}}(P)$. Hydrostatic pressure suppresses the CDW transition, which leads to an increase in T_c up to pressures corresponding to $T_c = T_{\text{CDW}}$.

The authors of [89] first studied the effect of hydrogen intercalation on $R(T)$ of 2H-NbSe₂ single crystals. Depending on the degree of intercalation, T_{CDW} of the initial crystal decreases from $T_{\text{CDW}} = 33$ K to $T_{\text{CDW}} = 12$ K, and simultaneously T_c decreases from 7.2 K to $T_c < 4.2$ K. With a significant nonlinear decrease in T_{CDW} and a shift of T_c toward lower temperatures, the width of the resistive transition changes insignificantly. Hydrogen is a donor. It donates its electron to the layer of the intercalated crystal. The authors of [90] first performed the intercalation of NbSe₂ with an acceptor. This intercalant is the TCNQ

molecule, an organic molecule with a strong acceptor property. It was shown that, depending on the degree of intercalation, an increase in T_{CDW} was observed up to 40-50 K, while T_c decreased and stabilized in the region of 5-6 K.

However, these studies were carried out without applying pressure. Sambongi [91] performed uniaxial compression along the c axis in 2H-NbSe₂. It was found that T_c decreases in this case, reaching saturation at approximately the same pressures as under hydrostatic conditions. All these facts served as the basis for the conclusion about the negligible effect of interlayer interaction on T_c . But Sambongi began research in the area of 5 kbar. Thus, the region of low pressures was out of the field of view of the experimenters.

This gap was corrected by the authors of [92]. They investigated the effect of uniaxial pressure on T_c of compounds NbSe₂ and Nb_{0.9}Sn_{0.1}Se₂. In this work, it was found that with an increase in pressure from 0 to 3 kbar, T_c increases from 7 K to about 7.6 K, and with a further increase in pressure from 3 to 6 kbar, T_c decreased from 7.6 to 6.8 K. Authors have proposed the model in which it was shown that the peak in the $T_c(P)$ dependence is associated not with the degradation of the CDW transition, but with a change in the band structure under the influence of pressure.

Thus, the growth of T_c under pressure is not unambiguously explained only by the suppression of the charge density wave. One should take into account the change in the carrier density at the Fermi level $N(E_f)$, which is not associated with the suppression of CDW, and, in addition, the change in the electron-phonon interaction constant (I). Indeed, as shown in ref. [93], the increase in $N(E_f)$ due to suppression of CDW cannot exceed 10% by the NMR method. For compounds intercalated by deuterium, the application of a pressure of 12 kbar leads to an increase in T_c by 20%, while T_{CDW} decreases by only 8%. The application of hydrostatic pressure up to $P = 13$ kbar leads to a linear decrease in T_{CDW} at a rate of $dT_{\text{CDW}}/dP = -0.16$ K / kbar and to a simultaneous increase in T_c , with $dT_c/dP = 0.12$ K / kbar at $0 < P < 7$ kbar and 0.07 K / kbar in the region $7 < P < 13$ kbar. Thus, $dT_c/dT_{\text{CDW}} = -0.75$ and -0.45 in the indicated pressure ranges, which is 5 and 3 times higher, respectively, the rate of change of T_c when CDW is suppressed in pure 2H-NbSe₂.

Most of the work was carried out in the area of increasing anisotropy due to the iteration of the initial layered dichalcogenide conductors. It is of interest to study the decrease in anisotropy (which occurs as a result of the introduction of an impurity) due to the practically unaffected approach of the layers. On the other hand, the introduction of an impurity into the layered dichalcogenide conductors' lattice makes it possible to suppress the CDW,

change the phonon spectrum, the filling of the conduction band, and thus the density of electronic states at the Fermi level. The introduction of a tin impurity into the NbSe lattice is of particular interest from the point of view that makes it possible to consider the metal-semiconductor transition in the $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$ system. Since NbSe₂ is a metal - a superconductor, and SnSe is a semiconductor with a layered hexagonal structure. Besides, the atomic radii of Sn and Nb are very close ($\text{Nb} = 1.45 \text{ \AA}$, $\text{Sn} = 1.46 \text{ \AA}$), and the introduction of tin should not lead to significant distortions of the lattice but can affect the filling of the conduction band, changes in the phonon spectrum and elastic properties.

In conclusion, it should be noted that this short literature review considers only a small part of the publications available in the literature devoted to various aspects of the electrical transport properties of layered compounds based on 1-2-3 HTSC systems and transition metal dichalcogenides under extreme external influences. Nevertheless, proceeding from the results of the analysis performed, a number of questions can be formulated that have not yet found a final experimental and theoretical solution. Namely, what is the role of the crystal lattice and structural defects and, in particular, twinning planes? How does the complete or partial replacement of the constituent components of HTSC compounds by their isoelectronic analogues affect the electroresistive characteristics? What is the reason for the broadening of the resistive transitions of HTSC compounds into the superconducting state under pressure, and what is the relationship between this broadening and charge transfer and the nature of the redistribution of the vacancy subsystem? What is the role of phase separation in the implementation of different modes of longitudinal and transverse transport?

Moreover, in this aspect, what is the mutual influence of PG- and SC-states? What is the role of similar physical characteristics and distinctive features between low-temperature and high-temperature superconductors associated with the crystal structure and the mechanism of superconductivity? Obviously, more research, both experimental and theoretical, is needed to answer these questions.

References/Literature

1. L. Li, J. Shen, Zh. Xu, H. Wang. International Journal of Modern Physics B, **19**, 275–279. (2005).
2. J.G. Bednorz, K.A. Muller. Phys. B, **64** (2), 189–193. (1986).
3. A.L. Solovjov Pseudogap and local pairs in high-Tc superconductors, *Superconductors – Materials, Properties and Applications* Ed. A. M. Gabovich, Chap. 7. (InTech., Rijeka, 2012), P.137–170.
4. D. Chakraborty, M. Grandadam, Hamidian M.H., J.C.S. Davis, Y. Sidis, C. Pépin. Phys. Rev. B, **100**. 224511 (1–33). (2019).
5. S.A. Kivelson S. Lederer. PNAS, **116**, 14395–14397. (2019).
6. N.J. Robinson, P.D. Johnson, T.M. Rice, A.M. Tselik. Rep. Prog. Phys., **82**, 126501. (2019).
7. V. Mishra, U. Chatterjee, J.C. Campuzano, M.R. Norman. Nat. Phys., **10**, 357–360. (2014).
8. T. Timusk and B. Statt. Rep. Prog. Phys., **62**, 161–222. (1999).
9. R.V. Vovk, A.L. Solovjov. Low Temp. Phys., **44**, 111–153. (2018).
10. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilo, A.I. Chroneos. Journal of Alloys and Compounds, **453**, 69–74. (2008).
11. L. Taillefer. Annu. Rev. Condens. Matter Phys., **1**, 51–70. (2010).
12. S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberté, G. Grissonnanche, et al. Nature, **531**, 210–216. (2016).
13. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilo, A.I. Chroneos, V.M. Pinto Simoes. J. Alloys and Compounds, **464**, 58–66. (2008).
14. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, N.N. Chebotaev. Functional Materials, **14** (3), 302–308. (2007).
15. A.N. Bulaevsky. UFN, (1975). **116** (3), 449–483. (A.N. Булаевский. УФН, **116** (3), 449–483. (1975)) [In Russian]
16. *Problema vysokotemperaturnoy sverkhprovodimosti* ed. V.L. Ginzburg, D.A. Kirzhitsa. (Nauka, Moscow, 1977), pp. 243–245 (*Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, ред. Гинзбург В.Л., Киржица Д.А. (Наука, Москва) с.243–245) [In Russian]
17. J.D. Jorgensen, P. Shiyou, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, B.M.W. Veal. Physica C, **167** (3,4), 571–578. (1990).
18. R.J. Cava. Science. **247** (4943), 656–662. (1990).
19. M. Asta, D. de Futaie, G. Ceder, et al. J. Less. Common Metals, **168** (1), 39–51. (1991).
20. T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening. J. Phys. Condens. Matter., **1** (6), 1049–1054. (1989).
21. G. Lacayo, R. Hermann, G. Kaestener. Physica C, **192**, 207–214. 1992.
22. V.M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov. Supercond. Sci. Technol., **5**, 707–711. (1992).
23. P.H. Kes. Proceedings of the Los Alamos Symposium “Phenomenology and Application of HTSC”, 22–24. (1991).
24. W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt. Supercond. Sci. Technol., **5**, 407–410. (1992).
25. V.V. Kvardakov, V.A. Somenkov, S.Sh. Shilstein. SFKht, **5** (4), 624–630. (1992). (В.В. Квардаков, В.А. Соменков, С.Ш. Шильштейн. СФХТ, **5** (4), 624–630. (1992)) [In Russian]
26. V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son. Physica C. **208**, 238–244. (1993).
27. G. Roth, G. Heger, P. Schweiss. Zh. Physica, **152** (4), 329–334. (1988).
28. G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, et al. Physica C, **254**, 44–62. (1995).
29. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, et al. Magnetic and superconducting materials, **A**, 499–506. (1999).
30. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, et al. Phys. Rev. B, **64** (9), 92513(1)–92513(4). (2001).

31. D.M. Ginzberg. Fizicheskiye svoystva vysokotemperaturnykh sverkhprovodnikov, (Mir, Moscow, 1991) 543 p. (Д.М. Гинзберг. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, (Мир, Москва), 543 С.) [In Russian]
32. M.A. Obolenskiy, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, A.A. Prodan. FNT. **23** (11), 1178–1182. (1997). (М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан. ФНТ. **23** (11), 1178–1182. (1997)) [In Russian]
33. M.A. Obolenskiy, A.V. Bondarenko, V.I. Beletsky, et al. Functional materials. **2** (4), 409–414. (1995). (М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, В.И. Белецкий, et al. Функциональные материалы. **2** (4), 409–414. (1995)). [In Russian]
34. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, et al. J Mater Sci: Mater in Electron, **18**, 811–815. (2007).
35. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, N.N. Chebotaev. FNT, **32** (6), 746–752. (2006).
36. N.E. Alekseevsky, A.V. Mitin, V.I. Nizhankovskii, et al. SFHT. **2** (10), 40–55. (1989). (Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, В.И. Нижанковский, и др. СФХТ. **2** (10), 40–55. (1989). [In Russian]
37. I.V. Aleksandrov et al. ZhETF Letters. **48** (8), 449–452. (1988). (И.В. Александров и др. Письма в ЖЭТФ. **48** (8), 449–452. (1988)). [In Russian]
38. R.B. Van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak, et al. Phys. Rev. B, **39**, 2932–2935. (1989).
39. A. Kebede. Phys. Rev. B, **40**, 4453–4462. (1991).
40. H.B. Radousky. J. Mater. Res., **7** (7), 1917–1955. (1992).
41. V.V. Moshchalkov, I.G. Muttik, N.A. Samarin. FNT. **14** (9), 988–992. (1988) (В.В. Мошchalkов, И.Г. Муттик, Н.А. Самарин. ФНТ. **14** (9), 988–992. (1988)). [In Russian]
42. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko. Functional Materials, **13** (1), 35–38. (2006).
43. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, et al. Acta Physica Polonica A, **111** (1), 129–133. 2007.
44. W.E. Lawrence, S. Doniach. Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, Japan, 361. (1970).
45. L.G. Aslamazov, A.I. Larkin. FTT, **10** (4), 1104–1111. (1968). (Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин. ФТТ, **10** (4), 1104–1111. (1968)). [In Russian]
46. A.L. Solovyov, H.-U. Habermeyer, T. Haage. FNT, **28** (2), 144–156. (2002).
47. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, et al. Phys Rev B, **37**, 7861–7864. (1989).
48. A.A. Varlamov, D.V. Livanov. ZHETF, **98** (2(8)) 584–592. (1990). (А.А. Варламов, Д.В. Ливанов. ЖЭТФ, **98** (2(8)) 584–592. (1990)). [In Russian]
49. L. Reggani, R. Vaglio, A.A. Varlamov. Phys. Rev. B, **44** (17), 9541–9546. (1991).
50. D.D. Prokof'ev, M.P. Volkov, YU.A. Boykov. FTT, **45** (7), 1168–1176. (2003). (Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков. ФТТ, **45** (7), 1168–1176. (2003)). [In Russian]
51. B.P. Stojkovic, D. Pines. Phys. Rev. B, **55** (13), 8567–8595. (1997).
52. M.V. Sadovsky. UFN, **171** (5), 539–564. (2001) (М.В. Садовский. УФН, **171** (5), 539–564. (2001)).
53. P. Pieri, G.C. Strinati, D. Moroni. Phys. Rev. Lett., **89** (12), 127003(1–4). (2002).
54. R. Griessen. Phys. Rev. B, **36**, 5284. (1987).
55. J. Metzler, T. Weber, W.H. Fietz, et al. Physica C, **214**, 371–376. (1993).
56. V.P. Dyakonov, L. Gladchuk, G.G. Levchenko, G. Shimchak. FTT, **38** (11), 3283–3288. (1996) (В.П. Дьяконов, Л. Гладчук, Г.Г. Левченко, Г. Шимчак. ФТТ, **38** (11), 3283–3288. (1996)). [In Russian]
57. M.A. Obolenskiy, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko. FNT, **32** (6), 802–805. (2006) (М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко. ФНТ, **32** (6), 802–805. (2006)).
58. R.P. Gupta, M. Gupta. Phys. Rev. B, **51** (17), 11760–11766. (1995).
59. A.P. Saiko, V.E. Gusakov. FNT, **22** (7), 748–751. (1996) (А.П. Сайко, В.Е. Гусаков. ФНТ, **22** (7), 748–751. (1996)). [In Russian]
60. I.V. Alexandrov, A.F. Goncharov, S.M. Stishov. ZhETF Letters. **47** (7), 357–360. (1988) (И.В. Александров, А.Ф. Гончаров, С.М. Стишов. Письма в ЖЭТФ. **47** (7), 357–360. (1988)). [In Russian]
61. U. Welp, M. Grimsditch, S. Flesher, et al. Phys. Rev. Lett., **69** (9), 2130–2133. (1992).
62. J. Labbe, J. Bok. Europhys. Lett. **3**, 1225. (1987).
63. V.M. Gvozdikov. FNT, **19** (11), 1285–1287. (1993) (В.М. Гвоздилов. ФНТ, **19** (11), 1285–1287. (1993)). [In Russian]
64. D.D. Balla, A.V. Bondarenko, M.A. Obolenskiy, Kh.B. Chashka. Tez. dokl. II-go Vsesoyuznogo simpoziuma “Neodnorodnyye elektronnyye sostoyaniya”, Novosibirsk, **68**. (1987). (Д.Д. Балла, А.В. Бондаренко, М.А. Оболенский, Х.Б. Чашка. Тез. докл. II-го Всесоюзного симпозиума “Неоднородные электронные состояния”, Новосибирск, **68**. (1987)). [In Russian]
65. D.E. Moncton, J.D. Axe, F.J. DiSalvo. Phys. Rev. B, **16**, 801. (1977).
66. H. Suderow, V.G. Tissen, J.P. Brison, et al. Physical Review Letters, **95** (11), 117006. (2005).
67. A. Driessen, R. Griessen, N. Koeman, et al. Phys. Rev. B, **36**, 5602–5607. (1987).
68. M.V. Sadovsky. UFN, **171** (5), 539–564. (2001). (М.В. Садовский. УФН, **171** (5), 539–564. (2001)). [In Russian]
69. J.L. Tallon, C. Bernhard, H. Snaked, et al. Phys. Rev., **51**, 12911. (1995).
70. D. Goldschmidt, A.-K. Klehe, J.S. Schilling, Y. Eckstein. Phys. Rev., **53**, 14631. (1996).
71. S. Sadewasser, J.S. Schilling, A.P. Paulicas, B.M. Veal. Phys. Rev. B., **61** (1), 741–749. (2000).
72. A.A. Abrikosov. Phys. Rev. B., **63**, 104521. (2001).
73. R. Micnas, S. Robaszkiewicz. *High-Tc Superconductivity 1996: Ten Years after the Discovery*, Ed. E. Kaldis, E. Liarokapis, K.A. Miller, Vol.343, (NATO ASI Series E, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1997). P.31.
74. M. Krupski, J. Stankowski, S. Przybyl, et al. Physica C, **320**, 120. (1999).
75. R. Micnas, B. Tobbijaszewska. Acta Phys. Polon. B, **32**, 3233. (2001).

76. S. Hikami, A.I. Larkin. *Modern Phys B*, **2**, 693–698. (1988).
77. J.B. Bieri, K. Maki, R.S. Thompson. *Phys. Rev. B*, **44** (9), 4709–4711. (1991).
78. A.N. Bulaevsky. *UFN*, **116** (3), 449–483. (1975) (А.Н. Булаевский. *УФН*, **116** (3), 449–483. (1975)). [In Russian]
79. N.L. Bobrov, A.F. Rybalchenko, M.A. Obolensky. *FNT*, **11** (9), 925. (1985) (Н.Л. Бобров, А.Ф. Рыбальченко, М.А. Оболенский. *ФНТ*, **11** (9), 925. (1985)). [In Russian]
80. L.F. Mattheiss. *Phys.Rev.* **8** (8), 3719–3740. (1973).
81. Kh.B. Chashka, Ye.I. Beletskiy, M.A. Obolenskiy. *FNT*, **17** (7), 833–840. (1991) (Х.Б. Чашка, Е.И. Белецкий, М.А. Оболенский. *ФНТ*, **17** (7), 833–840. (1991)). [In Russian]
82. L.F. Mattheiss *Phys.Rev. Lett.*, **30** (17), 784–787. (1973).
83. J.M.E. Harper, T.H. Geballe, F.J. Di Salvo. *Phys.Rev. B*, **15** (6), 2943–2951. (1977).
84. M.A. Obolensky *Superconductivity in quasi-two-dimensional systems // Thesis for the degree of Doctor of Phys. and Math. Sc.*, Kharkov, 1993. (М.А. Оболенский *Сверхпроводимость в квазидвумерных системах // диссертация на соискание ученой степени д. физ.-мат. наук*, Харьков, 1993). [In Russian]
85. S. Sugai. *Phys. Stat-Solidi*, **B129** (1), 14–39. (1985).
86. E.A. Antonova, C.A. Medvedev, Yu.I. Shebalin. *ZhETF*. **57** (2), 329–337. (1970) (Е.А. Антонова, С.А. Медведев, Ю.И. Шебалин. *ЖЭТФ*. **57** (2), 329–337. (1970)). [In Russian]
87. D. Jerome, A.J. Grant, A.D. Yoffe. *Solid State Commun.*, **9**, 2183–2185. (1971).
88. D. Jerome, C. Berthier, P. Moline. *Solid State Commun.*, **18**, 1935–1939. (1976).
89. D.D. Balla, L.S. Golovko, V.I. Kolesnikov, et al. *FNT*, **4** (5), 617–621. (1978) (Д.Д. Балла, Л.С. Головки, В.И. Колесников, и др. *ФНТ*, **4** (5), 617–621. (1978)). [In Russian]
90. D.D. Balla, A.A. Mamalui, M.A. Obolensky, et al. *FNT*, **5** (9), 1080–1082. (1979) (Д.Д. Балла, А.А. Мамалуй, М.А. Оболенский, и др. *ФНТ*, **5** (9), 1080–1082. (1979)). [In Russian]
91. T. Sambongi. *J. Low Temp. Phys.*, **18** (1-2), 139–146. (1975).
92. M.A. Obolenskiy, Kh.B. Chashka, V.I. Beletskiy, V.M. Gvozdkov. *FNT*, **15** (9), 984–988. (1989) (М.А. Оболенский, Х.Б. Чашка, В.И. Белецкий, В.М. Гвоздикив. *ФНТ*, **15** (9), 984–988. (1989)). [In Russian]
93. D.D. Balla, A.V. Bondarenko, M.A. Obolenskiy, Kh.B. Chashka *Tez. dokl. II-go Vsesoyuznogo simpoziuma “Neodnorodnyye elektronnyye sostoyaniya”*, Novosibirsk, **68**. (1987). (Д.Д. Балла, А.В. Бондаренко, М.А. Оболенский, Х.Б. Чашка *Тез. докл. II-го Всесоюзного симпозиума “Неоднородные электронные состояния”*, Новосибирск, **19**. (1987)). [In Russian]

PACS: 07.05.Tr, 61.72.Lk, 62.20.fq, 82.20.Wt

UDC: 53.08; 538.9; 548.4

Комп'ютерне моделювання впливу гідростатичного тиску на ковзання гвинтових $\langle a \rangle$ дислокацій в Mg

А. Остаповець¹, О. Ватажук²

1 CEITEC-IPM, Інститут фізики матеріалів Академії наук Чеської Республіки, Жижкова, 22, Брно, 61600, Чеська Республіка

*2 Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України, пр. Науки 47, Харків, 61103, Україна
vatazhuk@ilt.kharkov.ua*

ORCID: 0000-0002-3781-4716, 0000-0003-0431-9660

DOI:10.26565/2222-5617-2020-33-04

Атомістичне моделювання впливу гідростатичного тиску на критичне дозволене напруження зсуву проводили для ковзання гвинтової $\langle a \rangle$ дислокації в магнії. Основна увага приділялась розгляду еволюції ядра дислокації під впливом гідростатичного тиску, що може змінити пластичну поведінку матеріалу і призвести до активації різних систем ковзання. Передбачається, що процеси в дислокаційному ядрі можуть призвести до відхилення від закону Шміда для дислокаційного ковзання, подібних до ситуації в об'ємноцентрованих кубічних металах, та полегшення активації небазисних систем ковзання. Розрахунки були проведені з використанням міжатомного потенціалу магнію – модифікованого методу зануреного атома. Для використаного потенціалу було виявлено два типи дислокаційних ядер в залежності від початкового положення центру пружного поля: дисоційоване в базисній площині (B) і розширене в призматичній площині (C2). Ядро B відповідає за ковзання в базисній площині, C2 – за призматичне ковзання дислокації. Призматичне ковзання $\langle a \rangle$ дислокації є більш складним у порівнянні з базисним випадком. Застосування тиску може змінити критичне дозволене напруження зсуву для базисного та призматичного ковзання. Показані результати комп'ютерного моделювання базисного та призматичного дислокаційного ковзання в магнії під гідростатичним тиском. Критичне дозволене напруження зсуву при 0 К та нульовому тиску становить близько 55 МПа та 105 МПа для базисного та призматичного ковзання, відповідно. Залежність критичного напруження для базисного ковзання залишається практично незмінною. Лише для значень тиску вищих за 1000 МПа спостерігається незначне зниження. Призматичне ковзання $\langle a \rangle$ дислокації демонструє відмінну поведінку, в порівнянні з базисним ковзанням. Спостерігається підвищення критичного дозволеного напруження зсуву для ядра C2 з підвищенням прикладеного тиску. Ефект залежить від структури дислокаційного ядра. Це може бути пов'язано із залежністю від тиску перехідної дилатації ядра дислокації. Оцінка залежності критичного напруження від тиску для базисного і призматичного ковзання. виявляє ознаки якісної згоди з результатами атомістичного моделювання.

Ключові слова: дефекти, метали та сплави, моделювання, дислокації, ГЦП, гідростатичний тиск.

Computer simulations of hydrostatic pressure influence on screw $\langle a \rangle$ dislocation slip in Mg

А. Ostapovets¹, O. Vatazhuk²

1 CEITEC-IPM, Institute of Physics of Materials, Czech Academy of Sciences, Žitkova 22, Brno, Czech Republic

2 B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering NAS of Ukraine, 47 Nauki Ave., 61103 Kharkov, Ukraine

Atomistic modeling of hydrostatic pressure influence on critical resolved shear stress was performed for glide of screw $\langle a \rangle$ dislocation in magnesium. It was found that application of pressure can change the resolved critical stress for basal and prismatic slip. The effect is dependent on dislocation core structure. It can be connected to the pressure dependence transient dilatation of the dislocation core.

Keywords: defects, metals and alloys, simulation and modeling, dislocations, hcp, hydrostatic pressure.

Компьютерное моделирование влияния гидростатического давления на скольжение винтовых $\langle a \rangle$ дислокаций в Mg

А. Остаповец¹, Е. Ватажук²

1 CEITEC-IPM, Институт физики материалов Академии наук Чешской Республики, Жижкова, 22, Брно, 61600, Чешская Республика

2 Физико-технический институт низких температур им. Б. Веркина НАН Украины, пр-т Науки 47, 61103 Харьков, Украина

Атомистическое моделирование влияния гидростатического давления на критическое разрешенное напряжение сдвига было выполнено для скольжения винтовой $\langle a \rangle$ дислокации в магнии. Было обнаружено, что приложение давления может изменить разрешенное критическое напряжение для базисного и призматического скольжения. Эффект зависит от структуры ядра дислокации. Это может быть связано с зависимостью от давления переходной дилатации ядра дислокации.

Ключевые слова: дефекты, металлы и сплавы, моделирование, дислокации, ГПУ, гидростатическое давление.

Вступ

Магній та його сплави є перспективними легкими матеріалами [1]. Однак ці сплави погано деформуються завдяки своїй гексагональній щільнопакованій (ГЦП) структурі. Їх пластична деформація характеризується наявністю різноманітних режимів ковзання та двійникування [2, 3]. На відміну від кубічних матеріалів, де основні системи ковзання симетрично еквівалентні і можуть приймати будь-які деформації, критичні дозволені напруження зсуву (critical resolved shear stress – CRSS) суттєво змінюються для різних систем ковзання в ГЦП. Найлегші системи ковзання в магнії знаходяться в базисній площині. Однак лише базисне ковзання не здатне забезпечити деформацію вздовж c -напрямку решітки ГЦП. Це призводить до обов'язкової активації призматичних та пірамідальних систем ковзання, а також деформаційного двійникування. На жаль, як призматичну, так і пірамідальну системи ковзання важко активувати при кімнатній температурі [3-5]. Це призводить до того, що магній погано піддається формуванню та штампуванню і має обмежену придатність до використання, як конструкційного матеріалу. Одним із способів поліпшення деформаційних характеристик Mg є зменшення розміру зерна [6, 7]. Процедури зменшення зерна часто базуються на інтенсивній пластичній деформації, такій як рівноканальне кутове пресування (equal channel angular pressing – ECAP) [8], екструзія або кручення під високим тиском (high pressure torsion – HPT) [9]. Застосування гідростатичного тиску відіграє вирішальну роль у такій обробці магнієвих сплавів. Наприклад, відомо, що ECAP Mg потребує застосування протитиску [10-13]. Загалом, застосування гідростатичного тиску може змінити пластичну поведінку матеріалу і може призвести до активації різних систем ковзання. Повідомлялося, що застосування гідростатичного тиску до магнієвих сплавів може полегшити активацію небазисних систем ковзання [11, 12].

Відомо, що критичне дозволене напруження зсуву (CRSS) для дислокаційного ковзання може залежати від структури дислокаційного ядра. Наприклад, неплоска дисоціація дислокацій ковзання [14] може призвести до нешмідовської поведінки об'ємноцентрованих кубічних (ОЦК) матеріалів. Однак часто прийнято вважати, що помірний гідростатичний тиск незначно впливає на дислокаційне ковзання [15, 16]. Вплив нешмідовських компонентів напруження, на дислокаційне ковзання менш вивчений для матеріалів зі структурою ГЦП. Однак, значне відхилення від закону Шміда спостерігалось в монокристалах Zn [17], де коливання

прикладеного нормального напруження призвело до 30-відсоткового падіння критичного напруження зсуву. Нещодавно нешмідовська поведінка $\langle a \rangle$ дислокацій була продемонстрована в комп'ютерному моделюванні магнію [18, 19]. Ефект пояснювався зміною ширини ядра дислокації під впливом нешмідовських компонентів прикладеного напруження. Можна припустити, що гідростатичний тиск може деформувати дислокаційне ядро і впливає на дислокаційне ковзання. Атомістичне моделювання алюмінію з гранецентрованою кубічною структурою (ГЦК) дозволило зробити висновок, що залежне від тиску ковзання в металах є результатом взаємодії перехідної дилатації активації рухомих дислокацій із зовнішнім тиском [20]. Наскільки нам відомо, ефект не обговорювався в літературі для випадку ГЦП магнію.

Ця робота повідомляє результати комп'ютерного моделювання базисного та призматичного дислокаційного ковзання в магнії під гідростатичним тиском.

2. Моделювання

2.1. Міжатомний потенціал

Розрахунки були проведені з використанням міжатомного потенціалу для магнію – модифікованого методу зануреного атома (Modified Embedded Atom Method – MEAM) від Kim та співавт. [21]. Моделювання проводили за допомогою LAMMPS (Large-scale Atomic/Molecular Massively Parallel Simulator) [22], а для візуалізації використовували OVITO (Open Visualization Tool) [23]. Раніше було показано, що цей потенціал демонструє помітну згоду передбачених дислокаційних властивостей із прогнозами розрахунків ab-initio [24, 25]. Варто зазначити, що, наприклад, популярний Liu та співавт. потенціал EAM [26] передбачає для гвинтової $\langle a \rangle$ дислокації лише компактне ядро на відміну від прогнозів ab-initio [24, 27, 28]. Деякі вдосконалені версії Kim та співавт. MEAM потенціалу були запропоновані Wu та співавт. [25] та Barrett та співавт. [29]. Однак ми використовуємо оригінальну версію Kim та співавт. потенціалу у цій роботі. Wu потенціал демонструє відсутність помітних відмінностей від Kim потенціалу у прогнозуванні дислокаційних властивостей [26]. Налаштування параметрів потенціалу, запропоноване Barrett та співавт. [29] було спрямоване насамперед на покращення прогнозування енергій двійникових границь. Отже, можна зробити висновок, що всі згадані потенціали MEAM мають незначні відмінності в прогнозуванні властивостей дислокацій.

2.1. Налаштування моделювання

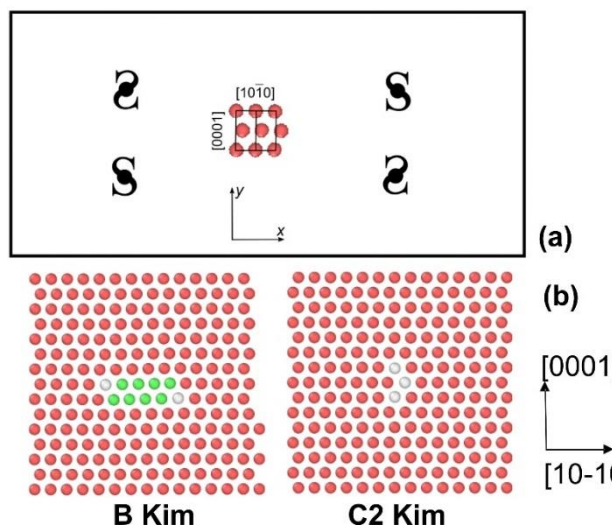


Рис. 1. (а) Схема блоку моделювання. (б) Два типи дислокаційних ядер: V – дисоційовані в базисній площині; C2 – ядра, розширені в призматичній площині. Атоми забарвлені відповідно до аналізу найближчих сусідів: рожевий – ГЦП, зелений – ГЦК, білий – ін.

Блок моделювання був орієнтований з віссю x паралельно напрямку $[1\bar{1}00]$, віссю y паралельно напрямку $[000\bar{1}]$ і віссю z вздовж напрямку $[11\bar{2}0]$. Блок містив 4 гвинтові $\langle a \rangle$ дислокації і був періодичним у всіх напрямках (рис. 1а). Розмір блоку становив $400\sqrt{3}a \times 150c \times 4a$, де a – параметр решітки.

Міграцію дислокацій вивчали шляхом деформації зсуву, прикладеної до блоку малими кроками ($\Delta\epsilon = 0,00001$), шляхом зміни геометрії блоку з одночасним масштабуванням атомних координат. Мінімізацію енергії проводили після кожного кроку деформації.

Компоненти напруження ковзання – це σ_{zy} для базисного ковзання та σ_{zx} для призматичного ковзання.

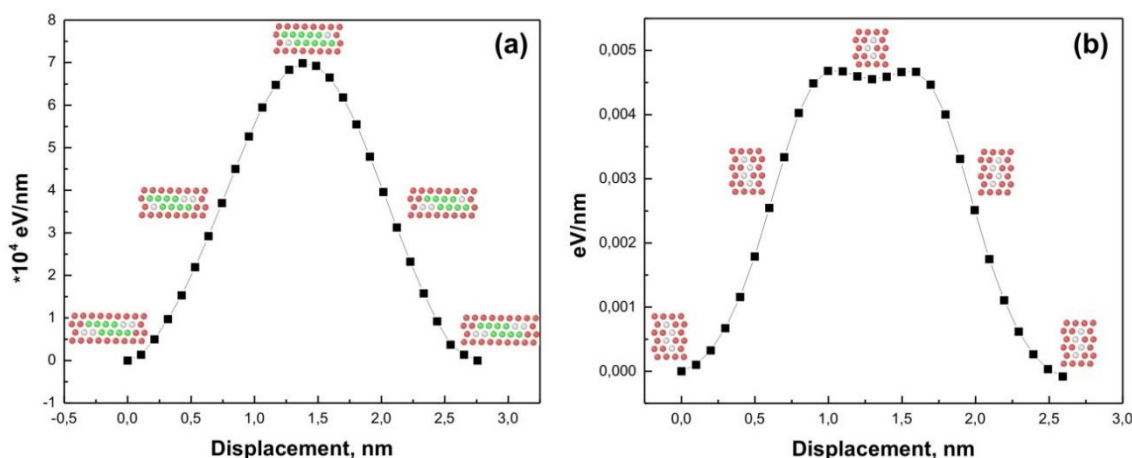


Рис. 2. Бар'єри Пайерлса для базисного ковзання (а) та призматичного ковзання (б) гвинтової $\langle a \rangle$ дислокації. Бар'єри були розраховані в роботі [28] методом підштовхуваних пружних смуг з використанням Sun EAM. Також показано еволюцію основної структури по шляху.

Постійний гідростатичний тиск приклали перед застосуванням напруження зсуву. Тиск застосовували за допомогою анізотропної зміни розміру блоку, щоб отримати $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = p/3$. Критично дозволене напруження зсуву вимірювали при різних рівнях прикладеного тиску.

2.2. Дислокаційні ядра

Гвинтові дислокації з дислокаційною лінією вздовж осі z були вставлені в блок шляхом застосування анізотропного пружного поля, отриманого з аналітичного рішення [30]. Ми обмежили наш розгляд ковзанням гвинтових $\langle a \rangle$ дислокацій (з вектором Бюргера $\mathbf{b} = 1/3[11\bar{2}0]$) на базисній та призматичній площинах. Такий вибір зроблено тому, що гвинтова дислокація визначає пластичну поведінку матеріалу. Відомо, що напруження Пайерлса для крайових дислокацій нижчі, ніж для гвинтових [25, 28, 29]. Отже, саме гвинтові частини дислокаційної петлі уповільнюють розвиток деформації. У випадку потенціалу Kim MEAM було виявлено два типи дислокаційних ядер в залежності від початкового положення центру пружного поля (рис. 1б). Дотримуючись значень введених в [28], позначимо їх як V і C2. Ядро V дисоціюється в базисній площині, і дислокація ковзає вздовж базисної площини в цьому вигляді. Ядро C2 є розширене вздовж призматичної площини і відповідає за призматичне ковзання дислокації. Раніше було виявлено [28], що ядро C2 метастабільне з потенціалом Sun EAM [31], який забезпечує стабільність іншого призматичного типу ядра (C1). Однак для потенціалу Kim MEAM знайдені ядра – базисне ядро V та призматичне ядро C2 – стабільні. Стабільність різних типу ядер пов'язана з

величиною енергій дефектів пакування. Енергія базисного дефекту пакування при нульовому тиску становить 29 мДж/м² для Kim MEAM. Ми не знайшли стабільного призматичного дефекту пакування у випадку потенціалу Kim MEAM. Саме це являється причиною стабільності C2 ядра у випадку Kim MEAM потенціалу і ядра C1, яке містить короткий відрізок дефекту пакування в призматичній площині, у випадку Sun EAM потенціалу.

Раніше було продемонстровано [28] підрахунками методом підштовхуваних пружних смуг (nudged elastic bands – NEB), що міграція ядра В між двома мінімумами в рельєфі Пайерлса не призводить до значного перетворення ядра. Навпаки, міграція ядра C1 (призматичного ядра для потенціалу Sun EAM [28]) супроводжується перетворенням в ядро C2 посередині шляху (див. рис. 2). У випадку Kim MEAM потенціалу змінюється взаємна стабільність ядер, але C1-C2 перетворення також має місце протягом перескоку між двома мінімумами рельєфу Пайерлса. Можна припустити, що перехідна дилатація, δV , є різницею між надлишковими об'ємами, ΔV , ядра C1 і C2 у випадку призматичного ковзання. δV приймається як зміна надлишкових об'ємів ΔV під час ковзання на базисній площині.

3. Результати і обговорення

Залежність критичного дозведеного напруження зсуву від гідростатичного тиску показана на рис. 3а для базисного ковзання та рис. 3б для призматичного ковзання для потенціалу Kim MEAM. При використанні Kim MEAM потенціалу CRSS при 0 К та нульовому тиску становить близько 55 МПа та 105 МПа для базисного та призматичного ковзання, відповідно.

Залежність, яка зображена на рис. 3а демонструє, що критичне напруження для базисного ковзання

залишається практично незмінним. Лише для значень тиску вищих за 1000 МПа спостерігається незначне зниження.

Призматичне ковзання $\langle a \rangle$ дислокації демонструє відмінну поведінку, в порівнянні з базисним ковзанням. Потенціал Kim MEAM прогнозує підвищення CRSS для ядра C2 з підвищенням прикладеного тиску (рис. 3б).

Спробуємо пояснити результати, які приведені на рис. 3. Булатов та ін. [20] запропонували, що зміну критичного напруження внаслідок застосування гідростатичного тиску можна оцінити як

$$\Delta\sigma_p = 2\pi\Delta W_p / b^2, \quad (1)$$

де $\Delta W_p = p\delta V$ – зміна енергії Пайерлса внаслідок роботи гідростатичного тиску p при зміні об'єму системи на δV . δV – це перехідна дилатація, тобто варіація надлишкового об'єму ΔV під час стрибка дислокації між мінімумами рельєфу Пайерлса. На рис. 4 приведені залежності надлишкових об'ємів від прикладеного тиску для двох типів призматичних дислокацій (C1 та C2), а також для базисної дислокації (B). Для базисної дислокації також приведена залежність перехідного об'єму, визначеного методом приведеним в [20], тобто об'єму в момент початку руху дислокації. Перехідна дилатація, δV , була розрахована, як різниця між надлишковим об'ємом ядер C1 і C2 у випадку призматичного ковзання, і різниці між перехідним і рівноважним об'ємом ядра, у випадку базисного ковзання. Як видно з рис. 4, δV збільшується у першому випадку з ростом тиску і зменшується у другому випадку. У випадку базисного ковзання δV навіть змінює знак. Варто зазначити, що позитивні значення δV мають призводити до збільшення напруження Пайерлса, тому що прикладений тиск діє проти розширення ядра дислокації. Навпаки, при негативних значеннях δV тиск буде допомагати подолати бар'єр. Залежності приведені на рис. 3 та 4

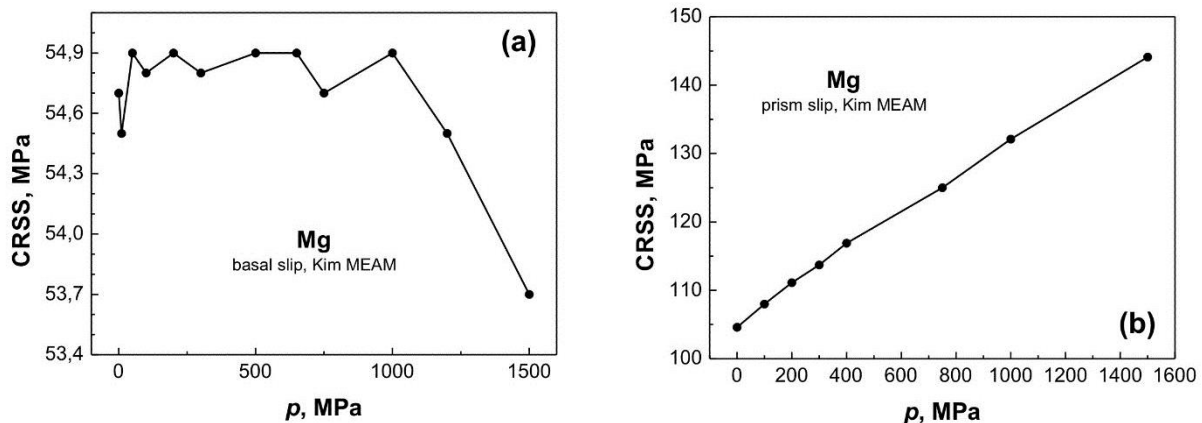


Рис. 3. Залежність CRSS від прикладеного тиску: (а) базисне ковзання; (б) призматичне ковзання.

показують якісну згоду з такою поведінкою. Залежності δV від тиску можна апроксимувати лінійною функцією. Результат такої апроксимації приведений в таблиці 1. Після підстановки у формулу (1) можна дістати оцінку залежності критичного напруження від тиску для базисного і призматичного ковзання. Результат приведений на рис. 5. Знову можна констатувати, що груба оцінка за допомогою формули (1) виявляє ознаки якісної згоди з результатами атомістичного моделювання. Очевидно, не можна очікувати точної кількісної згоди, але можна зробити висновок, що залежність перехідної дилатації ядра дислокації від тиску відіграє ключову роль при зміні критичного напруження ковзання дислокацій.

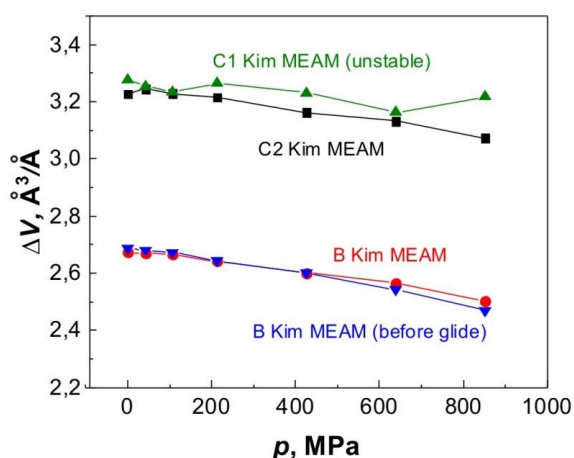


Рис. 4. Залежність надлишкового об'єму дислокації від гідростатичного тиску.

Таблиця 1.

Залежність перехідного розширення ядра δV від тиску, p в МПа

Ковзання	δV	Kim MEAM
базисне	$\alpha p + \beta$	$\alpha = -0.3955e-24$ $\beta = 0.1326e-21$
призматичне	$\gamma p + \delta$	$\gamma = 0.106e-23$ $\delta = 0.16e-21$

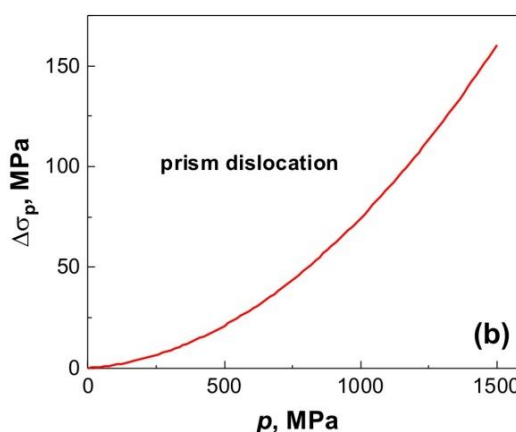
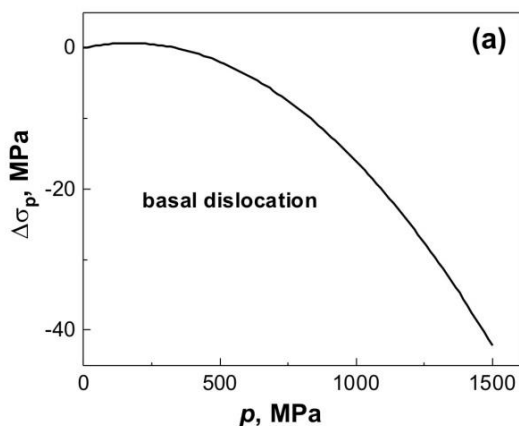


Рис. 5. (а) Залежність зміни критичного напруження від гідростатичного тиску для базисної дислокації; (б) Залежність зміни критичного напруження від гідростатичного тиску для призматичної дислокації.

Висновки

1. Отримані залежності критичного дозволеного напруження зсуву дислокацій від тиску для базисного та призматичного ковзання для потенціалу Kim MEAM при комп'ютерному моделюванні магнію. Встановлено, що застосування тиску може змінити CRSS для базисного та призматичного ковзання гвинтової $\langle a \rangle$ дислокації. CRSS при 0 K та нульовому тиску становить близько 55 МПа та 105 МПа для базисного та призматичного ковзання відповідно. Залежність CRSS для базисного ковзання залишається практично незмінною до 1000 МПа, після чого спостерігається незначне зниження. Призматичне ковзання $\langle a \rangle$ дислокації демонструє підвищення критичного дозволеного напруження зсуву для ядра C2 з підвищенням прикладеного тиску.

2. Ефект зміни критичного дозволеного напруження зсуву залежить від структури дислокаційного ядра в залежності від початкового положення центру пружного поля (В і С2). Ядро В дисоціюється в базисній площині. С2 поширюється вздовж призматичної площини. Було встановлено, що ядро С2 стабільне з потенціалом Kim MEAM під нульовим гідростатичним тиском на відміну від Sun EAM. Така ситуація зумовлена наявністю стабільного призматичного дефекту пакування в потенціалі Sun EAM та його відсутністю у потенціалі Kim MEAM.

3. Було продемонстровано, що залежність критичного дозволеного напруження зсуву від тиску визначається залежністю від тиску перехідної дилатації ядра дислокації. Перехідна дилатація, δV , розрахована, як різниця між надлишковим об'ємом ядер С1 і С2 у випадку призматичного ковзання, і різниця між перехідним і рівноважним об'ємом ядра, у випадку базисного ковзання, збільшується у першому випадку з ростом тиску і зменшується та змінює знак у другому випадку. Оцінка залежності критичного напруження від тиску для базисного і призматичного

ковзання виявляє ознаки якісної згоди з результатами атомістичного моделювання.

Подяка

Ця робота була підтримана двостороннім проєктом мобільності Міністерства освіти, молоді та спорту Чеської Республіки [грант № 8J19UA037] та Міністерства освіти і науки України [грант № 0120U103623]. Ця робота виконана з використанням обчислювальних засобів ґрід-кластера ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна – Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б.І. Веркіна Національної академії наук України.

References/Literature

1. M.M. Avedesian, H. Baker. *Magnesium and Magnesium Alloys*, (ASM International, Materials Park, OH, 1999), 350 p.
2. J.W. Christian, S. Mahajan. *Prog. Mater. Sci.*, **39**, 1 (1995).
3. A. Chapius, J.H. Driver. *Acta Mater.*, **59**, 1986 (2011).
4. H. Asgari, J.A. Szpunar, A.G. Odeshi. *Mater. Des.*, **61**, 26 (2014).
5. M.A. Kumar, I.J. Beyerlein, C.N. Tome. *J. Alloys Comp.*, **695**, 1488 (2016).
6. S. Biswas, S.S. Dhinwal, S. Suwas. *Acta Mater.*, **58**, 3247 (2010).
7. P. Molnar, A. Jager. *Philos. Mag.*, **93**, 3612 (2013).
8. R.Z. Valiev, T.G. Langdon, *Progr. Mater. Sci.*, **51**, 881 (2006).
9. J. Horky, A. Ghaffar, K. Werbach, et. al. *Materials*, **12**, 2460 (2019).
10. C.F. Gu, L.S. Toth, D.P. Field, J.J. Fundenberger, Y.D. Zhang. *Acta Mater.*, **61**, 3027 (2013).
11. F. Kang, J.Q. Liu, J.T. Wang, X. Zhao. *Scripta Mater.*, **61**, 844 (2009).
12. F. Kang, J.Q. Liu, J.T. Wang, et. al. *Int. J. Mat. Res.*, **100**, 1686 (2009).
13. V.V. Stolyarov, R. Lapovok, I.G. Brodova, P.F. Thomson. *Mater. Sci. Eng. A*, **357**, 159 (2003).
14. F.R.N. Nabarro, T.R. Duncan. *Can. J. Phys.*, **45**, 939 (1967).
15. M.S. Duesberry. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **392**, 145 (1984).
16. R. Gröger. *Phil Mag.*, **94**, 2021 (2014).
17. J.A. Barendrecht Jr., W.N. Sharpe. *J. Mech. Phys. Solids*, **21**, 113 (1973).
18. A. Ostapovets, O. Vatazhuk. *Comp. Mater. Sci.*, **142**, 261 (2018).
19. S. Yoshikawa, D. Matsunaka. *Mater. Trans.*, **61**, 127 (2020).
20. V.V. Bulatov, O. Richmond, M.V. Glazov. *Acta mater.*, **47**, 3507 (1999).
21. Y.-M. Kim, N. J. Kim, B.-J. Lee. *CALPHAD*, **33**, 650 (2009).
22. S. Plimpton. *J. Comp. Phys.*, **117**, 1 (1995).
23. A. Stukowski. *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.*, **18**, 015012 (2009).
24. J.A. Yasi, T. Nogat, D.R. Trinkle, et. al. *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.*, **17**, 055012 (2009).
25. Z. Wu, M. Francis, W. Curtin. *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, **23**, 015004 (2015).
26. X.Y. Liu, J.B. Adams, F. Ercolessi, J.A. Moriarty. *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, **4**, 293 (1996).
27. I. Shin, E.A. Carter. *Int. J. Plasticity*, **60**, 58 (2014).
28. A. Ostapovets, O. Vatazhuk. *Low. Temp. Phys.*, **43**, 421 (2017).
29. C.D. Barrett, L.R. Carino. *Integrating Materials and Manufacturing Innovation*, **5**, 9 (2016).
30. J.P. Hirth, J. Lothe. *Theory of dislocations*, New York, McGraw-Hill, 1968, p.780.
31. D.Y. Sun, M.I. Mendeleev, C.A. Becker, et. al. *M. Asta, Phys. Rev. B*, **73**, 024116 (2006).

PACS: 74.72.-h

UDC: 53.092, 537.311.3

Pressure effect on the electrical resistance of $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals

G.Ya. Khadzhaj¹, A.V. Matsepulin¹, A. Chroneos^{2,3}, I.L. Goulatis¹, R.V. Vovk¹

1 Physics Department, V.N. Karazin Kharkiv National University, Svobody Sq. 4, 61077, Kharkiv, Ukraine

2 Faculty of Engineering, Environment and Computing, Coventry University, Priory Street, Coventry CV1 5FB, United Kingdom

3 Department of Materials, Imperial College London, London, SW7 2AZ, United Kingdom

r.vovk2017@gmail.com

ORCID: 0000-0002-2558-495X, 0000-0002-9008-6252

DOI:10.26565/2222-5617-2020-33-05

The effect of hydrostatic pressure up to 12 kbar on the electrical resistance in the basal *ab*-plane of optimally oxygen-doped ($\delta < 0.1$) single crystals $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ moderately doped with praseodymium ($x \approx 0.23$) with a critical temperature $T_c \approx 67$ K. Compared to undoped single-crystal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, doping with praseodymium led to a decrease in the critical temperature by ≈ 24 K with a simultaneous increase in ρ_{ab} (300 K) by $\approx 130 \mu\Omega\text{cm}$. In the region of the transition to the superconducting state, several clearly pronounced peaks are observed on the $d\rho/dT - T$ curves, which indicates the presence of several phases with different critical temperatures in the sample. The application of high hydrostatic pressure leads to an increase in T_c by about 3 K. This increase slows down with increasing pressure, and the baric derivatives, dT_c/dP , decrease from 0.44 K/kbar at atmospheric pressure to 0.14 K/kbar at 11 kbar. The comparatively weak change in the critical temperature under the action of hydrostatic pressure is due to the relatively small value of the orthorhombic distortion, $(a-b)/a$. The change in the baric derivative dT_c/dP upon all-round compression of the sample is due to the fact that, along with an increase in the Debye temperature, the matrix element of the electron-phonon interaction also increases. Possible mechanisms of the effect of high pressure on T_c are discussed taking into account the presence of features in the electronic spectrum of carriers.

Keywords: $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals, doping with praseodymium, hydrostatic pressure, phase separation, baric derivatives.

Вплив тиску на електричний опір монокристалів $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

Г.Я. Хаджай¹, А.В. Мацепулін¹, А. Хронеос^{2,3}, І.Л. Гулатіс¹, Р.В. Вовк¹

1 Фізичний факультет, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи 4, 61022, Харків, Україна

2 Faculty of Engineering, Environment and Computing, Coventry University, Priory Street, Coventry CV1 5FB, United Kingdom

3 Department of Materials, Imperial College London, London, SW7 2AZ, United Kingdom

Досліджено вплив гідростатичного тиску до 12 кбар на електричний опір в базисній *ab*-площині оптимально допованих киснем ($\delta < 0.1$) монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, помірно легованих празеодимом ($x \approx 0.23$) з критичною температурою $T_c \approx 67$ К. Порівняно з нелегованими монокристалічними зразками $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, легування празеодимом призвело до зменшення критичної температури на ≈ 24 К при одночасному збільшенні ρ_{ab} (300 К) на ≈ 130 мкОм·см. В області переходу в надпровідний стан спостерігається кілька чітко виражених піків на кривих $d\rho/dT - T$, що свідчить про присутність в зразку декількох фаз з різними критичними температурами. Високий гідростатичний тиск призводить до зростання T_c приблизно на 3 К. Це зростання сповільнюється при збільшенні тиску, причому баричні похідні, dT_c/dP , зменшуються від 0.44 К/кбар при атмосферному тиску, до 0.14 К/кбар при 11 кбар. Порівняно слабка зміна критичної температури при впливі гідростатичного тиску обумовлена відносно малою величиною орторомбічної дисторсії, $(a-b)/a$. Зміна баричної похідної dT_c/dP при всебічному стиску зразка пов'язана з тим, що поряд зі зростанням температури Дебая, збільшується і матричний елемент електрон-фононної взаємодії. Можливі механізми впливу високого тиску на T_c обговорюються з урахуванням наявності особливостей в електронному спектрі носіїв.

Ключові слова: монокристали $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, легування празеодимом, гідростатичний тиск, поділ фаз, баричні похідні.

Влияние давления на электросопротивление монокристаллов

$Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

Г.Я. Хаджай¹, А.В. Мацепулин¹, А. Хронеос^{2,3}, И.Л. Гулатис¹, Р.В. Вовк¹

1 Физический факультет, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, м. Свободы 4, 61022, Харьков, Украина

2 Faculty of Engineering, Environment and Computing, Coventry University, Priory Street, Coventry CV1 5FB, United Kingdom

3 Department of Materials, Imperial College London, London, SW7 2AZ, United Kingdom

Исследовано влияние гидростатического давления до 12 кбар на электрическое сопротивление в базисной ab -плоскости оптимально допированных кислородом ($\delta < 0.1$) монокристаллов $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, умеренно легированных празеодимом ($x \approx 0.23$) с критической температурой $T_c \approx 67$ К. По сравнению с нелегированными монокристаллическими образцами $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, легирование празеодимом привело к уменьшению критической температуры на ≈ 24 К при одновременном увеличении $\rho_{ab}(300\text{ К})$ на ≈ 130 мкОм·см. В области перехода в сверхпроводящее состояние наблюдается несколько отчетливо выраженных пиков на кривых $dp/dT - T$, что свидетельствует о присутствии в образце нескольких фаз с различными критическими температурами. Приложение высокого гидростатического давления приводит к росту T_c примерно на 3 К. Этот рост замедляется при увеличении давления, причем барические производные, dT_c/dP , уменьшаются от 0.44 К/кбар при атмосферном давлении, до 0.14 К/кбар при 11 кбар. Сравнительное слабое изменение критической температуры при воздействии гидростатического давления обусловлено относительно малой величиной орторомбической дисторсии, $(a-b)/a$. Изменение барической производной dT_c/dP при всестороннем сжатии образца связано с тем, что, наряду с ростом температуры Дебая, увеличивается и матричный элемент электрон-фононного взаимодействия. Возможные механизмы влияния высокого давления на T_c обсуждаются с учетом наличия особенностей в электронном спектре носителей.

Ключевые слова: монокристаллы $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, легирование празеодимом, гидростатическое давление, фазовое разделение, бариновые производные.

Introduction

The use of high hydrostatic pressures continues to be one of the most popular techniques for studying the structural and magnetoresistive characteristics of high-temperature superconducting cuprates (HTSC) [1, 2]. Despite the fact that almost 35 years have passed since the discovery of high-temperature superconductors in 1986 by Bednorz and Müller [3], the microscopic mechanism of this unique physical phenomenon still remains unclear. In this aspect, the hydrostatic pressure allows not only to check the adequacy of the currently existing numerous theoretical models [4], but also to establish the most significant parameters of HTSC structures, which determine their physical characteristics in the normal and superconducting states. Among the HTSC cuprates, the most popular for this kind of research are compounds of the $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($R = Y$ or another rare earth element) system [5, 6]. The critical temperature (T_c) of these compounds, optimally doped with oxygen, is $T_c \approx 90$ К [7] and weakly depends on the nature of R . Importantly, $CeBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ and $TbBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ do not form an ORTO-structure, $PmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ is radioactive, and $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ is not superconductive (the “praseodymium anomaly”) [8,9], despite the presence of an orthorhombic unit cell [10]. Of particular interest are compounds with a partial substitution of Y for Pr , which, leads to a partial suppression of superconductivity [11], and allows the lattice parameters and oxygen stoichiometry of the compound to remain practically unchanged.

Typically in cuprates the dT_c/dP dependence is positive [12], while the $dlnp/dT$ derivative is negative and relatively large [4,13,14]. However, the data presented in studies concerning the effect of pressure on the T_c in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ compounds (see, for example, review [15]) are often contradictory. The registration of both positive and negative values of dT_c/dP were reported, and in some cases, the change of sign of dT_c/dP [15]. Importantly, a significant part of the experimental data was obtained on ceramic, film and textured samples of very different

technological background [4, 13, 15]. In our previous studies [2, 16], we investigated the effect of pressure on the resistive characteristics of low-doped praseodymium ($x \approx 0.05$) single-crystal samples $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. It was determined that, in contrast to stoichiometric $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ samples, the application of high pressure to $Y_{0.95}Pr_{0.05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals leads to a double increase in the value of dT_c/dP [2,16]. In these studies possible mechanisms of the effect of high pressure on T_c , taking into account the presence of features in the electronic spectrum of the carriers were considered [2,16]. In the present study we investigate the effect of hydrostatic pressure on the electrical resistivity in the basal plane of $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with an average ($x \approx 0.23$) concentration of praseodymium and a critical temperature $T_c \approx 67$ К.

Results and discussion

Figure 1 shows the temperature dependences of the electrical resistivity in the basal plane, $\rho_{ab}(T)$, of the $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystal measured at different pressures. Inset (a) shows the resistive transitions to the superconducting state in coordinates $dp/dT - T$. As follows from Fig. 1, the values of T_c and $\rho_{ab}(300\text{ К})$ at atmospheric pressure were 67 К and 331 $\mu\text{Ohm}\cdot\text{cm}$, respectively. Thus, in comparison with undoped single-crystal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ samples [16*], the critical temperature decreased by 24 К with a simultaneous increase in $\rho_{ab}(300\text{ К})$ by ≈ 130 $\mu\text{Ohm}\cdot\text{cm}$, which generally agrees with the literature [8,15]. At present, there are a number of theoretical models devoted to the study of the reasons for the degradation of the superconducting and normal characteristics of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ compounds under the influence of praseodymium impurities [15]. The best known among them are the so-called “hole filling model” [18], “pair breaking phenomena” [19], as well as models assuming the localization of hole carriers and, due to the interaction with praseodymium ions, various mechanisms of rearrangement of band states [15].

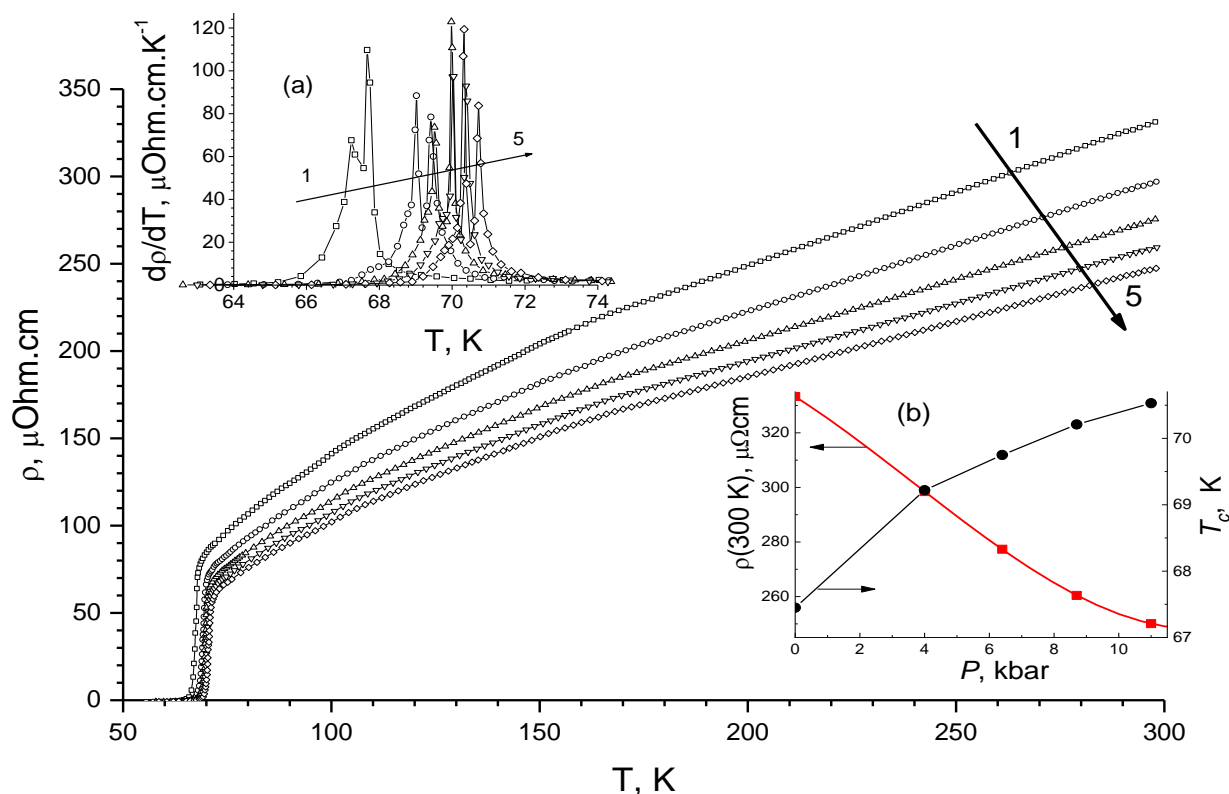


Fig. 1. Temperature dependences of the electrical resistivity in the basal plane, $\rho_{ab}(T)$, of the $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystal measured at pressures 0; 4.1; 6.4; 8.7; 11 kbar - curves 1-5, respectively. Inset (a): resistive transitions to the superconducting state in coordinates $d\rho/dT - T$. Inset (b): pressure dependences of T_c and $\rho_{ab}(300\text{ K})$.

As can be seen from inset (a), on the $d\rho/dT - T$ coordinates in the region of the transition to the superconducting state, there are several clearly pronounced peaks corresponding to the steps in the corresponding dependences shown in Fig. 1. As it was established previously [20, 21], the similar shape of superconducting transitions indicates the presence in the bulk of the experimental sample of several phases with different critical temperatures (T_{c1} и T_{c2}), which, in turn, correspond to the maximum point at each of the peaks. In this case, according to the well-known parabolic dependence [22], each of these phases is characterized by the corresponding concentration of current carriers. As follows from inset (a), an increase in the applied pressure leads to some change in the height and shape of the steps, as well as a shift in temperature of the maximum points. This, can indicate a significant change in the paths of the transport current due to a change in the size and composition of clusters with different T_c . For $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ samples of nonstoichiometric oxygen composition, such phenomena can be observed due to the implementation of the ascending diffusion process in the system [23]. As it can be seen from inset (a), an increase in the applied pressure leads to a significant change in the difference ($T_{c1}-T_{c2}$), which may indicate the retention of the initial phase

separation in our sample. Notably, the oxygen content here was close to stoichiometric, which should minimize the effect of the redistribution of labile oxygen on the above processes. Indeed, as shown previously [7, 24], the application of high pressure in the case of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ samples of stoichiometric composition, as a rule, does not lead to the occurrence of structural relaxation processes, which usually occur due to the diffusion of labile oxygen in the bulk of the sample. Apparently, the phase separation under pressure observed in the present study can be due to a change in the size and composition of clusters characterized by different contents of praseodymium [25]. It should be noted that an increase in the praseodymium content in a local volume element of an experimental sample, as a rule, leads to the effect of a diametrically opposite effect of an increase in the oxygen content. While an increase in the oxygen concentration leads to an increase in T_c and an improvement in the conducting characteristics of an individual phase [23,26], an increase in the praseodymium content contributes to the suppression of conductivity and a decrease in T_c [15,25]. Thus, it can be assumed that the phase separation observed in the $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ compound under the action of high pressure, in contrast to the case of pure $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ samples, is a more complex and ambiguous process.

However, verification of the validity of this assumption requires additional studies of the effect of all-round compression on the critical temperature of $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ compounds, including a wider range of praseodymium concentrations, as well as using structural measurements on the samples with a higher degree of praseodymium doping.

As follows from inset (b) for our sample, dT_c/dP decreases from 0.44 K/kbar near atmospheric pressure to 0.14 K/kbar at 11 kbar, which is slightly less than for the sample with $x \approx 0.3$ [15], but more than for the pure sample $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [7] and the $Y_{0.95}Pr_{0.05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ sample [2,16] As we have already noted previously [16], such a value of the baric derivative dT_c/dP can be explained by the traditional use of the well-known Macmillan formula for a qualitative analysis of the $T_c(P)$ dependences [27]:

$$T_c = \frac{\theta_D}{1.45} \exp\left[-\frac{1.04(1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1+0.62\lambda)}\right], \quad (1)$$

where θ_D is the Debye temperature, μ^* is the screened Coulomb pseudopotential characterizing the repulsion of electrons, λ is the electron-phonon interaction constant, which, in turn, depends on the parameters of the electronic and phonon spectrum of the superconductor:

$$\lambda = \frac{N(\varepsilon_F) \langle I^2(\vec{k} - \vec{k}') \rangle}{M\theta_D^2}, \quad (2)$$

where $N(\varepsilon_F)$ is the density of states at the Fermi level, I is the matrix element of the electron-phonon interaction averaged over the Fermi surface, and M is the mass of the ion.

Under the assumption that upon compression of the sample, along with an increase in the Debye temperature, the matrix element of the electron – phonon interaction also increases [28], the values $dT_c/dP < 0.2$ K/kbar seem to be quite reasonable. Herewith, however, it should be noted that for samples with a praseodymium impurity concentration $x > 0.3$, the absolute value of the baric derivative dT_c/dP can reach values greater than 0.6 [15]. In addition, as noted above, a change in the sign of dT_c/dP was observed in some works. All of the above does not allow us to uniquely interpret the data obtained in the framework of the BCS theory.

At the same time, the relatively weak effect of pressure on the T_c value of samples weakly doped with praseodymium can be explained within the framework of the model assuming the presence of a Van Hove singularity in the spectrum of charge carriers [29, 30], which is characteristic of strongly coupled lattices. As is known, for crystals with high $T_c \approx 90$ K the Fermi level lies in the valley between two peaks of the density of states, while the

density of states at the Fermi level $N(\varepsilon_F)$ significantly depends on the so-called orthorhombic distortion $(a-b)/a$ [29]. An increase in the $(a-b)/a$ ratio leads to an increase in the distance between the peaks of the density of states and, accordingly, to a decrease in $N(\varepsilon_F)$ and T_c . A decrease in the ratio $(a-b)/a$ leads to the convergence of the peaks of the density of states which leads to an increase in $N(\varepsilon_F)$ and T_c . Such a regularity of the change in T_c was observed when studying the effect of uniaxial compression along the a and b axes on the critical temperature of single crystals with $T_c \approx 90$ K [31]. When a load was applied along the a axis, the critical temperature increased and when a load was applied along the b axis, it decreased. Under the influence of hydrostatic pressure, the value of the ratio $(a-b)/a$ changes only slightly, since it is determined only by the difference in compression moduli along the a and b axes. Therefore, the change in the critical temperature under the influence of hydrostatic pressure is relatively small.

For crystals with a low $T_c \approx 60$ K, the Fermi level, due to strong doping with substitutional elements, can be shifted from the middle of the band and located away from the peak of the density of states [32]. Therefore, if the value of the critical temperature is primarily determined by the density of electronic states, then under the action of hydrostatic pressure the Fermi level can shift toward the peak of the density of states, thereby leading to a significant increase in the absolute value of dT_c/dP . Some role in this case can play the specific mechanisms of quasiparticle interaction [33-35] and relaxation of a defective ensemble, which we discussed in more detail in [36]. However, verification of the validity of this assumption requires additional studies of the effect of pressure on the critical temperature of $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ compounds, including a wider range of praseodymium concentrations.

Conclusions

Summarizing the above, we note that hydrostatic pressure does not affect the morphology of a superconducting cluster in a praseodymium-doped $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystal. It was found that, in contrast to the pure $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ samples with the optimal oxygen content, the application of high pressure leads to a triple increase in the value of the baric derivative dT_c/dP . Possible mechanisms of the effect of high pressure on T_c are discussed, taking into account the peculiarities in the electronic spectrum of charge carriers.

References/Literature

1. R.P. Gupta, M. Gupta, Phys. Rev. B, **51**, 11760-11766. (1995).
2. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, E.V. Petrenko, et. al. Scientific Reports, **9**, 20424. (2019). doi.org/10.1038/s41598-019-55959-1.

3. J.G Bednorz, K.A. Muller *Zeitschrift für Physik B*, **64**, 189-193. 1986. doi.org/10.1038/s41598-019-40878-y.
4. R.V. Vovk, A.L Solovjov *Low Temperature Physics*, **44**, 81. (2018). doi.org/10.1063/1.5020905.
5. Chu M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, et. al. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908. (1987).
6. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, et. al. *Physica B*, **493**, 58-67. (2016).
7. A.L. Solovjov, E.V. Petrenko, L.V. Omelchenko, et. al. *Scientific Reports*, **9**, 9274. (2019).
8. D.M. Ginsberg (ed). *Physical properties high temperature superconductors I*. (World Scientific, Singapore, 1989).
9. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhaj, et. al. *Solid State Communications*, **190**, 18-22. (2014). dx.doi.org/10.1016/j.ssc.2014.04.004.
10. A. Chroneos, I.L. Goulatis, R.V. Vovk. *Acta Chim. Slov.*, **54**, 179-184. (2007).
11. G.Ya. Khadzhaj, N.R. Vovk, R.V. Vovk. *Low Temperature Physics*, **40**, 488. (2014). doi.org/10.1063/1.4881197
12. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, et. al. *Journal of Alloys and Compounds*. **453**, 69-74. (2008).
13. L. Mendonca Ferreira, P. Pureur, H. A. Borges, P. Lejay. *Phys. Rev. B*, **69**, 212505. (2004).
14. D.D. Balla, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, et. al. *Low Temp. Phys.*, **23**, 777. (1997).
15. M. Akhavan. *Physica B*, **321**, 265. (2002).
16. G.Ya. Khadzhaj, R.V. Vovk, Z.F. Nazzyrov. *FNT*, **45** (11), 1434-1438. (2019) (Г.Я. Хаджай, Р.В. Вовк, З.Ф. Назыров. *ФНТ*, **45** (11), 1434-1438. (2019)). [In Russian]
17. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhaj, O.V. Dobrovolskiy. *Mod. Phys. Lett. B*, **28**, 1450142. (2014). doi.org/10.1142/S0217984914501425.
18. L. Soderholm, K. Zhang, D.G. Hinks, et. al. *Nature*, **328** (6131), 604. (1987).
19. A. Kebede, C.S. Jee, J. Schwegler, et. al. *Phys. Rev. B*, **40**, 4453. (1989).
20. H.A. Borges, M.A. Continentino, *Solid State Commun.* **80**, 197. (1991).
21. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, et. al. *J Mater Sci: Mater in Electron*, **18**, 811-815. (2007).
22. P.G. Lacayc, R. Hermann, G. Kaestener. *Physica C*, **192**, 207-214. (1992).
23. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhaj, Z.F. Nazzyrov, et. al. *Physica B*, **407**, 4470. (2012).
24. S. Sadewasser, J.S. Schilling, A.P. Paulicas, B.M. Veal. *Phys. Rev. B*, **61** (1), 741-749. (2000).
25. R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, et. al. *Supercond. Sci. Technol.*, **26**, 085017. (2013).
26. M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, A.A. Prodan. *Low Temp. Phys.*, **23**, 882. (1997).
27. W.L. McMillan. *Phys. Rev.*, **167**, 331. (1968).
28. S.R. Evan, V.K. Ratti, B.L. Gyorfyy. *J. Phys. F*, **3** (10), 199-202. (1973).
29. V.M. Gvozdicov. *Physica C*, **235-240**, 2127 (1994).
30. A. Perali, G. Varelogiannis. *Phys. Rev. B*, **61**, 3672. (2000).
31. U. Welp, M. Grimsditch, S. Flesher, et. al. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 2130. (1992).
32. U. Schwingensclögl, C. Schuster. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 253111. (2012).
33. A.J. Matthews, K.V. Kavokin, A. Usher, et. al. *Phys. Rev. B*, **70**, 075317. (2004).
34. P.G. Curran, V.V. Khotkevych, S.J. Bending, et. al. *Phys. Rev. B*, **84**, 104507. (2011).
35. I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, V.I. Tsyganok, A.I. Chervanev, *Low Temp. Phys.*, **20**, 498. (1994).
36. N. Kuganathan, P. Iyngaran, R. Vovk, A. Chroneos. *Scientific Reports*, **9**, 4394. (2019).

PACS 74.00, 01.40.–d

UDC: 538.945

Класична крайова задача про перехід сферичного надпровідника першого роду в нормальний стан при збільшенні прикладеного однорідного магнітного поля (методична розробка)

О.Г. Орт, М.Р. Вовк

*Фізичний факультет, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи 4, 61022, Харків, Україна
nikolayvovk94@gmail.com*

ORCID: 0000-0001-8697-4452

DOI:10.26565/2222-5617-2020-33-06

В рамках класичної (не квантової) електродинаміки суцільних середовищ і модифікованої (спрощеної) нелокальної піппардівської електродинаміки однорідних надпровідників першого роду повно і математично строго (з урахуванням ефекту проникнення і точних граничних умов) вирішена складна крайова задача про перехід макроскопічного сферичного надпровідника першого роду в проміжний і нормальний стани при збільшенні прикладеного магнітного поля.

Основною метою цієї роботи є самоузгоджена і точна постановка крайової задачі, а також її математично строгі рішення з урахуванням поверхневих ефектів і нелокальності піппардівських надпровідників першого роду.

Новим у вирішенні даної задачі є те, що поверхневі явища описуються в ній на підставі модифікованої (спрощеної) нелокальної піппардівської електродинаміки.

Показано, що ігнорування поверхневих ефектів в теорії низькотемпературних надпровідників може привести не тільки до кількісних помилок, але і до невірних якісних висновків.

На підставі строгого рішення крайової задачі і визначення розподілу результуючого магнітного поля у всьому просторі (всередині і поза надпровідною кулею) зроблені висновки про характер переходу макроскопічного сферичного надпровідника першого роду в проміжний і нормальний стани, які узгоджуються з висновками, отриманими раніше іншими авторами при використанні ними різного роду наближених моделей і методів.

Оскільки наукові результати отримано авторами шляхом строгого і самоузгодженого рішення точно поставленої крайової задачі, то робота безумовно представляє теоретичний і методичний інтереси.

Ключові слова: сферичний надпровідник, магнітне поле, проміжний стан, нормальний стан, локальна лондонівська електродинаміка, нелокальна піппардівська електродинаміка, ефект Мейсснера-Оксенфельда, глибина проникнення, крайова задача, диференціальні рівняння, граничні умови.

The classical boundary problem of the transition of a spherical type-I superconductor to the normal state with increasing of the applied uniform magnetic field (methodical development)

O.G. Ort, M.R. Vovk

Physics Department, V.N. Karazin Kharkiv National University, Svobody Sq. 4, 61022, Kharkiv, Ukraine

A complicated boundary value problem of the transition of a macroscopic massive spherical type-I superconductor to the intermediate and normal state with increasing of the applied uniform magnetic field has been solved. Taking into account a penetration effect and exact boundary conditions the boundary problem has been solved completely and rigorously within the framework of the classical (non-quantum) electrostatics of continuous mediums and the modified (simplified) nonlocal Pippard electrostatics of spatially homogenous type-I superconductors.

The principal object of this work is a self-consistent and exact setting of the boundary value problem and also its mathematically rigorous solution taking into account surface effects and nonlocality of Pippard type-I superconductors.

The solution novelty is a description of the surface effects within the framework of the modified (simplified) nonlocal Pippard electrostatics.

It is shown that disregarding for the surface effects in a theory of low-temperature superconductors can lead not only to computational mistakes, but also to incorrect qualitative conclusions.

The conclusions about nature of the transition of a macroscopic spherical type-I superconductor to the intermediate and normal state have been drawn on the ground of a rigorous solution of the boundary problem and determination of the total magnetic field distribution in the whole space (inside and outside the superconducting sphere). These conclusions are in agreement with those, which have been drawn earlier by other authors on the ground of different approximate models and methods.

Since the scientific results have been obtained by the authors on the basis of rigorous and self-consistent solution of the exactly set boundary problem, the work is undoubtedly of theoretical and methodical interest.

Keywords: spherical superconductor, magnetic field, intermediate state, normal state, local London electrostatics, nonlocal Pippard electrostatics, Meissner-Ochsenfeld effect, penetration depth, boundary value problem, differential equations, boundary conditions.

Классическая краевая задача о переходе сферического сверхпроводника первого рода в нормальное состояние при увеличении приложенного однородного магнитного поля (методическая разработка)

А.Г. Орт, Н.Р. Вовк

Физический факультет, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы 4, 61022, Харьков, Украина

В рамках классической (не квантовой) электродинамики сплошных сред и модифицированной (упрощённой) нелокальной пиппардовской электродинамики однородных сверхпроводников первого рода полно и математически строго (при учёте эффекта проникновения и точных граничных условий) решена сложная краевая задача о переходе макроскопического массивного сферического сверхпроводника первого рода в промежуточное и нормальное состояние при увеличении приложенного однородного магнитного поля.

Основной целью настоящей работы является самосогласованная и точная постановка краевой задачи, а также её математически строгое решение при учёте поверхностных эффектов и нелокальности пиппардовских сверхпроводников первого рода.

Новым в решении данной задачи является то, что поверхностные явления описываются в ней на основании модифицированной (упрощённой) нелокальной пиппардовской электродинамики.

Показано, что игнорирование поверхностных эффектов в теории низкотемпературных сверхпроводников может привести не только к количественным ошибкам, но и к неверным качественным выводам.

На основании строгого решения краевой задачи и определения распределения результирующего магнитного поля во всём пространстве (внутри и вне сверхпроводящего шара) сделаны выводы о характере перехода макроскопического сферического сверхпроводника первого рода в промежуточное и нормальное состояние, которые согласуются с выводами, полученными ранее другими авторами при использовании ими различного рода приближённых моделей и методов.

Поскольку научные результаты получены авторами путем строгого и самосогласованного решения точно поставленной краевой задачи, то работа безусловно представляет теоретический и методический интерес.

Ключевые слова: сферический сверхпроводник, магнитное поле, промежуточное состояние, нормальное состояние, локальная лондонская электродинамика, нелокальная пиппардовская электродинамика, эффект Мейснера-Оксенфельда, глубина проникновения, краевая задача, дифференциальные уравнения, граничные условия.

Список умовних позначень, скорочень і термінів

Однорідне прикладене магнітне поле – однорідне зовнішнє магнітне поле, створене за допомогою соленоїда зовні НП – зразка. Структура і силові характеристики прикладеного магнітного поля не залежать від наявності або відсутності НП – зразка [4]

НП – Надпровідник

НП – матеріали – Надпровідні матеріали

НП – метал – Надпровідний метал

НП 1-го (2-го) роду – Надпровідник першого (другого) роду

НП – стан – Надпровідний стан

НП – струм – Надпровідний струм

НП – електрони – Надпровідні електрони, тобто електрони, об'єднані в куперівські пари

НП – куля – Надпровідна куля

Сферичний НП 1-го (2-го) роду – Сферичний надпровідник першого (другого) роду, або НП – куля

НП – зразок – Надпровідний зразок

Однорідний НП – зразок – НП – зразок, у якого концентрація НП – електронів однакова в усьому його об'ємі: $n_s \neq n_s(\vec{r})$; $n_s = const$

Однозв'язний НП – зразок – Надпровідне тіло, в якому можна довільний замкнутий контур стягнути в точку, ніде не перетинаючи при цьому меж тіла. Іншими словами, в однозв'язному тілі немає

наскрізних отворів. Тор (тороїд) – приклад двозв'язного тіла [5]

N – шар – Нормальний шар, або шар металу з нормальною провідністю

N – фаза – Нормальна фаза, або область металу з нормальною провідністю

S – шар – Надпровідний шар металу

S – фаза – Надпровідна фаза, або область металу, що має надпровідні властивості.

Локальна лондонівська електродинаміка надпровідників – Феноменологічна локальна ($\lambda_L \gg \xi_0$) теорія надпровідності Фріца і Гейнца Лондонів (1935)

Нелокальна піппардівська електродинаміка надпровідників – Феноменологічна нелокальна ($\lambda_L \ll \xi_0$) теорія надпровідності Піппарда А.Б. (1953)

Теорія БКШ – Мікроскопічна квантова теорія надпровідності Бардіна-Купера-Шріффера (1957)

q – частинка – Протяжна ($\xi_0 \sim 10^{-4}$ см) куперівська пара, утворена двома скорельованими електронами, які мають рівні за абсолютною величиною і протилежні за напрямком імпульси і спіни

ХФ – Хвильова функція

ДР – Диференціальне рівняння

3 – простір – Фізичний евклідовий 3-вимірний простір E_3

Вступ

Задача про поведінку сферичного НП 1-го роду (НП – кулі) при збільшенні прикладеного однорідного магнітного поля $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z$ до критичних значень є однією з класичних задач фізики низькотемпературних надпровідників.

Складність теоретичного аналізу цієї задачі в разі макроскопічної (масивної) НП – кулі обумовлена тим, що результуюче (самоузгоджене) зовнішнє ($r > R$) магнітне поле $\vec{B}^e(\vec{r}) = \vec{B}_0 + \vec{B}_s^e(\vec{r})$, де $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z = const$ – статичне однорідне прикладене магнітне поле, що генерується зовнішніми джерелами (напр., соленоїдом), $\vec{B}_s^e(\vec{r})$ – зовнішнє ($r > R$) магнітне поле замкнутих екрануючих НП – струмів $\vec{j}_s(\vec{r})$, циркулюючих в тонкому приповерхневому шарі НП – кулі; є суттєво неоднорідним і має різні значення в різних місцях поблизу поверхні НП – кулі.

Складність теоретичного рішення даної задачі спонукала багатьох дослідників нехтувати поверхневими ефектами, вводити допоміжні величини, які не мають чіткого і ясного фізичного сенсу, і користуватися різного роду формальними моделями.

Хоча подібний модельний підхід і дозволяє в деяких випадках задовільно описувати результати експериментів, однак, в цілому він викликає почуття незадоволення. При такому моделюванні не розкривається природа фізичних явищ і механізм фізичних процесів, а самі формально-еквівалентні моделі мають дуже обмежену сферу застосування. Більш того, як буде показано нижче, зневага поверхневими ефектами і використання надмірно спрощених моделей може привести не тільки до кількісних, а й до грубих якісних помилок.

У даній роботі класична крайова задача про перехід макроскопічного сферичного НП 1-го роду в проміжний і нормальний стани при збільшенні однорідного прикладеного магнітного поля $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z$ вирішується строгими математичними методами в рамках класичної електродинаміки суцільних середовищ і модифікованої (спрощеної) нелокальної піппардівської електродинаміки надпровідників.

При строгому і самоузгодженому рішенні крайової задачі враховується ефект проникнення результуючого (самоузгодженого) магнітного поля

$\vec{B}(\vec{r})$ в тонкий приповерхневий шар НП – кулі, враховуються також і замкнуті екрануючі НП – струми, що реально протікають в тонкому приповерхневому шарі НП – кулі, з рішення диференціальних рівнянь магнітостатики надпровідників знаходиться розподіл результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ всередині ($r \leq R$) і зовні ($r > R$) НП – кулі, а константи інтегрування визначаються з точних граничних умов для вектора \vec{B} .

В роботі не використовуються ніякі допоміжні величини, в тому числі і вектор напруженості магнітного поля $\vec{H}(\vec{r})$, який в разі неоднорідного ($\vec{B} = \vec{B}(\vec{r})$) результуючого магнітного поля не має чіткого і ясного фізичного сенсу.

Єдиною фундаментальною фізичною величиною, яка використовується в роботі, є вектор $\vec{B}(\vec{r})$, який входить у вираз для сили Лоренца $\vec{F}_L = \frac{q}{c} [\vec{v}, \vec{B}]$ і, таким чином, визначає силову дію магнітного поля.

Сформовані історично назви «вектор напруженості магнітного поля» і «вектор магнітної індукції \vec{B} » в роботі не використовуються, оскільки ці назви не тільки не мають ніякого фізичного сенсу, але і можуть ввести в оману. Замість загальноприйнятої назви «вектор магнітної індукції \vec{B} » в роботі використовується назва «вектор результуючого магнітного поля \vec{B} », яке, на нашу думку, точніше відображає фундаментальний характер істинного магнітного поля.

На основі розподілу результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ всередині ($r \leq R$) і поза ($r > R$) НП – кулю, отриманого з математично строгого рішення крайової задачі, аналізується характер переходу макроскопічного НП 1-го роду в проміжний і нормальний стани при збільшенні однорідного прикладеного магнітного поля \vec{B}_0 . Робиться висновок про те, що якщо величина однорідного прикладеного магнітного поля \vec{B}_0 лежить в інтервалі значень $\frac{2}{3} B_{cm} \leq B_0 < B_{cm}$, де B_{cm} – критичне значення однорідного прикладеного магнітного поля, при якому довгий тонкий циліндричний НП 1-го роду, розташований паралельно вектору \vec{B}_0 , повністю переходить в нормальний стан; то макроскопічний сферичний НП 1-го роду, знаходиться в проміжному

стані, який представляє собою тонкі S – і N – шари, що перемежуються, а також паралельні вектору \vec{B}_0 . При цьому зовнішнє магнітне поле проходить через N – шари.

Новим у вирішенні даної крайової задачі є те, що поверхневі ефекти описуються в ній за допомогою методів модифікованої (спрощеної) нелокальної піппардівської електродинаміки, що дозволило обійтися наочними фізичними моделями і елементарними математичними викладками.

Методична цінність цієї роботи полягає у тому, що наукові результати отримано в ній методом строгого і самоузгодженого рішення коректно і точно поставленої крайової задачі, в якій враховується ефект проникнення результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ в тонкий приповерхневий шар НП - кулі, а також нелокальність макроскопічного сферичного НП 1-го роду.

Постановка задачі носить найбільш природний характер, а також найточніше відображає природу даних фізичних явищ і реальний механізм фізичних процесів. Обраний спосіб опису (замкнуті НП – струми $\vec{j}_s(\vec{r})$, вектор результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$, піппардівська глибина проникнення λ_p) також найбільш адекватно і точно відображають властивості реальної фізичної системи (макроскопічний сферичний НП 1-го роду в однорідному прикладеному магнітному полі).

Тому робота представляє безумовний теоретичний і методичний інтереси, а її результати можуть бути використані при підготовці лекційних курсів та написанні методичних посібників з дисциплін «Класична електродинаміка суцільних середовищ» і «Введення в фізику надпровідників».

1. Огляд літературних джерел

Задача про поведінку макроскопічного сферичного НП 1-го роду при збільшенні однорідного прикладеного магнітного поля \vec{B}_0 розглядалася в багатьох роботах [1-11,14].

У роботах [1-7] аналізувалася отримана в припущенні виконання повного ефекту Мейсснера-Оксенфельда ($\vec{B}^i = 0$) наближена формула (в наших позначеннях)

$$B_s^e \approx \frac{B_0}{(1 - N_H)} \approx \frac{3}{2} B_0, \quad (1.1)$$

де B_s^e - величина результуючого магнітного поля поза ($r > R$) НП – кулею поблизу її «екватора», N_H - розмагнічуючий фактор (коефіцієнт розмагнічування), який для НП – кулі дорівнює $N_H^{(u)} = \frac{1}{3}$.

На підставі (1.1) був зроблений висновок про те, що при виконанні умови

$$B_0 \geq \frac{2}{3} B_{cm} \quad (1.2)$$

сферичний НП 1-го роду переходить в проміжний стан, при якому N – і S – фази повинні співіснувати, оскільки на «екваторі» НП – кулі критичне значення магнітного поля вже досягнуто ($B_s^e \approx B_{cm}$), тоді як на решті поверхні НП – кулі (напр., на «полюсах») результуюче магнітне поле ще не досягло критичної позначки.

Таким чином, в цих роботах були підтверджені якісні міркування про те, що характер переходу макроскопічного НП – зразка в проміжний стан визначається його формою, а сам перехід можливий тільки в неоднорідному результуючому магнітному полі $\vec{B}(\vec{r})$.

Більш строгі дослідження задачі про поведінку НП – кулі в однорідному прикладеному магнітному полі \vec{B}_0 наведено в роботах [8-10], де вирішується крайова задача в зовнішній області ($r > R$) без урахування ефекту проникнення ($\vec{B}^i = 0$).

Поза ($r > R$) НП – кулею результуюче магнітне поле задовольняє рівнянням

$$\Delta \vec{B}^e(\vec{r}) = 0, \quad (1.3)$$

$$\text{div} \vec{B}^e(\vec{r}) = 0, \quad (1.4)$$

з граничними умовами

$$B_r^e|_{r=R} = 0, \quad (1.5)$$

$$\vec{B}^e(\vec{r}) \rightarrow \vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z = \text{const при } r \rightarrow \infty. \quad (1.6)$$

Рішення рівняння (1.3), що задовольняє граничним умовам (1.5) - (1.6), в сферичній системі координат $\{r, \theta, \alpha\}$ має (в наших позначеннях) наступний вигляд

$$\begin{cases} B_r^e(r, \theta) = B_0 \cos \theta + \frac{2M \cos \theta}{r^3}, & (1.7) \\ B_\theta^e(r, \theta) = -B_0 \sin \theta + \frac{M \sin \theta}{r^3}, & (1.8) \\ B_\alpha^e(r, \theta) = 0, \quad (r > R), \end{cases}$$

де

$$M \approx -\frac{B_0 R^3}{2}. \quad (1.9)$$

З формул (1.7) - (1.9) випливає, що на «полюсах» ($\theta = 0, \theta = \pi$) НП – кулі

$$B_r^e(R, 0) = B_r^e(R, \pi) = 0, \quad (1.10)$$

$$B_\theta^e(R, 0) = B_\theta^e(R, \pi) = 0, \quad (1.11)$$

тоді як на «екваторі» ($\theta = \frac{\pi}{2}$):

$$B_r^e\left(R, \frac{\pi}{2}\right) = 0, \quad (1.12)$$

$$B_\theta^e\left(R, \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{3}{2}B_0. \quad (1.13)$$

З формули (1.13) випливає, що при

$$B_0 < \frac{2}{3}B_{cm} \quad (1.14)$$

НП – куля проявляє властивості ідеального діаманетика і повністю «витісняє» результуюче магнітне поле зі свого об'єму ($\vec{B}^i = 0$) (див. рис. 1.).

З рис. 1. видно, що на поверхні ($r = R$) і поблизу НП – кулі результуюче магнітне поле є сильно неоднорідним, ($\vec{B}^e(\vec{r}) = \vec{B}_0 + \vec{B}_s^e(\vec{r})$), а далеко від НП – кулі (при $r \rightarrow \infty$) переходить в однорідне прикладене магнітне поле $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z = const$.

З формул (1.10) – (1.13) робиться висновок про те, що якщо значення B_0 лежить в інтервалі

$$\frac{2}{3}B_{cm} \leq B_0 < B_{cm}, \quad (1.15)$$

то макроскопічний сферичний НП 1-го роду буде перебувати в проміжному стані, який представляє

собою тонкі N – і S – шари, що перемежуються та паралельні вектору \vec{B}_0 . При цьому зовнішнє магнітне поле проходить через N – шари (див. рис.2).

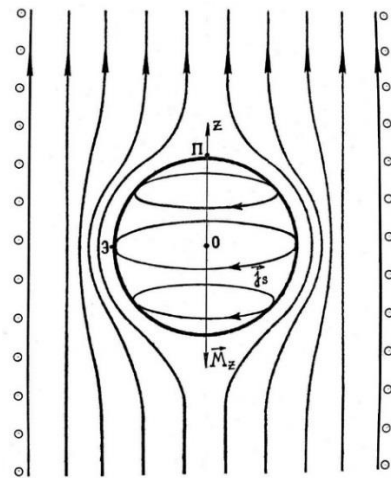


Рис. 1. Макроскопічна НП – куля в слабкому ($B_0 < \frac{2}{3}B_{cm}$) однорідному прикладеному магнітному полі $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z = const$ (повний ефект Мейсснера-Оксенфельда: $\vec{B}^i = 0$)

Зауважимо, що Рис. 2. носить схематичний характер, оскільки в проміжному стані НП – куля розщеплюється на велику кількість тонких N – и S – шарів, що чередуються між собою, граничні поверхні яких завжди паралельні вектору \vec{B}_0 . При цьому, однак, в загальному випадку ці шари зовсім не є плоскими.

Однак, і в роботах [8-10] передбачається повне «витіснення» результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ з об'єму НП – кулі ($\vec{B}^i = 0$), що не допускає коректного опису поверхневих ефектів.

Найбільш строгий підхід до дослідження поведінки НП – кулі в однорідному прикладеному магнітному полі \vec{B}_0 базується на точному вирішенні крайової задачі про розподіл результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ як поза ($r > R$), так і всередині ($r \leq R$) НП – кулі.

Відповідь до вирішення такої задачі наведено в роботах [11-13]. Однак, з цих робіт не ясно, який зміст вкладають автори в вектори \vec{H} і \vec{B} та які граничні умови при цьому використовують. Зауважимо також, що в статті Дж. Бардіна [11], а також в популярних задачниках [12] і підручнику [13] формули наведені з помилками.

В роботі [14] наведено найбільш строгі і повне рішення крайової задачі про перехід макроскопічної

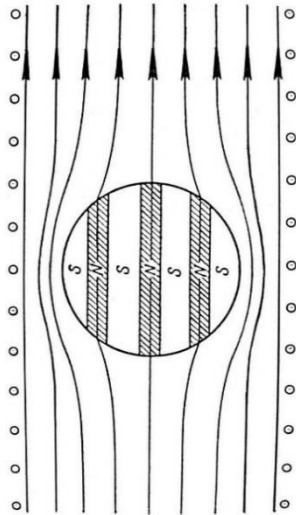


Рис. 2. Розщеплення макроскопічної НП – кулі в магнітному полі ($\frac{2}{3} B_{cm} \leq B_0 < B_{cm}$) на N – і S – шари (проміжний стан)

($R \gg \lambda_L$, де λ_L – лондонівська глибина проникнення) НП – кулі в проміжний стан. Проте, автори [14] не дають визначення «мікроскопічному полю $\vec{h}(\vec{r})$ », яке вони використовують, не обґрунтовують вибір граничних умов і не вказують методів рішень диференціальних рівнянь. Крім того, автори [14] використовують результати рішення крайової задачі, поставленої в рамках локальної ($\lambda_L \gg \xi_0$, де ξ_0 – довжина когерентності, або довжина кореляції між станами вільних електронів, яку в однорідних надпровідниках при $T = 0 K$ можна трактувати як середній розмір куперівської пари) лондонівської електродинаміки НП 2-го роду, для аналізу характеру переходу макроскопічної ($R \gg \lambda_L$) НП – кулі в проміжний стан.

Проте, як відомо (див. напр., [10]), в проміжний стан можуть переходити тільки НП 1-го роду, які можуть бути коректно описані тільки в рамках нелокальної ($\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0$) піппардівської електродинаміки надпровідників або інших нелокальних теорій надпровідності.

Ця помилка носить принциповий (якісний характер). Проблема полягає в тому, що локальні ($\lambda_L \gg \xi_0$) лондонівські надпровідники представляють собою НП 2-го роду, які при збільшенні однорідного прикладеного магнітного поля \vec{B}_0 переходять не в проміжний, а в змішаний стан (фазу Шубнікова, або вихоровий стан).

Тому коректний підхід полягає в тому, що задачу треба з самого початку вирішувати в рамках нелокальної ($\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0$) піппардівської електродинаміки НП 1-го роду, знайти розподіл результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ всередині ($r \leq R$) і поза ($r > R$) НП – кулею, як функцію від піппардівської глибини проникнення λ_p , а вже потім для випадку макроскопічної ($\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0 \ll R$) НП – кулі робити граничний перехід $\frac{\lambda_p}{R} \rightarrow 0$.

2. Аналіз рівнянь магнітостатики надпровідників і граничних умов для вектора \vec{B} , що враховують ефект проникнення

За відсутності ($\vec{j}^e = 0$) нормальних струмів провідності (транспортних струмів) рівняння магнітостатики надпровідників мають такий вигляд [15]:

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{B}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_s(\vec{r}), & (2.1) \\ \text{div } \vec{B}(\vec{r}) = 0, & (2.2) \end{cases}$$

де $\vec{B}(\vec{r})$ – вектор макроскопічного результуючого (самоузгодженого) магнітного поля, яке представляє собою справжнє (точне) мікроскопічне магнітне поле $\vec{B}^-(\vec{r})$, усереднене в околі точки \vec{r} по області, розміри якої малі в порівнянні з розмірами НП – зразка L , але великі в порівнянні з відстанями Δx порядку сталої кристалічної ґратки \vec{a} : $\vec{B}(\vec{r}) = \langle \vec{B}^-(\vec{r}) \rangle$; $\vec{j}_s(\vec{r})$ – вектор об'ємної густини макроскопічного замкнутого індукваного екрануючого НП – струму, що протікає в тонкому приповерхневому шарі НП – зразка і представляє собою аналогічним чином усереднену мікроскопічну справжню (точну) об'ємну густину НП – струму $\vec{j}_s^-(\vec{r})$: $\vec{j}_s(\vec{r}) = \langle \vec{j}_s^-(\vec{r}) \rangle$.

У магнітостатиці граничні умови для компонент відповідних векторів на поверхні розділу двох середовищ (магнетиків) можна отримати стандартним методом [6] обчислення відповідних інтегралів.

У випадку магнітостатики надпровідників визначимо граничні умови для нормальних компонент вектора \vec{B} з рівняння (2.2).

В якості замкнутої поверхні інтегрування на кордоні надпровідник – вакуум виберемо прямий круговий циліндр (рис. 3).

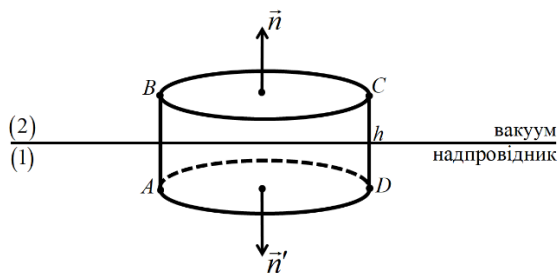


Рис. 3. Замкнена поверхня інтегрування на кордоні надпровідник – вакуум

Приймаючи до уваги рівняння (2.2), скористаємося теоремою Остроградського-Гауса:

$$\int_{(V)} (\operatorname{div} \vec{B}) dV = \oint_{(S)} \vec{B} d\vec{S} = \oint_{(S)} B_n dS = 0, \quad (2.3)$$

звідки випливає, що при $AB = CD = h \rightarrow 0$ (див. Рис. 3) маємо $B_{1n} - B_{2n} = 0$, або

$$B_n^i \Big|_{cp} = B_n^e \Big|_{cp}. \quad (2.4)$$

Відзначимо, що гранична умова (2.4) має місце тільки при врахуванні ефекту проникнення результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ в тонкий приповерхневий шар надпровідника. Якщо ж знехтувати ефектом проникнення ($\vec{B}^i = 0$), то гранична умова для B_n матиме вигляд:

$$B_n^e \Big|_{cp} = 0. \quad (2.5)$$

В якості замкнутого контуру інтегрування (L) на кордоні надпровідник - вакуум виберемо прямокутник $ABCD$ (див. Рис. 4).

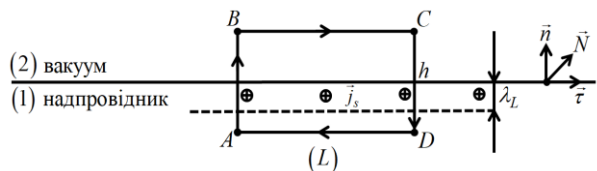


Рис. 4. Замкнений контур інтегрування на кордоні надпровідник – вакуум.

На рис. 4. $\vec{n}, \vec{\tau}$ і $\vec{N} = [\vec{n}, \vec{\tau}]$ – одиничні взаємоортогональні вектори.

Візьмемо поверхневі інтеграли по поверхні (S) , обмеженої контуром $(L) \equiv ABCD$, від обох частин рівняння (2.1):

$$\int_{(S)} (\operatorname{rot} \vec{B}) d\vec{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{(S)} \vec{j}_s d\vec{S}. \quad (2.6)$$

НП – струм $\vec{j}_s(\vec{r})$, що протікає в тонкому приповерхневому шарі НП – зразка, що має малу, але кінцеву ($\lambda_L \neq 0$) глибину, трактуємо як об'ємний струм (а не як поверхневий!).

Оскільки об'ємний НП – струм $\vec{j}_s(\vec{r})$ протікає в тонкому приповерхневому шарі кінцевої ($\lambda_L \neq 0$) глибини, то при $AB = CD = h \rightarrow 0$ маємо:

$$\int_{(S)} \vec{j}_s d\vec{S} = 0. \quad (2.7)$$

Тоді, враховуючи (2.7) і застосовуючи до лівої частини рівняння (2.6) теорему Стокса, отримаємо:

$$\int_{(S)} (\operatorname{rot} \vec{B}) d\vec{S} = \oint_{(L)} \vec{B} d\vec{l} = 0. \quad (2.8)$$

При $AB = CD = h \rightarrow 0$ (див. Рис. 4) з (2.8) випливає, що $B_{2\tau} - B_{1\tau} = 0$, або

$$B_{\tau}^i \Big|_{cp} = B_{\tau}^e \Big|_{cp}. \quad (2.9)$$

Таким чином, на поверхні НП – зразка весь вектор результуючого магнітного поля \vec{B} (з урахуванням ефекту проникнення!) виявляється безперервним [15].

Якщо знехтувати ефектом проникнення і перейти до границі $\lambda_L \rightarrow 0$ і $\vec{B}^i \rightarrow 0$, то тоді від об'ємної щільності НП – струму $\vec{j}_s(\vec{r})$ слід перейти до лінійної щільності поверхневого струму \vec{i}_s . При цьому зміниться і результат обчислення поверхневих інтегралів у формулі (2.6):

$$\oint_{(L)} \vec{B} d\vec{l} \Big|_{(h \rightarrow 0)} = l_{BC} \cdot B_{\tau}^e \Big|_{cp} - l_{BC} \cdot B_{\tau}^i = l_{BC} \cdot B_{\tau}^e \Big|_{cp}, \quad (2.10)$$

Оскільки у границі $\lambda_L = 0$ маємо $\vec{B}^i = 0$.

$$\frac{4\pi}{C} \int_{(S)} \vec{j}_s d\vec{S} = \frac{4\pi}{C} \vec{I} = \frac{4\pi}{C} (i_s \cdot l_{BC}), \quad (2.11)$$

де $\vec{I}_{(L)}$ - повний НП – струм, що протікає через поверхню, обмежену контуром $(L) = ABCD$; i_s - лінійна густина поверхневого НП – струму.

Підставляючи (2.10) і (2.11) в (2.6), отримаємо

$$B_{\tau}^e \Big|_{zp} = \frac{4\pi}{C} i_s, \quad (2.12)$$

тоді як

$$B_{\tau}^i \Big|_{zp} = 0. \quad (2.13)$$

Відзначимо, що і в граничному випадку ($\lambda_L = 0, \vec{B}^i = 0$), коли $R \gg \lambda_L$, не можна покласти $i_s = 0$, тому що однорідне прикладене магнітне поле \vec{B}_0 індукує збудження в НП – зразку замкнутих екрануючих НП – струмів. Таким чином, існування в однозв'язному НП – зразку (при наявності в просторі однорідного прикладеного магнітного поля $\vec{B}_0 \neq 0$!) замкнутих індукованих НП – струмів носить об'єктивний характер незалежно від того, трактується вони як об'ємні, або ж, як поверхневі НП – струми.

Слід також зауважити, що результуюче магнітне поле $\vec{B}(\vec{r})$ не може бути повністю «витіснене» з усього об'єму НП 1-го роду, тому що це означало б, що на геометричній поверхні НП – зразка магнітне поле стрибком падає від значення $B_{\tau}^e \Big|_{zp} \neq 0$ до нуля. Для забезпечення такого стрибка магнітного поля поверхневий струм i_s повинен мати нескінченну густина, що неможливо. Тому спрощена формальна модель, в якій нехтується ефектом проникнення (тобто покладається, що $\lambda_L = 0$ і $\vec{B}^i = 0$), а індуковані результуючим магнітним полем $\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_0 + \vec{B}_s^e(\vec{r})$ замкнуті екрануючі НП – струми трактуються як поверхневі, є неточною і суперечливою.

У деяких випадках виявляється більш зручним замість вектора $\vec{B}(\vec{r})$ використовувати векторний потенціал $\vec{A}(\vec{r})$:

$$\text{rot } \vec{A}(\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}), \quad (2.14)$$

який задовольняє калібрувальній умові

$$\text{div } \vec{A}(\vec{r}) = 0. \quad (2.15)$$

Перейдемо від двох ДР 1-го порядку (2.1) – (2.2) до одного еквівалентного ДР 2-го порядку для вектору $\vec{A}(\vec{r})$. З огляду на (2.15), отримаємо

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{B} &= \text{rot}(\text{rot } \vec{A}) = [\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}, \vec{A}]] = \\ &= \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A} = -\Delta \vec{A}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Тоді підставляючи (2.16) в рівняння (2.1), отримаємо два еквівалентних рівняння для векторного потенціалу $\vec{A}(\vec{r})$: рівняння Пуассона

$$\Delta \vec{A}(\vec{r}) = -\frac{4\pi}{C} \vec{j}_s(\vec{r}), \quad (2.17)$$

або ж рівняння

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{A}(\vec{r})) = \frac{4\pi}{C} \vec{j}_s(\vec{r}). \quad (2.18)$$

3. Основи феноменологічної теорії надпровідності Фріца і Гейнца Лондонів (1935)

Теорія надпровідності Лондонів (далі НП – теорія) феноменологічно описує лінійну електродинаміку локальних ($\lambda_L \gg \xi_0$) НП 2-го роду в слабких електромагнітних полях.

НП – теорія побудована в рамках дворідинної моделі надпровідників К.Я. Гортера і Х. Казіміра (1933), в якій всі вільні електрони в НП – зразку розглядаються, як сукупність надпровідної і нормальної електронних компонент:

$$n = n_s + n_n, \quad (3.1)$$

де n – концентрація (густина) вільних електронів в металевому НП – зразку, n_s – концентрація НП – електронів, n_n – концентрація нормальних (ненадпровідних) електронів.

Співвідношення між концентраціями n_s і n_n залежить від температури $T(K)$:

$$n \geq n_s \geq 0 \quad (3.2)$$

при $0 \leq T \leq T_c$, де T_c – критична температура НП – зразка, при якій руйнується НП – стан.

У статичному випадку ($\vec{B}_0 \neq \vec{B}_0(t)$) електричний струм створюється тільки НП – електронами, тому що вони рухаються крізь НП – зразок без жодного тертя.

НП – теорія є класичною теорією, котра не враховує квантові ефекти, і тому не пояснює причину виникнення замкнутих екрануючих НП – струмів в НП – зразку, який знаходиться в статичному (!) однорідному прикладеному магнітному полі ($\vec{B}_0 \neq \vec{B}_0(t)$), і не розкриває мікроскопічний механізм надпровідності.

НП – теорія використовує наближення локальної електродинаміки: зв'язок між об'ємною густиною НП – струму $\vec{j}_s(\vec{r})$ і вектором $\vec{B}(\vec{r})$ носить локальний характер, тобто значення $\vec{j}_s(\vec{r})$ визначається значенням вектора $\vec{B}(\vec{r})$ в тій самій точці \vec{r} . Це означає, що носії НП – струму (протяжні куперівські пари, середній розмір яких визначається довжиною кореляції ξ_0) в рамках НП – теорії трактуються як точкові q – частинки.

Область застосування НП – теорії обмежена випадком слабких електромагнітних полів: передбачається, що результуюче електричне поле $\vec{E}(\vec{r})$ і результуюче магнітне поле $\vec{B}(\vec{r})$ настільки малі, що не роблять помітного впливу на концентрацію НП – електронів n_s .

Нехтується також просторовою зміною концентрації НП – електронів ($n_s \neq n_s(\vec{r})$) і передбачається, що n_s однакова у всьому об'ємі НП – зразка (тобто розглядаються тільки однорідні НП – зразки):

$$n_s = const. \quad (3.3)$$

Незважаючи на досить обмежену область своєї застосовності, НП – теорія дозволяє описати основні властивості надпровідників: відсутність опору постійному струму, ефект Мейсснера – Оксенфельда і ефект експоненційного загасання слабого ($B_0 < B_{c1}$, де B_{c1} – перше критичне поле НП 2-го роду) результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ в тонкому приповерхневому шарі НП – зразка.

З 1-го рівняння Лондонів

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \Lambda \frac{d\vec{j}_s(\vec{r}, t)}{dt}, \quad (3.4)$$

де $\Lambda = \frac{m_e}{n_s e^2}$ – параметр Лондона, $\vec{j}_s = en_s \vec{v}_s$ – об'ємна густина НП – струму; з цього випливає, що в

стаціонарному стані $\left(\frac{d\vec{j}_s}{dt} = 0 \right)$ результуюче електричне поле всередині НП – зразка дорівнює нулю ($\vec{E}^i = 0$).

Друге рівняння Лондонів може бути представлено в п'яти різних формах:

$$\Delta \vec{j}_s(\vec{r}) - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{j}_s(\vec{r}) = 0, \quad (3.5)$$

$$\vec{j}_s(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{A}(\vec{r}), \quad (3.6)$$

$$\text{rot } \vec{j}_s(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{B}(\vec{r}), \quad (3.7)$$

$$\Delta \vec{A}(\vec{r}) - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{A}(\vec{r}) = 0, \quad (3.8)$$

$$\Delta \vec{B}(\vec{r}) - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}(\vec{r}) = 0, \quad (3.9)$$

де

$$\lambda_L = \left[\frac{m_e c^2}{4\pi n_s e^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.10)$$

λ_L – лондонівська глибина проникнення (при $T = 0 \text{ K}$).

Відомо, що вибір векторного потенціалу \vec{A} неоднозначний, оскільки перехід до іншого вектор-потенціалу \vec{A}' за формулою

$$\vec{A} = \vec{A}' + \vec{\nabla} a(\vec{r}), \quad (3.11)$$

де $a(\vec{r})$ – довільна однозначна скалярна функція, що не змінює величини результуючого магнітного поля:

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} = \text{rot } \vec{A}',$$

тому що $\text{rot}(\vec{\nabla} a(\vec{r})) = 0$.

Всі спостережувані фізичні величини повинні залишатися незмінними при калібрувальному перетворенні (3.11).

Очевидно, що рівняння (3.6) і (3.8) не є калібрувально-інваріантними, і тому вони будуть вірними тільки при спеціальному виборі калібрування.

Таке спеціальне (лондонівське) калібрування векторного потенціалу \vec{A} має наступний вигляд [5]:

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{A}(\vec{r}) = 0, & (3.12) \\ \vec{A} \cdot \vec{n} = 0, & (3.13) \end{cases}$$

де \vec{n} – одиничний вектор зовнішньої нормалі до поверхні НП – зразка.

За допомогою рівнянь магнітостатики надпровідників (2.1) – (2.2) і умов лондонівського калібрування (3.12) – (3.13) можна легко здійснювати переходи між рівняннями (3.5) – (3.9).

Слід також зазначити, що з рівняння (3.6) і калібрувальної умови (3.12) випливає нерозривність (замкнутість) ліній НП – струму

$$\operatorname{div} \vec{j}_s(\vec{r}) = 0 \quad (3.14)$$

і відсутність джерел НП – струму.

Дійсно, з рівняння безперервності

$$\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_q(\vec{r}) = 0, \quad (3.15)$$

де $\rho_q = qn_q = (2e) \left(\frac{n_s}{2} \right) = en_s$, $\vec{j}_q = qn_q \vec{v}_q = (2e) \times \left(\frac{n_s}{2} \right) \vec{v}_s = en_s \vec{v}_s = \vec{j}_s$, і умови (3.14) випливає, що $\rho_q = qn_q = en_s = \text{const}$.

Крім того, з рівняння (3.6) і каліброваної умови (3.13) випливає, що індуковані замкнуті екрануючі НП – струми $\vec{j}_s(\vec{r})$ завжди течуть уздовж поверхні НП – зразка ($\vec{j}_s = \vec{j}_{sr}$) і не можуть (при відсутності зовнішніх ланцюгів і контактів, що підводять транспортні струми) втікати в НП - зразок під прямим кутом ($j_{sn} = 0$).

Якщо перше рівняння Лондонів (3.4) являє собою другий закон Ньютона для НП – електронів і описує нескінченну провідність НП – зразка, то друге рівняння Лондонів просто інтуїтивно угадано. Коректність другого рівняння Лондонів доводиться тим, що воно разом з рівняннями магнітостатики надпровідників правильно описує основні властивості надпровідників, однак, його походження з точки зору класичної електродинаміки залишається неясним.

Найбільш загадковим з точки зору законів класичної електродинаміки є те, що постійне в часі ($\vec{B}_0 \neq \vec{B}_0(t)$) однорідне прикладене магнітне поле індукує в НП – зразку збудження замкнутих екрануючих НП – струмів $\vec{j}_s(\vec{r})$, тобто трансформує хаотичний тепловий рух вільних електронів

провідності в упорядкований макроскопічний рух [1]. Індукований постійним однорідним прикладеним магнітним полем $\vec{B}_0 \neq \vec{B}_0(t)$ замкнутий екрануючий

НП – струм $\vec{j}_s(\vec{r})$ являє собою бездисипативний квантовий струм, який по своїй природі є близьким до мікроскопічних квантових струмів (наприклад, до «орбітальних» електронних струмів в атомах і молекулах), однак носить макроскопічний характер.

Можна показати (див., напр., [16, 17]), що в нерелятивістській квантовій механіці вираз для густини електричного струму $\vec{j}_q(\vec{r})$ заряджених квантових частинок (що мають заряд q і масу m_q) в полі векторного потенціалу $A(\vec{r})$ має наступний вигляд

$$\vec{j}_q(\vec{r}) = i \frac{q\hbar}{2m_q} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi) - \frac{q^2}{m_q c} (\psi \psi^*) \vec{A}(\vec{r}). \quad (3.16)$$

Перший доданок в (3.16)

$$\vec{j}_{par} = i \frac{q\hbar}{2m_q} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi) \quad (3.17)$$

являє собою густину «парамагнітного» струму, що виникає за рахунок зміни («деформації») в 3 – просторі ψ – функції (хвильової функції) q – частинок.

Другий доданок в (3.16)

$$\vec{j}_{dia} = - \frac{q^2}{m_q c} (\psi \psi^*) \vec{A}(\vec{r}) \quad (3.18)$$

являє собою «діамагнітний» струм, обумовлений наявністю в 3 – просторі поля векторного потенціалу $\vec{A}(\vec{r})$.

Таким чином, джерелом струму (спрямованого потоку) заряджених квантових частинок, що знаходяться в статичному однорідному прикладеному магнітному полі \vec{B}_0 , може служити як неоднорідність хвильової функції заряджених квантових частинок ($\psi = \psi(\vec{r}); \vec{\nabla} \psi(\vec{r}) \neq 0; \vec{\nabla} \psi^*(\vec{r}) \neq 0$), так і поле векторного потенціалу $\vec{A}(\vec{r})$.

Явище надпровідності має чисто квантову природу і його неможливо пояснити в рамках класичної електродинаміки суцільних середовищ. Тому покажемо, як можна отримати друге рівняння Лондонів (3.6), виходячи з сучасних квантових уявлень про природу надпровідності.

Грунтуючись на висновках мікроскопічної квантової теорії надпровідності (БКШ), можна зробити такі припущення:

1) Носіями НП – струму $\vec{j}_s(\vec{r})$ є заряджені квантові q -частинки (куперівські пари), що володіють рівним нулю сумарним імпульсом

$$\vec{P}_q = \vec{P}_{e1} + \vec{P}_{e2} = 0 \quad (3.19)$$

і рівним нулю сумарним спіном

$$\vec{S}_q = \vec{S}_{e1} + \vec{S}_{e2} = 0. \quad (3.20)$$

Парування вільних НП – електронів в куперівській парі можливо тільки при низьких температурах ($T < T_c$) і пояснюється тим, що кулонівське відштовхування вільних електронів екранується на міжатомних відстанях позитивно зарядженими іонами у вузлах кристалічної ґратки, а обмінна взаємодія між вільними НП – електронами, які спаровуються між собою, обумовлена «обміном» віртуальними фононами (квантами поля збурень рівноважної структури кристалічної ґратки) і носить характер дуже слабкого тяжіння.

Довжину кореляції ξ_0 між станами двох вільних НП – електронів при $T = 0 \text{ K}$ можна трактувати як середню довжину куперівських пар. Оцінимо порядок величини ξ_0 .

Вільні електрони, будучи ферміонами $\left(S_e = \frac{\hbar}{2}\right)$ і підкоряючись статистиці Фермі – Дірака, при $T = 0 \text{ K}$, відповідно до принципу Паулі, займають на енергетичній діаграмі всі нижні енергетичні рівні аж до найвищого рівня з максимальною енергією $\varepsilon_{\max} = \varepsilon_F$, де ε_F – енергія Фермі.

У надпровідності бере участь тільки невелика кількість вільних електронів, енергії яких відрізняються лише на малу величину $\sim k_B T_c$ від енергії Фермі:

$$\Delta E \sim k_B T_c, \quad (3.21)$$

де $k_B T_c \ll \varepsilon_F$.

Зі співвідношення невизначеності Гейзенберга

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (3.22)$$

можна отримати довжину кореляції ξ_0 вільних електронів через розкид значень їх імпульсів:

$$\xi_0 \sim \frac{\hbar}{\Delta p}. \quad (3.23)$$

Для найпростішого випадку ізотропного квадратичного закону дисперсії

$$E(p) = \frac{p^2}{2m_e} \quad (3.24)$$

маємо

$$\Delta E = \frac{p_F \cdot \Delta p}{m_e} = v_F \cdot \Delta p. \quad (3.25)$$

Тоді з (3.23), (3.25) і (3.21) отримаємо [9]:

$$\xi_0 \sim \frac{\hbar v_F}{k_B T_c}. \quad (3.26)$$

Якщо для оцінки ξ_0 прийняти [5] $v_F \sim 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}$, $T_c \sim 1 \text{ K}$, то

$$\xi_0 \sim 10^{-4} \text{ см}. \quad (3.27)$$

Таким чином, середній розмір куперівської пари ξ_0 істотно перевищує сталу кристалічної ґратки $\bar{a} \sim 10^{-8} \text{ см}$ і середню відстань між НП – електронами в НП – металі [1]:

$$\bar{r}_{ee} \sim n_s^{-1/3} \sim (10^{18})^{-1/3} \sim 10^{-6} (\text{см}). \quad (3.28)$$

Сильне перекриття куперівських пар в фізичному 3 – просторі істотно змінює характер звичайної бозе – ейнштейнівської конденсації ізольованих «точкових» бозонів, і, зокрема, призводить до появи в енергетичному спектрі елементарних збуджень надпровідника енергетичної щільності [1], ширина $\Delta_0 = \Delta(T = 0 \text{ K})$ якої визначається енергією зв'язку спарених електронів:

$$\Delta_0 \approx \frac{|E_{cs}|}{2}.$$

Наявність в спектрі елементарних збуджень надпровідника енергетичної щільності Δ_0 (зони

заборонених енергій, яка відділяє основний найнижчий енергетичний рівень, на якому знаходяться конденсатні куперівські пари, від енергетичних рівнів одиночних елементарних збуджень, на які можуть потрапляти поодинокі розпаровані електрони) обумовлює стійкість куперівських пар до розриву під дією малих збурень і є достатньою умовою для виникнення НП – стану.

Оскільки q – частинки являють собою стійкі зв'язані стани двох спарених електронів, які безперервно розсіюються один на одному, проте, в кожен момент часу мають рівні по абсолютній величині і протилежні за направленням імпульси і антипаралельні спіни, то q – пари можна трактувати як бозони ($\vec{S}_q = 0$), які підкоряються статистиці Бозе – Ейнштейна і мають тенденцію займати один і той самий квантовий стан з одним і тим же мінімальним значенням імпульсу ($\vec{p}_q = 0$) і з однією і тією самою мінімальною енергією.

В силу визначення дебройлівської довжини хвилі $\lambda_B = h / p_q$ умова (3.19) ($\vec{p}_q = 0$) обумовлює необмежену просторову протяжність хвильових функцій q – частинок. При цьому сильне взаємне перекриття хвильових функцій всіх q – частинок призводить до утворення когерентного (узгодженого) бозе – конденсату q – частинок.

Квантовий стан кожної окремої q – частинки, а також і всього когерентного бозе – конденсату q – частинок, можна описувати однією і тією ж макроскопічною хвильовою функцією

$$\psi(\vec{r}) = n_q^{1/2}(\vec{r}) e^{i\theta(\vec{r})}, \quad (3.29)$$

де $n_q(\vec{r}) = \frac{n_s(\vec{r})}{2}$; $\theta(\vec{r})$ – фаза ХФ.

Саме той факт, що q – частинки є бозонами ($\vec{S}_q = 0$) і можуть накопичуватися в одному квантовому стані з одними і тими ж енергією і імпульсом, дозволяє нормувати ХФ на концентрацію q – частинок:

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = n_q = \frac{n_s}{2}. \quad (3.30)$$

2) Припустимо, що слабке ($B_0 < B_{c1}$) прикладене однорідне магнітне поле практично не впливає на концентрацію q – частинок:

$$n_q \neq n_q(\vec{r}), \text{ або } n_q = const. \quad (3.31)$$

Тоді ХФ бозе – конденсату q – частинок має вигляд

$$\psi(\vec{r}) = n_q^{1/2} \cdot e^{i\theta(\vec{r})}. \quad (3.32)$$

3) Будемо використовувати наближення локальної ($\lambda_L \gg \xi_0$) електродинаміки надпровідників, тобто протяжні куперівські пари будемо розглядати як «точкові» q – частинки.

Тоді підставивши (3.32) в формулу (3.16) і враховуючи, що $q = 2e$, $m_q = 2m_e$, $n_q = \frac{n_s}{2} = const$, отримаємо:

$$\vec{j}_s(\vec{r}) = \frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \left[\frac{\Phi_0}{2\pi} \vec{\nabla} \theta(\vec{r}) - \vec{A}(\vec{r}) \right], \quad (3.33)$$

де $\Phi_0 = \frac{hc}{2e}$ – квант магнітного потоку.

Рівняння (3.33) являє собою квантове узагальнення другого рівняння Лондонів (3.6) для однорідних ($n_s \neq n_s(\vec{r})$) НП.

Рівняння (3.33) задовольняє умову градієнтної інваріантності (тобто рівняння (3.33) є інваріантним по відношенню до калібровочного перетворення (3.11)). Тому для однозв'язного НП – зразка (без наскрізних отворів) вибором відповідного калібрування векторного потенціалу $\vec{A}(\vec{r})$ завжди можна перейти до дійсної ХФ ψ [5]. Тоді, вважаючи, що в рівнянні (3.33) $\theta = 0$ і переходячи до дійсної ХФ, отримуємо друге рівняння Лондонів (3.6). Таким чином, перехід до «жорсткої» ($|\psi|^2 = \psi\psi^* = \frac{n_s}{2} = const$) дійсної ($\theta = 0$)

ХФ ψ , для якої виконуються умови $\vec{\nabla} \psi = \vec{\nabla} \psi^* = 0$, еквівалентний переходу до класичної (не квантової) електродинаміки надпровідників.

Оскільки явище надпровідності носить виключно квантовий характер, то найбільш природним способом отримання другого рівняння Лондонів (яке грає роль матеріального рівняння зв'язку і не є фундаментальним канонічним рівнянням) уявляється саме перехід від точних квантових моделей до наближених класичних моделей.

4. Узагальнення локальної ($\lambda_L \gg \xi_0$) лондонівської електродинаміки надпровідників на нелокальний ($\lambda_L \ll \xi_0$) випадок

Як відомо [5] до НП 1-го роду відносяться надпровідники, для яких виконується нерівність

$\lambda_L < 0.71\xi_0$. Обмежимося розглядом НП 1-го роду, для яких виконується сильна нерівність:

$$\lambda_L \ll \xi_0. \quad (4.1)$$

Тоді (у разі НП 1-го роду) поверхнева енергія $\sigma_{ns}^{(I)}$ границі поділу між N – та S – фазами додатна [5]:

$$\sigma_{ns}^{(I)} > 0. \quad (4.2)$$

Це означає, що для утворення NS – границі необхідно підводити енергію. Таким чином умова (4.2) перешкоджає розшаруванню НП – зразка на дуже тонкі S – шари і N – шари, які чергуються між собою при його переході в проміжний стан.

Однак, хоча надпровідникам 1-го роду енергетично і не вигідно розшаровуватися на дуже велику кількість S – і N – шарів, які перемежуються між собою, проте, для НП – зразків певної форми (оскільки перехід НП 1-го роду в проміжний стан можливий тільки в неоднорідному результуючому магнітному полі $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r})$) і в достатньо сильних однорідних прикладених магнітних полях \vec{B}_0 таке розшарування відбувається за рахунок енергії прикладеного магнітного поля (а точніше, за рахунок енергії генератора однорідного прикладеного магнітного поля \vec{B}_0).

Істотна нелокальність ($\lambda_L \ll \xi_0$) НП 1-го роду вказує на непридатність локальної ($\lambda_L \gg \xi_0$) лондонівської електродинаміки надпровідників для опису властивостей НП 1-го роду. Однак, можна показати, [8, 5], що локальна ($\lambda_L \gg \xi_0$) лондонівська теорія надпровідності допускає узагальнення на нелокальний ($\lambda_L \ll \xi_0$) випадок, а друге рівняння Лондонів (3.6) при цьому легко модифікується.

Рівняння (3.6) може бути застосовано тільки в тому випадку, якщо розміри ξ_0 куперівських пар (протяжних q -частинок) істотно менше характерної довжини, на якій відбувається зміна векторного потенціалу $\vec{A}(\vec{r})$, тобто істотно менше лондонівської глибини проникнення ($\xi_0 \ll \lambda_L$).

Замінімо локальне ($\lambda_L \gg \xi_0$) рівняння (3.6) на нелокальне ($\lambda_L \ll \xi_0$) рівняння, яке встановлює зв'язок між НП – струмом $\vec{j}_s(\vec{r})$ і векторним потенціалом $\vec{A}(\vec{r})$, який в нелокальних ($\lambda_L \ll \xi_0$) НП

1-го роду сильно змінюється на довжині куперівської пари ξ_0 .

У деякому наближенні будемо вважати, що результуюче магнітне поле $\vec{B}(\vec{r})$ і в нелокальному випадку загасає вглиб надпровідника також за експоненційним законом, але проникає в товщу НП на іншу глибину. Позначимо цю нову глибину проникнення λ_p і будемо називати її піппардівською глибиною проникнення.

Таким чином, на q -частинку (протяжну куперівську пару) «діаметром» ξ_0 векторний потенціал $\vec{A}(\vec{r})$ діє тільки на глибину $\lambda_p \ll \xi_0$. Оскільки тільки частка q -

частинки $\left(\frac{\lambda_p}{\xi_0}\right)$ «сприймає» дію поля векторного потенціалу $\vec{A}(\vec{r})$, то можна припустити, що дія $\vec{A}(\vec{r})$ на протяжну q – частинку в нелокальному випадку менш ефективна. Тому густина НП – струму $\vec{j}_s(\vec{r})$

буде менше в $\left(\frac{\xi_0}{\lambda_p}\right)$ разів. Підставивши цей коефіцієнт в рівняння (3.6), отримаємо

$$\vec{j}_s(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \left[\frac{\lambda_p}{\xi_0} \right] \vec{A}(\vec{r}). \quad (4.3)$$

Якщо це рівняння записати у вигляді

$$\vec{j}_s(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_p^2} \vec{A}(\vec{r}), \quad (4.4)$$

то отримаємо експоненційний закон загасання $\vec{A}(\vec{r})$, $\vec{B}(\vec{r})$ і $\vec{j}_s(\vec{r})$ на глибині проникнення λ_p .

Порівняння рівнянь (4.3) і (4.4) дає (див., напр., [8, 5]):

$$\lambda_p = (\lambda_L^2 \xi_0)^{1/3}. \quad (4.5)$$

З (4.5) випливає, що λ_p задовольняє наступним сильним нерівностям

$$\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0. \quad (4.6)$$

Зауважимо, що такий наближений підхід справедливий тільки для макроскопічних (масивних) НП – зразків. Наприклад, для макроскопічного сферичного НП 1-го роду повинна виконуватися умова

$$\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0 \ll R, \quad (4.7)$$

де R - радіус НП – кулі.

Таким чином, для нелокального узагальнення локальної лондонівської електродинаміки (в разі макроскопічних НП – зразків) достатньо у всіх формулах (3.5) – (3.9) замінити λ_L на λ_p :

$$\Delta \vec{j}_s(\vec{r}) - \frac{1}{\lambda_p^2} \vec{j}_s(\vec{r}) = 0, \quad (4.8)$$

$$\vec{j}_s(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_p^2} \vec{A}(\vec{r}), \quad (4.9)$$

$$\text{rot } \vec{j}_s(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_p^2} \vec{B}(\vec{r}), \quad (4.10)$$

$$\Delta \vec{A}(\vec{r}) - \frac{1}{\lambda_p^2} \vec{A}(\vec{r}) = 0, \quad (4.11)$$

$$\Delta \vec{B}(\vec{r}) - \frac{1}{\lambda_p^2} \vec{B}(\vec{r}) = 0, \quad (4.12)$$

де $\lambda_p = (\lambda_L^2 \xi_0)^{1/3}$; $\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0$.

Рівняння нелокальної ($\lambda_p \ll \xi_0$) піппардівської електродинаміки (4.8) – (4.12), також як і рівняння локальної ($\lambda_L \gg \xi_0$) лондонівської електродинаміки (3.5) – (3.9), описують тільки однорідні ($n_s \neq n_s(\vec{r})$), тобто $n_s = \text{const}$ по всьому об'єму НП – зразка) надпровідники, що робить рівняння (4.8) – (4.12) непридатними для детального опису структури проміжного стану.

Оскільки для детального опису проміжного стану НП 1-го роду необхідно враховувати наявність границі поділу між S – і N – фазами, то точна кількісна теорія повинна описувати неоднорідні ($n_s = n_s(\vec{r})$) НП.

В якості таких теорій можна використовувати феноменологічну квантову теорію надпровідності Гінзбурга - Ландау (1950) або точну мікроскопічну квантову теорію БКШ (1957).

Проте, модифікована (спрощена) піппардівська електродинаміка НП 1-го роду, будучи дуже простою класичною (не квантовою) теорією, дозволяє встановити саму можливість переходу макроскопічного (4.7) сферичного НП 1-го роду в проміжний стан і навіть зробити деякі чисельні оцінки.

Основне рівняння нелокальної ($\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0$) піппардівської теорії НП 1-го роду (4.9) – (4.10) являє собою матеріальне рівняння, яке пов'язує об'ємну густину НП – струму $\vec{j}_s(\vec{r})$ з результируючим магнітним

полем $\vec{B}(\vec{r})$ і тим самим замикає максвеллівську систему рівнянь магнітостатики надпровідників (2.1) – (2.2).

5. Розв'язання задачі про розподіл результируючого магнітного поля $\vec{B}^i(\vec{r})$ по об'єму НП – кулі

($r \leq R$), що знаходиться в слабкому ($B_0 < \frac{2}{3} B_{cm}$)

однорідному прикладеному магнітному полі \vec{B}_0

Застосувавши операцію rot до обох частин рівняння (4.10) і скориставшись рівнянням (2.1), отримаємо рівняння для знаходження об'ємної густини НП – струму $\vec{j}_s(\vec{r})$:

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{j}_s(\vec{r})) + \frac{1}{\lambda_p^2} \vec{j}_s(\vec{r}) = 0. \quad (5.1)$$

Підставивши розв'язок $\vec{j}_s(\vec{r})$ рівняння (5.1) в рівняння (4.10)

$$\vec{B}^i(\vec{r}) = -\frac{4\pi\lambda_p^2}{c} \text{rot } \vec{j}_s(\vec{r}), \quad (5.2)$$

отримаємо розподіл результируючого магнітного поля $\vec{B}^i(\vec{r})$ всередині ($r \leq R$) НП – кулі.

Такий підхід є найбільш простим і ефективним, оскільки з міркувань симетрії (див. рис.1) вектор $\vec{j}_s(\vec{r})$ має в сферичній системі координат $\{r, \theta, \alpha\}$ тільки одну відмінну від нуля компоненту:

$$j_{s\alpha} \neq 0; \quad j_{sr} = j_{s\theta} = 0, \quad (5.3)$$

де $j_{s\alpha} \neq j_{s\alpha}(\alpha)$, оскільки індуковані однорідним прикладеним магнітним полем $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z = \text{const}$ замкнуті (кругові) НП – струми $\vec{j}_s(\vec{r})$, що протікають в тонкому приповерхневому шарі НП – кулі, мають аксіальну симетрію.

Оскільки об'ємна густина НП – струму $j_{s\alpha}$ повинна бути максимальна на «екваторі» НП – кулі і дорівнює нулю на його «полюсах», то компонента $j_{s\alpha}$ може залежати від полярного кута θ тільки через $\sin \theta$. Нарешті, оскільки і вектор $\vec{B}^i(\vec{r})$, і НП – струм $\vec{j}_s(\vec{r})$ експоненційно загасають при зменшенні координати r (при просуванні вглиб НП – кулі), то розв'язок рівняння (5.1) природно шукати у вигляді:

$$j_{s\alpha}(r, \theta) = f(r) \cdot \sin \theta. \quad (5.4)$$

Підставляючи компоненти (5.3) – (5.4) в формули для компонент вектора $(\text{rot } \vec{j}_s(r, \theta))$ в сферичній системі координат [12], отримаємо:

$$\left\{ \begin{aligned} (\text{rot } \vec{j}_s)_r &= \frac{2f(r)\cos\theta}{r}, & (5.5) \\ (\text{rot } \vec{j}_s)_\theta &= -\frac{\sin\theta}{r}(f(r) + rf'(r)), & (5.6) \\ (\text{rot } \vec{j}_s)_\alpha &= 0. & (5.7) \end{aligned} \right.$$

Тоді ще раз, підставляючи компоненти (5.5) – (5.7) нового вектора $(\text{rot } \vec{j}_s)$ в ті ж формули [12] для $\text{rot}(\text{rot } \vec{j}_s)$, отримаємо

$$(\text{rot}(\text{rot } \vec{j}_s))_r = 0, \quad (5.8)$$

$$(\text{rot}(\text{rot } \vec{j}_s))_\theta = 0, \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} (\text{rot}(\text{rot } \vec{j}_s))_\alpha &= -\frac{\sin\theta}{r}(2f'(r) + rf''(r)) + \\ &+ \frac{2f(r) \cdot \sin\theta}{r^2}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Підставляючи (5.10) і (5.4) в рівняння (5.1), отримаємо

$$\frac{d^2 f(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{df(r)}{dr} - \left[\frac{2}{r^2} + \frac{1}{\lambda_p^2} \right] f(r) = 0. \quad (5.11)$$

Введемо позначення $k^2 = \frac{1}{\lambda_p^2}$ і зробимо заміну $f(r) = r^{-1/2} \varphi(r)$:

$$\varphi''(r) + \frac{1}{r} \varphi'(r) - \left[k^2 + \frac{(1+1/2)^2}{r^2} \right] \varphi(r) = 0. \quad (5.12)$$

Зробивши заміну $r = \frac{\rho}{k}$, отримаємо:

$$\varphi''(\rho) + \frac{1}{\rho} \varphi'(\rho) - \left[1 + \frac{(1+1/2)^2}{\rho^2} \right] \varphi(\rho) = 0. \quad (5.13)$$

Рівняння (5.13) являє собою ДР Бесселя, розв'язком якого є дійсні модифіковані функції Бесселя від напівцілого індексу $\nu = (1+1/2)$ [18]:

$$I_{(n+1/2)}(\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \rho^{(n+1/2)} \frac{d^n}{(\rho d\rho)^n} \left(\frac{sh\rho}{\rho} \right), \quad (5.14)$$

$$I_{-(n+1/2)}(\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \rho^{(n+1/2)} \frac{d^n}{(\rho d\rho)^n} \left(\frac{ch\rho}{\rho} \right). \quad (5.15)$$

Визначення та графіки гіперболічних функцій $sh\rho$ і $ch\rho$ можна знайти в [19].

Вважаючи в (5.14) – (5.15) $n=1$, представимо розв'язок рівняння (5.13) у вигляді

$$\begin{aligned} \varphi(\rho) &= C_1 I_{(1+1/2)}(\rho) + C_2 I_{-(1+1/2)}(\rho) = \\ &= C_1 \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} \rho^{-3/2} (\rho ch\rho - sh\rho) \right] + \\ &+ C_2 \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} \rho^{-3/2} (\rho sh\rho - ch\rho) \right]. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Зробимо зворотний перехід до старої змінної (тобто покладемо $\rho = kr = \frac{r}{\lambda_p}$) і підставимо (5.16) в формулу

$$f(r) = r^{-1/2} \varphi(r) :$$

$$f(r) = \frac{1}{r^2} \left\{ \begin{aligned} &C_3 \left[\left(\frac{r}{\lambda_p} \right) ch \left(\frac{r}{\lambda_p} \right) - sh \left(\frac{r}{\lambda_p} \right) \right] + \\ &+ C_4 \left[\left(\frac{r}{\lambda_p} \right) sh \left(\frac{r}{\lambda_p} \right) - ch \left(\frac{r}{\lambda_p} \right) \right] \end{aligned} \right\}. \quad (5.17)$$

З умови скінченності функції $f(r)$ в точці $r=0$ покладемо $C_4 = 0$. Тоді, підставляючи (5.17) в (5.4), остаточно отримаємо

$$j_{s\alpha}(r, \theta) = \frac{cN}{4\pi r^2} \left[sh \left(\frac{r}{\lambda_p} \right) - \left(\frac{r}{\lambda_p} \right) ch \left(\frac{r}{\lambda_p} \right) \right] \cdot \sin \theta, \quad (5.18)$$

де константа інтегрування N обрана з міркувань зручності.

Підставляючи (5.18) в формули для компонент вектора $(\text{rot } \vec{j}_s)$ в сферичній системі координат [12], на підставі рівняння (5.2) отримаємо компоненти вектора $\vec{B}^i(\vec{r})$ всередині ($r \leq R$) НП – кулі:

$$B_r^i(r, \theta) = -\frac{2\lambda_p^2 N}{r^3} \left[\begin{array}{c} sh\left(\frac{r}{\lambda_p}\right) - \\ -\left(\frac{r}{\lambda_p}\right) ch\left(\frac{r}{\lambda_p}\right) \end{array} \right] \cdot \cos \theta, \quad (5.19)$$

$$B_\theta^i(r, \theta) = -\frac{\lambda_p^2 N}{r^3} \left[\begin{array}{c} \left(1 + \frac{r^2}{\lambda_p^2}\right) sh\left(\frac{r}{\lambda_p}\right) - \\ -\left(\frac{r}{\lambda_p}\right) ch\left(\frac{r}{\lambda_p}\right) \end{array} \right] \cdot \sin \theta, \quad (5.20)$$

$$B_\alpha^i = 0, \quad (r \leq R). \quad (5.21)$$

6. Розв'язок задачі про розподіл результуючого магнітного поля $\vec{B}^e(\vec{r})$ в зовнішній області ($r > R$)

НП - кулі, що знаходиться в слабкому $\left(B_0 < \frac{2}{3} B_{cm}\right)$

однорідному прикладеному магнітному полі \vec{B}_0

В даному випадку зручно скористатися рівнянням (2.18) для векторного потенціалу $\vec{A}(\vec{r})$. Поза ($r > R$) НП – кулею НП – струми відсутні ($\vec{j}_s^e = 0$) і рівняння (2.18) прийме наступний вигляд:

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{A}^e(\vec{r})) = 0. \quad (6.1)$$

З рівняння (4.9), аксіальної симетрії НП – струму (5.3) і умови безперервності для поля векторного потенціалу $\vec{A}(\vec{r})$ на поверхні ($r = R$) НП – кулі слідує, що і у зовнішній області ($r > R$) векторний потенціал $\vec{A}^e(\vec{r})$ також має аксіальну симетрію:

$$A_\alpha^e(r, \theta) \neq 0; \quad A_r^e = 0; \quad A_\theta^e = 0. \quad (6.2)$$

За аналогією з формулою (5.4) розв'язок рівняння (6.1) будемо шукати у тому ж вигляді:

$$A_\alpha^e(r, \theta) = F(r) \cdot \sin \theta. \quad (6.3)$$

Оскільки вектори $\vec{A}^e(r, \theta)$ і $\vec{j}_s(r, \theta)$ мають однакову симетрію, то для компонент вектора $\left(\text{rot}(\text{rot } \vec{A}^e)\right)$ напишемо точно такі ж формули (5.8) – (5.10), як і для вектора $\left(\text{rot}(\text{rot } \vec{j}_s)\right)$:

$$\left(\text{rot}(\text{rot } \vec{A}^e)\right)_r = 0, \quad (6.4)$$

$$\left(\text{rot}(\text{rot } \vec{A}^e)\right)_\theta = 0, \quad (6.5)$$

$$\left(\text{rot}(\text{rot } \vec{A}^e)\right)_\alpha = -\frac{\sin \theta}{r} [2F'(r) + rF''(r)] + \frac{2F(r) \cdot \sin \theta}{r^2}. \quad (6.6)$$

Підставляючи (6.4) – (6.6) в рівняння (6.1), отримаємо рівняння Ейлера для функції $F(r)$:

$$F''(r) + \frac{2}{r} F'(r) - \frac{2}{r^2} F(r) = 0. \quad (6.7)$$

ДР 2-го порядку має містити дві константи інтегрування. Тому розв'язок рівняння Ейлера (6.7) шукаємо у вигляді:

$$F(r) = Cr^m, \quad (6.8)$$

де C і m – дві константи інтегрування, що підлягають визначенню.

Підставляючи (6.8) в (6.7), отримаємо квадратичне рівняння

$$m^2 + m - 2 = 0,$$

яке має два корені: $m_1 = 1$ і $m_2 = -2$.

Тоді загальний розв'язок рівняння (6.7) має вигляд:

$$F(r) = C_1 r + \frac{C_2}{r^2}. \quad (6.9)$$

Підставляючи (6.9) в (6.3), отримаємо:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_\alpha^e(r, \theta) = \left[C_1 r + \frac{C_2}{r^2} \right] \cdot \sin \theta, \end{array} \right. \quad (6.10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_r^e = 0, \end{array} \right. \quad (6.11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_\theta^e = 0. \end{array} \right. \quad (6.12)$$

Скориставшись формулами [12] для компонент вектору $\text{rot } \vec{A}^e(\vec{r}) = \vec{B}^e$ в сферичній системі координат і переозначаючи константи $2C_1 = C_0$ і $C_2 = M$, отримаємо:

$$\begin{cases} B_r^e(r, \theta) = C_0 \cos \theta + \frac{2M}{r^3} \cos \theta, & (6.13) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_\theta^e(r, \theta) = -C_0 \sin \theta + \frac{M}{r^3} \sin \theta, & (6.14) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_\alpha^e = 0, \quad (r > R). & (6.15) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \vec{e}_r = \frac{1}{h_r} \frac{\partial \vec{r}}{\partial r} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial r}, & (6.25) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \vec{e}_\theta = \frac{1}{h_\theta} \frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta}, & (6.26) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \vec{e}_\alpha = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \vec{r}}{\partial \alpha}, & (6.27) \end{cases}$$

Константа C_0 має ясний фізичний зміст, оскільки НП – куля знаходиться в статичному однорідному прикладеному магнітному полі

$$\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z = const. \quad (6.16)$$

Знайдемо компоненти вектора $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z$ в сферичній системі координат $\{r, \theta, \alpha\}$. Для переходу від декартової системи координат $\{x, y, z\}$ до сферичної системи координат $\{r, \theta, \alpha\}$ виразимо ортонормовані базисні вектори $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\alpha\}$ сферичної системи координат через ортонормовані базисні вектори $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ декартової системи координат. Формули для ортонормованих базисних векторів довільної криволінійної системи координат мають вигляд

$$\vec{e}_i = \frac{1}{h_i} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_i}, \quad (6.17)$$

де

$$h_i = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial q_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_i}\right)^2}, \quad (6.18)$$

h_i – функції координат (коефіцієнти Ляме).

Для сферичної системи координат: $\{q_1, q_2, q_3\} = \{r, \theta, \alpha\}$,

$$\begin{cases} x(r, \theta, \alpha) = r \sin \theta \cos \alpha, & (6.19) \\ y(r, \theta, \alpha) = r \sin \theta \sin \alpha, & (6.20) \\ z(r, \theta, \alpha) = r \cos \alpha; & (6.21) \end{cases}$$

$$\begin{cases} h_1 = h_r = 1, & (6.22) \end{cases}$$

$$\begin{cases} h_2 = h_\theta = r, & (6.23) \end{cases}$$

$$\begin{cases} h_3 = h_\alpha = r \sin \theta. & (6.24) \end{cases}$$

Тоді з (6.17) отримаємо:

$$\text{де } \vec{r} = x \cdot \vec{e}_x + y \cdot \vec{e}_y + z \cdot \vec{e}_z = (r \sin \theta \cos \alpha) \vec{e}_x + (r \sin \theta \sin \alpha) \vec{e}_y + (r \cos \theta) \vec{e}_z. \quad (6.28)$$

Підставляючи (6.28) у формули (6.25) – (6.27), остаточно отримуємо [20]:

$$\begin{cases} \vec{e}_r = (\sin \theta \cos \alpha) \vec{e}_x + (\sin \theta \sin \alpha) \vec{e}_y + (\cos \theta) \vec{e}_z, & (6.29) \\ \vec{e}_\theta = (\cos \theta \cos \alpha) \vec{e}_x + (\cos \theta \sin \alpha) \vec{e}_y + (-\sin \theta) \vec{e}_z, & (6.30) \\ \vec{e}_\alpha = (-\sin \alpha) \vec{e}_x + (\cos \alpha) \vec{e}_y. & (6.31) \end{cases}$$

Помноживши вектор $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z$ на базисні орти сферичної системи координат $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\alpha\}$ (6.29) – (6.31), отримаємо:

$$\begin{cases} B_{0r} = B_0 \cos \theta, & (6.32) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_{0\theta} = -B_0 \sin \theta, & (6.33) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_{0\alpha} = 0. & (6.34) \end{cases}$$

З порівняння формул (6.32) – (6.34) з формулами (6.13) – (6.15) випливає, що $C_0 = B_0$. Таким чином, в сферичній системі координат $\{r, \theta, \alpha\}$ компоненти результуючого магнітного поля $\vec{B}^e(\vec{r})$ поза ($r > R$) НП – кулю мають вигляд:

$$\begin{cases} B_r^e(r, \theta) = \left(B_0 + \frac{2M}{r^3}\right) \cos \theta, & (6.35) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_\theta^e(r, \theta) = \left(-B_0 + \frac{M}{r^3}\right) \sin \theta, & (6.36) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_\alpha^e = 0, \quad (r > R). & (6.37) \end{cases}$$

Тоді і формули (6.10) – (6.12) виразимо через нові константи B_0 і M :

$$\begin{cases} A_\alpha^e(r, \theta) = \left[\frac{1}{2} B_0 r + \frac{M}{r^2}\right] \sin \theta, & (6.38) \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_r^e = 0, & (6.39) \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_\theta^e = 0, \quad (r > R). & (6.40) \end{cases}$$

Формули для компонент вектору $\vec{B}^e(r, \theta)$ (6.35) – (6.37) і вектору $\vec{A}^e(r, \theta)$ (6.38) – (6.40) в сферичній системі координат $\{r, \theta, \alpha\}$ можна також представити і в універсальній векторній формі

$$\vec{B}^e(\vec{r}) = \vec{B}_0 + \frac{3\vec{r}(\vec{M} \cdot \vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{M}}{r^3}, \quad (6.41)$$

$$\vec{A}^e(\vec{r}) = \frac{1}{2}[\vec{B}_0, \vec{r}] + \frac{[\vec{M}, \vec{r}]}{r^3}. \quad (6.42)$$

Оскільки $\vec{B}^e = \text{rot } \vec{A}^e(\vec{r})$, то легко показати, що з (6.42) слідує (6.41), а спроектувавши вектори (6.41) і (6.42) на одиничні базисні орти $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\alpha\}$ сферичної системи координат, отримуємо формули (6.35) – (6.37) і (6.38) – (6.40).

З формул (6.41) – (6.42) легко встановити фізичний сенс вектора \vec{M} . Відомо [21, 22], що на великих відстанях r від обмеженої області, в якій течуть стаціонарні замкнуті струми $\vec{j}(\vec{r})$, магнітне поле $\vec{B}_\infty(\vec{r})$ і векторний потенціал $\vec{A}_\infty(\vec{r})$ приймають наступний вигляд

$$\vec{B}_\infty(\vec{r}) = \frac{3\vec{r}(\vec{M} \cdot \vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{M}}{r^3}, \quad (6.43)$$

$$\vec{A}_\infty(\vec{r}) = \frac{[\vec{M}, \vec{r}]}{r^3}, \quad (6.44)$$

де \vec{M} – магнітний дипольний момент обмеженої системи замкнутих струмів $\vec{j}(\vec{r})$:

$$\vec{M} = \frac{1}{2c} \int_V [\vec{r}, \vec{j}(\vec{r})] dV. \quad (6.45)$$

Якщо стаціонарні замкнуті НП – струми $\vec{j}_s(\vec{r})$, що течуть у тонкому приповерхневому шарі НП – кулі, трактувати як струми намагнічування, які, маючи аксіальну симетрію, спричиняють виникнення у НП – кулі магнітного дипольного моменту \vec{M} , то тоді власне магнітне поле $\vec{B}_s(\vec{r})$ індукованих замкнутих НП – струмів $\vec{j}_s(\vec{r})$ можна трактувати як магнітне поле, що обумовлене намагнічуванням НП – кулі.

З порівняння формул (6.43) – (6.44) з формулами (6.41) – (6.42) випливає, що векторна константа $\vec{M} = \text{const}$, що входить в (6.41) – (6.42), може

трактуватися як магнітний дипольний момент НП – кулі, «намагніченої» статичним прикладеним магнітним полем $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z = \text{const}$.

У обраної конфігурації (див. рис. 1) вектор магнітного дипольного моменту \vec{M} має в декартовій системі координат тільки одну компоненту, колінеарну осі z :

$$\vec{M} = \vec{M}_z = M \cdot \vec{e}_z. \quad (6.46)$$

Тоді помноживши вектор \vec{M} (6.46) на базисні орти $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\alpha\}$ сферичної системи координат (6.29) – (6.31), отримуємо компоненти вектора \vec{M} в сферичній системі координат:

$$M_r = M \cos \theta, \quad (6.47)$$

$$M_\theta = -M \sin \theta, \quad (6.48)$$

$$M_\alpha = 0, \quad (6.49)$$

де $M = \text{const}$.

7. Визначення констант інтегрування з граничних умов для вектора \vec{B} на поверхні ($r = R$) НП - кулі

З формул (2.4) і (2.9) випливає, що вектор $\vec{B}(r, \theta)$ задовольняє наступним граничним умовам:

$$B_r^i|_{r=R} = B_r^e|_{r=R}, \quad (7.1)$$

$$B_\theta^i|_{r=R} = B_\theta^e|_{r=R}. \quad (7.2)$$

Підставимо в граничні умови (7.1) – (7.2) відповідні компоненти вектору \vec{B} з формул (5.19) – (5.20) і (6.35) – (6.36):

$$\left\{ \begin{aligned} & -\frac{2\lambda_p^2 N}{R^3} \left[sh\left(\frac{R}{\lambda_p}\right) - \left(\frac{R}{\lambda_p}\right) ch\left(\frac{R}{\lambda_p}\right) \right] \cos \theta = \\ & = \left(B_0 + \frac{2M}{R^3} \right) \cos \theta, \end{aligned} \right. \quad (7.3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & -\frac{\lambda_p^2 N}{R^3} \left[\left(1 + \frac{R^2}{\lambda_p^2} \right) sh\left(\frac{R}{\lambda_p}\right) - \left(\frac{R}{\lambda_p}\right) ch\left(\frac{R}{\lambda_p}\right) \right] \sin \theta = \\ & = \left(-B_0 + \frac{M}{R^3} \right) \sin \theta. \end{aligned} \right. \quad (7.4)$$

Розв'язав систему двох лінійних рівнянь (7.3) – (7.4) з двома невідомими, знайдемо значення констант інтегрування N і M :

$$N = \frac{3B_0R}{2sh\left(\frac{R}{\lambda_p}\right)}, \quad (7.5)$$

$$M = -\left(\frac{B_0R^3}{2}\right)\left[1 - 3\left(\frac{\lambda_p}{R}\right)cth\left(\frac{R}{\lambda_p}\right) + 3\left(\frac{\lambda_p^2}{R^2}\right)\right]. \quad (7.6)$$

8. Аналіз розподілу результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ в усьому просторі у випадку макроскопічної ($R \gg \lambda_p$) НП – кулі

Введемо великий параметр $\xi = \left(\frac{R}{\lambda_p}\right) \gg 1$. Тоді асимптотики гіперболічних функцій при $sh\xi \rightarrow +\infty$ і $cth\xi \rightarrow 1$ при $\xi \rightarrow +\infty$ можна легко знайти з відповідних графіків [19].

Тоді при $\xi \rightarrow +\infty$ (тобто в разі $R \gg \lambda_p$) маємо:

$$N \approx 0, \quad (8.1)$$

$$M \approx -\left(\frac{B_0R^3}{2}\right)\left[1 - \frac{3}{\xi} + \frac{3}{\xi^2}\right] \approx -\left(\frac{B_0R^3}{2}\right). \quad (8.2)$$

Від’ємне значення проєкції $M_z \equiv M$ вектору магнітного дипольного моменту \vec{M} «намагніченої» НП – кулі на вісь z (див. рис. 1, де $\vec{M} = M \cdot \vec{e}_z$, $M < 0$) вказує на те, що НП – куля є діаманетиком.

Підставляючи (8.2) в формули (6.35) – (6.37), знайдемо у випадку $R \gg \lambda_p$ значення результуючого магнітного поля $\vec{B}^e(\vec{r})$ на поверхні ($r = R$) НП – кулі:

$$\begin{cases} B_r^e(R, \theta) = 0, & (8.3) \\ B_\theta^e(R, \theta) = -\frac{3}{2}B_0 \sin \theta, & (8.4) \\ B_\alpha^e(R, \theta) = 0. & (8.5) \end{cases}$$

З формул (8.3) – (8.5) випливає, що на «екваторі» (при $\theta = \frac{\pi}{2}$) НП – кулі

$$B_\theta^e\left(R, \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{3}{2}B_0, \quad (8.6)$$

тоді як на «полосах» (при $\theta = 0$ і $\theta = \pi$) НП – кулі

$$B_\theta^e(R, 0) = B_\theta^e(R, \pi) = 0. \quad (8.7)$$

Підставляючи (8.1) в формули (5.19) – (5.20), знайдемо в разі $R \gg \lambda_p$ значення результуючого магнітного поля $\vec{B}^i(\vec{r})$ всередині ($r \leq R$) НП – кулі:

$$\begin{cases} B_r^i(r, \theta) = 0, & (8.8) \\ B_\theta^i(r, \theta) = 0, & (8.9) \\ B_\alpha^i(r, \theta) = 0. & (8.10) \end{cases}$$

Таким чином, в наближенні $R \gg \lambda_p$ проникненням результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ всередину НП – кулі можна знехтувати ($\lambda_p = 0, \vec{B}^i = 0$).

Зауважимо, що у границі $\left(\frac{\lambda_p}{R}\right) \rightarrow 0$ порушується неперервність між тангенціальними компонентами вектора $\vec{B}(\vec{r})$ на поверхні ($r = R$) НП – кулі:

$$\begin{cases} B_\theta^e(R, \theta) = -\frac{3}{2}B_0 \sin \theta, & (8.11) \\ B_\theta^i(R, \theta) = 0, & (8.12) \end{cases}$$

що знаходиться в протиріччі з граничною умовою (7.2). Однак можна показати, що в граничному випадку ($\lambda_p \rightarrow 0, \vec{B}^i \rightarrow 0$) граничні умови (2.9) трансформуються в граничні умови (2.12) – (2.13).

9. Класичне дослідження характеру переходу макроскопічного ($R \gg \lambda_p$) сферичного НП 1-го роду в проміжний і нормальний стани при збільшенні однорідного прикладеного магнітного поля \vec{B}_0

З формули (8.6) випливає, що в дуже слабкому однорідному прикладеному магнітному полі, коли

$$B_0 < \frac{2}{3}B_{cm}, \quad (9.1)$$

у випадку $R \gg \lambda_p$ має місце повний ефект Мейсснера–Оксенфельда ($\lambda_p = 0, \vec{B}^i = 0$), і весь об’єм НП – кулі знаходиться в НП – стані.

З формул (8.6) – (8.7) випливає, що для значень однорідного прикладеного магнітного поля B_0 , які лежать в інтервалі

$$\frac{2}{3}B_{cm} \leq B_0 < B_{cm}, \quad (9.2)$$

НП – куля знаходиться в проміжному стані (див. рис. 2).

Після досягнення значення $B_0 = \frac{2}{3} B_{cm}$ в ході подальшого збільшення однорідного прикладеного магнітного поля B_0 структура проміжного стану НП – кулі змінюється: товщина нормальних шарів збільшується і, таким чином, збільшується частка об'єму НП – кулі, яка переходить в нормальний стан.

При досягненні значення $B_0 = B_{cm}$ весь об'єм НП – кулі цілком переходить в нормальний стан, і однорідне прикладене магнітне поле $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z = const$ без спотворень проходить наскрізь через весь об'єм НП – кулі.

Всі ці висновки повністю збігаються з висновками наближеної теорії, яка розглядалася в роботах [8-10], в яких наводиться відповідь до рішення крайової задачі у зовнішній області ($r > R$) НП – кулі при нехтуванні ефектом проникнення ($\lambda_p = 0; \vec{B}^i = 0$).

Висновки даної роботи збігаються також і з висновками роботи [14], де крайова задача вирішувалася з урахуванням ефекту проникнення ($\lambda_L \neq 0; \vec{B}^i \neq 0$) строгими математичними методами, за винятком того, що автори [14] помилково розглядають можливість переходу в проміжний стан сферичного НП 2-го роду, тобто локального ($\lambda_L \gg \xi_0$) лондонівського надпровідника.

Висновки

Повно і математично строго (з урахуванням ефекту проникнення) в рамках класичної електродинаміки суцільних середовищ і феноменологічної модифікованої (спрощеної) нелокальної ($\lambda_p \ll \xi_0$) піппардівської електродинаміки однорідних ($n_s = const$) НП 1-го роду вирішена складна крайова задача про розподіл результуючого магнітного поля $\vec{B}(\vec{r})$ всередині ($r \leq R$) і поза ($R > r$) макроскопічним ($\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0 \ll R$) сферичним НП 1-го роду.

На підставі рішення даної крайової задачі були зроблені наступні висновки:

1. при $B_0 < \frac{2}{3} B_{cm}$ весь об'єм макроскопічної ($R \gg \xi_0 \gg \lambda_p$) НП – кулі знаходиться в НП – стані (тобто має місце практично повний ефект Мейсснера-Оксенфельда: $\lambda_p \approx 0, \vec{B}^i \approx 0$);

2. якщо значення статичного однорідного прикладеного магнітного поля B_0 лежать в інтервалі $\frac{2}{3} B_{cm} \leq B_0 < B_{cm}$, то НП – куля знаходиться в проміжному стані;

3. після досягнення однорідним прикладеним магнітним полем значення $B_0 = \frac{2}{3} B_{cm}$ в ході подальшого збільшення прикладеного магнітного поля B_0 відбувається збільшення товщини нормальних шарів, а, отже, і збільшення частки об'єму НП – кулі, яка переходить в стан нормальної провідності;

4. при досягненні прикладеним магнітним полем значення $B_0 = B_{cm}$ весь об'єм НП – кулі цілком переходить в нормальний стан і однорідне прикладене магнітне поле $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z = const$ без спотворень проходить через весь об'єм НП – кулі.

Достовірність отриманих результатів і висновків обумовлена строгим і точним рішенням коректно поставленої крайової задачі, а також тим, що результати даної роботи узгоджуються з результатами робіт, виконаних з даної тематики іншими авторами.

Відмінною рисою цієї роботи є самоузгоджена постановка крайової задачі з урахуванням ефекту проникнення, а також її математично строге і повне рішення.

Новим у рішенні даної задачі є те, що вона вперше вирішена в рамках модифікованої (спрощеної) нелокальної ($\lambda_L \ll \lambda_p \ll \xi_0$) піппардівської електродинаміки надпровідників 1-го роду, тоді як інші дослідники або зовсім виключали з розгляду поверхневі ефекти (тобто вважали $\lambda_L = 0$ і $\vec{B}^i = 0$, що робить незрозумілим сам механізм переходу макроскопічної НП – кулі в проміжний стан), або ж помилково розглядали перехід макроскопічного ($R \gg \lambda_L$) локального ($\lambda_L \gg \xi_0$) сферичного НП 2-го роду в проміжний стан.

Оскільки поверхневі ефекти відіграють важливу роль у фізиці надпровідників, то їх ігнорування або недбалий опис (напр., написання в формулах для компонент вектора $\vec{B}(\vec{r})$ параметра λ_L замість λ_p , хоча $\lambda_L \ll \lambda_p$) може привести не тільки до кількісних, а й до грубих якісних помилок (напр., до помилкового висновку про можливість переходу в проміжний стан локального ($\lambda_L \gg \xi_0$) НП 2-го роду).

Оскільки наукові результати отримано авторами шляхом строгого і самоузгодженого рішення точно

поставленої крайової задачі, то робота безумовно представляє теоретичний і методичний інтереси. Тому матеріали цієї роботи можуть бути використані для підготовки курсів лекцій і написання методичних посібників з дисциплін «Класична електродинаміка суцільних середовищ» і «Введення в фізику надпровідників».

References/Literature

1. I.M. Dmitrenko. *In the world of superconductivity*, (Naukova Dumka, Kyiv, 1981), 195 p. И.М. Дмитренко. *В мире сверхпроводимости* (Наукова думка, Киев), 195 с. [In Russian]
2. V. Bukkel. *Superconductivity. Fundamentals and Applications*, (Mir, Moscow, 1975), 370 p. В. Буккель. *Сверхпроводимость. Основы и приложения*, (Мир, Москва), 370 с. [In Russian]
3. E. Linton. *Superconductivity, 2nd ed., Rev. and add.* (Mir, Moscow, 1971), 264 p. Э. Линтон. *Сверхпроводимость, 2-е изд., испр. и доп.* (Мир, Москва), 264 с. [In Russian]
4. A. Rose-Ince, E. Roderick. *Introduction to the physics of superconductivity*, (Mir, Moscow, 1972), 272 p. А. Роуз-Инс, Е. Родерик. *Введение в физику сверхпроводимости*, (Мир, Москва), 272 с. [In Russian]
5. V.V. Schmidt. *Introduction to the physics of superconductors, 2nd ed., Rev. and add.*, (MTsNMO, Moscow, 2000), 398 p. В.В. Шмидт. *Введение в физику сверхпроводников, 2-е изд., испр. и доп.*, (МЦНМО, Москва), 398 с. [In Russian]
6. L.D. Landau, E.M. Lifshits. *Theoretical physics. vol. 8. Electrodynamics of Continuous Media, 2nd ed., Rev. and add.*, (Nauka, Moscow, 1982), 624 p. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. т.8. Электродинамика сплошных сред, 2-е изд., перераб. и доп.*, (Наука, Москва), 624 с. [In Russian]
7. B. Serin. *Superconductivity. Experimental part. Low temperature physics: scientific collection, ed. A.I. Shalnikov, (Izd.inostr.lit., Moscow, 1959), pp. 621–622.* Б. Серин. *Сверхпроводимость. Экспериментальная часть. Физика низких температур: научный сборник под ред. А.И.Шальникова*, (Изд.иностр.лит., Москва), С. 621–622. [In Russian]
8. P. De Gennes. *Superconductivity of metals and alloys*, (Mir, Moscow, 1968), 280 p. П. Де Жен. *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, (Мир, Москва), 280 с. [In Russian]
9. M. Tinkham. *Introduction to superconductivity*, (Atomizdat, Moscow, 1980), 312 p. М. Тинкхам. *Введение в сверхпроводимость*, (Атомиздат, Москва), 312 с. [In Russian]
10. E.A. Pashitsky. *Fundamentals of the theory of superconductivity*, (Vischa shkola, Kyiv, 1985), 104 p. Э.А. Пашицкий. *Основы теории сверхпроводимости*, (Вища школа, Киев), 104 с. [In Russian]
11. J. Bardeen. *Superconductivity theory. Low temperature physics: scientific collection, ed. A.I. Shalnikov, (Izd.inostr.lit., Moscow, 1959), pp. 679–782.* Дж. Бардин. *Теория сверхпроводимости. Физика низких температур: научный сборник под ред. А.И.Шальникова*, (Изд. иностр. лит., Москва), С. 679–782. [In Russian]
12. V.V. Batygin, I.N. Toptygin. *Collection of problems in electrodynamics, 2nd ed., Revised, textbook*, (Nauka, Moscow, 1970), 504 p. В.В. Батыгин, И.Н. Топтыгин. *Сборник задач по электродинамике, 2-е изд., перераб., учебное пособие*, (Наука, Москва), 504 с. [In Russian]
13. I. N. Toptygin. *Modern electrodynamics. Part 2. Theory of electromagnetic phenomena in matter*, (NITS "Regulyarnaya i khaoticheskaya dinamika", Moscow-Izhevsk, 2005), 848 p. И.Н. Топтыгин. *Современная электродинамика. Часть 2. Теория электромагнитных явлений в веществе*, (НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", Москва-Ижевск), 848 с. [In Russian]
14. A.V. Svidzinsky, O.M. Viligursky, *Lectures on superconductivity physics*, (RVV "Vezha" Volyns'koho derzhavnoho universytetu im. Lesi Ukrayinky, Luts'k, 2003), 82 p. А.В. Свідзинський, О.М. Вілігурський. *Лекції з фізики надпровідності*, (РВВ "Вежа" Волинського державного університету ім. Лесі Українки, Луцьк), 82 с. [In Ukrainian]
15. E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskiy. *Theoretical physics. v.9. Statistical physics. Part 2. Theory of the condensed state*, (Nauka, Moscow, 1978), 448 p. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Теоретическая физика. т.9. Статистическая физика. Часть 2. Теория конденсированного состояния*, (Наука, Москва), 448 с. [In Russian]
16. D.I. Blokhintsev. *Fundamentals of Quantum Mechanics. 6th ed., Stereot.*, (Nauka, Moscow, 1983), 664 p. Д.И. Блохинцев. *Основы квантовой механики. 6-е изд., стереот.*, (Наука, Москва), 664 с. [In Russian]
17. I.O. Vakarchuk. *Quantum mechanics. 3rd edition, add.*, (vyd-vo LNU im. Ivana Franka, Lviv, 2007), 848 p. І.О. Вакарчук. *Квантова механіка. 3-тє вид, доп.*, (вид-во ЛНУ ім. Івана Франка, Львів), 848 с. [In Ukrainian]
18. D.S. Kuznetsov. *Special functions, 2nd ed., Rew. and add.*, (Vysshaya shkola, Moscow, 1965), 273 p.

- Д.С. Кузнецов. *Специальные функции*, 2-е изд., перераб. и доп., (Высшая школа, Москва), 273 с. [In Russian]
19. А.Р. Yanpolsky. *Hyperbolic functions*, (Fizmatgiz, Moscow, 1960), 196 p. А.Р. Янпольский. *Гиперболические функции*, (Физматгиз, Москва), 196 с. [In Russian]
20. G. Arfken. *Mathematical Methods in Physics*, (Atomizdat, Moscow, 1970), 712 p. Г. Арфкен. *Математические методы в физике*, (Атомиздат, Москва), 712 с. [In Russian]
21. М.М. Bredov, V.V. Rummyantsev, I.N. Toptygin. *Classical electrodynamics*, (Nauka, Moscow, 1985), 400 p. М.М. Бредов, В.В. Румянцев, И.Н. Топтыгин. *Классическая электродинамика*, (Наука, Москва), 400 с. [In Russian]
22. А.И. Alekseev. *Collection of problems on classical electrodynamics*, (Nauka, Moscow, 1977), 320 p. А.И. Алексеев. *Сборник задач по классической электродинамике*, (Наука, Москва), 320 с. [In Russian]

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ СТАТЕЙ

журналу «Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна». Серія «Фізика»

У журналі «Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна». Серія «Фізика» друкуються статті та стислі за змістом повідомлення, в яких наведені оригінальні результати теоретичних та експериментальних досліджень, а також аналітичні огляди літературних джерел з різноманітних актуальних проблем фізики за тематикою видання.

Мова статей – українська, англійська та російська.

ТЕМАТИКА ЖУРНАЛУ

1. Теоретична фізика.
2. Фізика твердого тіла.
3. Фізика низьких температур.
4. Фізика магнітних явищ.
5. Оптика та спектроскопія.
6. Загальні питання фізики і серед них: методологія та історія фізики, математичні методи фізичних досліджень, методика викладання фізики у вищій школі, техніка та методика фізичного експерименту тощо.

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ РУКОПИСІВ СТАТЕЙ

Загальний обсяг тексту рукопису статті повинен займати не більше, ніж 15 сторінок.

Рукопис статті складається з титульної сторінки, на якій вказано: назва статті; ініціали, прізвища та ORCID всіх авторів, поштова адреса установи, в якій була виконана робота; класифікаційний індекс за системами PACS та УДК; анотації із ключовими словами на окремому аркуші з прізвищем та ініціалами авторів і назвою статті, викладені українською, російською та англійською мовами; основний текст статті; список літератури; підписи під рисунками; таблиці; рисунки: графіки, фотознімки.

Анотація українською мовою повинна бути за об'ємом не менш ніж 1800 символів. Стаття повинна бути структурована. Висновки потрібно пронумерувати та в них повинні бути висновки, а не переписана анотація.

Електронний варіант рукопису статті повинен відповідати таким вимогам: текст рукопису статті повинен бути набраний у форматі MicrosoftWord версії 2013, вирівнювання тексту повинне бути здійснене за лівим краєм, гарнітура TimesNewRoman, без прописних букв у назвах, букви звичайні рядкові, з полями ліворуч, праворуч, зверху і знизу по 2,5 см, формули повинні бути набрані в MathType (не нижче версії 6,5), у формулах кирилиця не допускається, символи з нижніми і верхніми індексами слід набирати в MicrosoftWord, ширина формули не більше 70 мм, графіки та фотографії необхідно подавати в графічному форматі, розрізнення не менше 300 dpi, поширення файлів повинно бути *.jpg, шириною в одну чи дві колонки, для однієї колонки розміри: завширшки 8 см, для двох колонок – 16 см. Масштаб на мікрофотографіях необхідно представляти у вигляді масштабної лінійки.

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ ГРАФІКІВ

Товщина ліній не більше 0,5 мм, але не менше 0,18 мм. Величина літер на підписах до рисунків не більш 14 pt, але не менше 10 pt, гарнітура Arial.

ПРИКЛАД ОФОРМЛЕННЯ СПИСКУ ЛІТЕРАТУРИ

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости, Наука, М. (1978), 730 с.
2. И.И. Иванов. ФТТ, 25, 7, 762 (1998).
3. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985).
4. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17.

ДО РЕДАКЦІЇ НАДАЄТЬСЯ

1. Два роздруковані примірники рукопису статті, які підписані її авторами.
2. Електронна версія рукопису та дані щодо контактів для спілкування з її авторами. Для цього потрібно надіслати електронною поштою, тільки на адресу physics.journal@karazin.ua.
3. Направлення від установи, де була виконана робота, і акти експертизи у двох примірниках; адресу, прізвище, повне ім'я та батькові авторів; номери телефонів, E-mail, а також зазначити автора рукопису, відповідального за спілкування з редакцією журналу.

Матеріали рукопису статті потрібно направляти за адресою: Редакція журналу «Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія: фізика», Лебедєву С.В., фізичний факультет, майдан Свободи, 4, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна. тел. (057)-707-53-83.

ИНФОРМАЦИЯ ДЛЯ АВТОРОВ СТАТЕЙ

журнала «Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина». Серия «Физика»

В журнале «Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина». Серия «Физика» печатаются статьи и короткие по содержанию сообщения, в которых приведены оригинальные результаты теоретических и экспериментальных исследований, а также аналитические обзоры литературных источников по различным актуальным проблемам физики по тематике издания.

Язык статей - украинский, английский и русский.

ТЕМАТИКА ЖУРНАЛА

1. Теоретическая физика.
2. Физика твердого тела.
3. Физика низких температур.
4. Физика магнитных явлений.
5. Оптика и спектроскопия.
6. Общие вопросы физики и среди них: методология и история физики, математические методы физических исследований, методика преподавания физики в высшей школе, техника и методика физического эксперимента.

ТРЕБОВАНИЯ К ОФОРМЛЕНИЮ РУКОПИСИ СТАТЬИ

Общий объем текста рукописи статьи должен занимать не более 15 страниц.

Рукопись статьи состоит из титульного листа, на котором указано: название статьи; инициалы, фамилии и ORCID всех авторов, почтовый адрес учреждения, в котором была выполнена работа; классификационный индекс по системам PACS и УДК; аннотации с ключевыми словами на отдельном листе с фамилией и инициалами авторов и названием статьи, изложенные на украинском, русском и английском языках; основной текст статьи; список литературы; подписи под рисунками; таблицы; рисунки: графики, фотоснимки.

Аннотация на украинском языке должна быть по объему не менее чем 1800 символов. Статья должна быть структурирована. Выводы нужно пронумеровать и в них должны быть выводы, а не переписанная аннотация.

Электронный вариант рукописи статьи должен соответствовать следующим требованиям: текст рукописи статьи должен быть набран в формате MicrosoftWord версии 2013, выравнивание текста должно быть осуществлено по левому краю, гарнитура TimesNewRoman, без прописных букв в названиях, буквы обычные строчные, с полями слева, справа, сверху и снизу по 2,5 см, формулы должны быть набраны в MathType (не ниже версии 6,5), в формулах кириллица не допускается, символы с нижними и верхними индексами следует набирать в MicrosoftWord, ширина формулы не более 70 мм, графики и фотографии необходимо подавать в графическом формате, разрешение не менее 300 dpi, расширение файлов должно быть *.jpg, шириной в одну или две колонки, для одной колонки размеры: ширина 8 см, для двух колонок - 16 см. Масштаб на микрофотографиях необходимо представлять в виде масштабной линейки.

ТРЕБОВАНИЯ К ОФОРМЛЕНИЮ ГРАФИКОВ

Толщина линий не более 0,5 мм, но не менее 0,18 мм. Размер букв на подписях к рисункам не больше 14 pt, но не менее 10 pt, гарнитура Arial.

ПРИМЕР ОФОРМЛЕНИЯ СПИСКА ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости, Наука, М. (1978), 730 с.
2. И.И. Иванов. ФТТ, 25, 7, 762 (1998).
3. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985).
4. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17.

В РЕДАКЦИЮ ПРЕДОСТАВЛЯЕТСЯ

1. Два распечатанные экземпляра рукописи статьи, подписанные ее авторами.
2. Электронная версия рукописи и контактные данные для общения с ее авторами. Для этого необходимо отправить рукопись по электронной почте, на адрес physics.journal@karazin.ua.
3. Направление от учреждения, где была выполнена работа, и акты экспертизы в двух экземплярах; адрес, фамилия, полное имя и отчество авторов; номера телефонов, E-mail, а также указать автора рукописи, ответственного за общение с редакцией журнала.

Материалы рукописи статьи необходимо направлять по адресу: Редакция журнала «Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. Серия «Физика», Лебедеву С.В., физический факультет, площадь Свободы, 4, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина. тел. (057)-707-53-83.

INFORMATION FOR THE AUTHORS OF THE ARTICLES

The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University Series Physics

The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University Series Physics publishes articles and concise messages that contain original results of theoretical and experimental studies, as well as analytical reviews of literary sources on various topical issues of physics on the subject of the publication.

The language of the articles is Ukrainian, English and Russian.

TOPIC OF THE JOURNAL

1. Theoretical physics.
2. Solid state physics.
3. Physics of low temperatures.
4. Physics of magnetic phenomena.
5. Optics and spectroscopy.
6. General issues of physics and among them: methodology and history of physics, mathematical methods of physical research, methods of teaching physics in high school, technique and methods of physical experiment, etc.

REQUIREMENTS FOR ARTICLES

The total volume of the manuscript should be no more than 15 pages.

The manuscript of the article consists of a cover page, which states: the title of the article; the initials, surnames and ORCID of all authors, the mailing address of the institution where the work was performed; classification index for PACS and UDC systems; annotations with keywords on a separate sheet with the author's surname and initials and article title, set out in Ukrainian, Russian and English; the main text of the article; list of references; captions under figures; tables; figures: graphics, photographs.

The abstract in Ukrainian should be at least 1800 characters in length. The article should be structured. The conclusions should be numbered and should contain the conclusions, not the rewritten abstract.

The electronic version of the manuscript should meet the following requirements: the text of the manuscript should be typed in MicrosoftWord 2013. The text should be left-aligned, the TimesNewRoman font, without uppercase letters, lowercase letters, left, right, right and 2.5 cm below, formulas must be typed in MathType (not lower than 6.5), Cyrillic not allowed, characters with lower and upper indexes should be typed in MicrosoftWord, formula width is not more than 70 mm, graphics and photos need n should be given in graphical format, with a resolution of at least 300 dpi, file distribution should be *.jpg, width of one or two columns, for one column the sizes: 8 cm wide, for two columns - 16 cm wide. The scale on the micrographs should be represented as a scale bar.

REQUIREMENTS FOR THE GRAPHS

The thickness of the lines is not more than 0.5 mm, but not less than 0.18 mm. The size of the letters on the captions to the drawings is not more than 14 pt, but not less than 10 pt, the Arial headset.

EXAMPLE OF THE REFERENCES

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости, Наука, М. (1978), 730 с.
2. И.И. Иванов. ФТТ, 25, 7, 762 (1998).
3. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985).
4. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17.

PROVIDED TO THE EDITOR

1. Two printed copies of the manuscript signed by authors.
2. Electronic version of the manuscript and contact information for communication with authors. To do this, you need to send an email only to physics.journal@karazin.ua.
3. Directions from the institution where the work was performed and expert acts in two copies; the name, full name and patronymic of the author; telephone numbers, E-mail, and indicate the author of the manuscript responsible for communicating with the journal.

The materials of the manuscript should be sent to the following address: Editorial of The The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University Series Physics, S.V. Lebedev, Faculty of Physics, Svobody Square, 4, V.N. Karazin Kharkiv National University. tel. (057) -707-53-83.

Наукове видання

Вісник Харківського національного університету
імені В.Н. Каразіна

Серія “Фізика”
випуск 33

Збірник наукових праць

Англійською, українською та російською мовами.

Комп’ютерне верстання К.О.Мозуль

Підписано до друку 1.12.2020. Формат 60x84 1/8.Папір офсетний.

Друк цифровий.

Ум. друк. арк. **9.77**. Обл.-вид. арк **9.93**

Наклад 100 пр. Зам. № **21/20**

61022, Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна
Видавництво

Надруковано: ХНУ імені В.Н. Каразіна

61022, Харків, майдан Свободи, 4. Тел.+38-057-705-24-32
Свідоцтво суб’єкта видавничої справи ДК №3367 від 13.01.09