

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ СГУ: ПАМЯТНЫЕ ДАТЫ

В.М. Аникин

Саратовский государственный университет

Аникин Валерий Михайлович, д.ф.-м.н., профессор, декан физического факультета, AnikinVM@info.sgu.ru

Приводятся данные о физическом факультете СГУ в связи с 70-летием образования (1945–2015).



2015–2016 учебный год – 70-й в истории физического факультета Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского. Эта дата отмечена на факультете крупными мероприятиями.

В марте 2015 г. состоялась посвященная 70-летию факультета 11-я Международная заочная конференция «Воспитательный потенциал инновационной образовательной среды», на которой было представлено свыше 100 докладов авторами из различных регионов России и из-за рубежа. В сентябре в рамках бренда «Saratov Fall Meeting» прошло масштабное научное мероприятие, также посвященное «круглой дате» из истории факультета, которое включало Международный симпозиум «Оптика и биофотоника-III» и 19-ю Международную школу по оптике, лазерной физике и биофотонике. На SFM-2015 было представлено свыше 600 докладов. В рамках SFM-2015 прошел День науки «Год света» для старшеклассников и студентов, собравший большую аудиторию.

В 2014–2015 гг. в журнале «Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика» опубликован ряд статей к 100-летию Физического института (1914–2014) и 70-летию физического факультета (1945–2015) университета. Одним из интересных материалов является факсимильное воспроизведение статьи родоначальника физического факультета, одного из отцов-основателей университета профессора Владимира Дмитриевича Зёрнова 1916 г. из журнала «Физическое обозрение», где рассказывается о перипетиях строительства корпуса. В 2016 г., в год 120-летия со дня рождения Николая Николаевича Семенова, лауреата Нобелевской премии по химии, академика АН СССР, крупного организатора науки, основателя

нового научного направления – химическая физика, публикации по истории факультета продолжены рассказами об этом отечественном корифее науки, с которым долгие годы поддерживали связь сотрудники факультета.

Под эмблемой 70-летия физического факультета 14 июля 2015 г. состоялось торжественное вручение дипломов 243 выпускникам факультета 2015 г. – бакалаврам, магистрам и специалистам. В проведении мероприятия приняли участие ректор СГУ А. Н. Чумаченко и министр энергетики и промышленности Саратовской области М. Л. Шихалов.

**Вручение дипломов отличникам, июль 2015 г.**

Вспомним и более ранние значимые даты из истории физического факультета и его достижения.

Постановление Правительства (Совнаркома) СССР от 18 июля 1945 г. об организации в СГУ физического факультета как самостоятельного структурного подразделения открыло новый этап в развитии физического образования и физической науки в Саратовском университете. А физика в университете зародилась в момент его основания, в 1909 г., когда деятельность по организации кафедры физики, строительства здания физического института, подбора научно-преподавательских кадров, приобретения лабораторного и методического оснащения возглавил Владимир Дмитриевич Зёрнов, ученик выдающегося русского физика, профессора Московского университета Петра Николаевича Лебедева (в 1917 г. Зёрнов возглавил и физико-математический факультет). Определяющими факторами в успешном старте физики в нашем университете стала поддержка со стороны П.Н. Лебедева и то, что вместе с Зёрновым в Саратове высадился настоящий « десант » из представителей научной школы Петра Николаевича. Признанием успехов саратовских физиков стало проведение в 1928 году одного из заседаний 6-го Всесоюзного съезда физиков, в котором приняли участие будущие отечественные и зарубежные лауреаты Нобелевской премии.

В названном выше правительственном Постановлении делался особый акцент на прикладной

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ СГУ: ПАМЯТНЫЕ ДАТЫ

значимости нового факультета: он открывался «в целях обеспечения подготовки специалистов в области физических наук для нужд народного хозяйства». Сказано сухо, по-деловому. А ведь, собст-

венно, прежде всего достижения в области физики определяют научный и технический уровень современной цивилизации и служат гарантом национальной безопасности страны.



Заведующие кафедрами физического факультета, 2014.

Последующие с момента открытия факультета десятилетия сопровождалось беспрецедентным развитием электронной промышленности в Саратове, заслужившем славу «электронной столицы» СССР. Свой огромный вклад в развитие электровакуумной и твердотельной электроники страны вносили преподаватели и выпускники физического факультета. Это послужило основанием для открытия уже в 1952 г. «второго физического факультета» – радиофизического (впоследствии оба факультета слились). Интересно, что наиболее «жизнестойкими» на факультете оказались кафедры, организованные в первые послевоенные годы (большинство из них сменило свои первоначальные названия): общей физики (1909), теоретической физики (1936), оптики и биофотоники (1945), радиофизики и нелинейной динамики (1951), радиотехники и электродинамики (1952) компьютерной физики и метаматериалов (1952, с 2012 г. – базовая кафедра в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, СФ ИРЭ РАН), методологии и методики преподавания физики.

При этом факультет на рубеже веков дал «путевку в жизнь» и двум новым факультетам физического профиля университета – факультету нелинейных процессов и факультету нано- и биомедицинских технологий.

«Связь с жизнью» – характерная особенность деятельности физического факультета: на смену филиалам кафедр факультета в крупных научных организациях и на производственных предприятиях пришли базовые кафедры в СФ ИРЭ имени В.А. Котельникова РАН и в ОАО «Институт критических технологий» (кафедра физики критических и специальных технологий). Планируется открытие базовой кафедры факультета «Педагогические технологии в физике» в одном из ведущих лицеев г. Саратова.

Всего за 70 лет работы физический факультет подготовил около 20000 специалистов по различным физическим специальностям. Многие из них достигли заметных успехов на различных поприщах. В числе выпускников факультета – Герои труда, академики и члены-корреспонденты СССР и Российской Академии наук, лауреаты Государственной премии и премии Правительства России, крупные организаторы российской и саратовской промышленности и науки; доктора и кандидаты наук, руководители и сотрудники крупных научных и научно-производственных предприятий, организаций связи, руководители и преподавателей высших учебных заведений и школ, космонавт-исследователь Академии наук СССР, депутаты законодательных органов страны и различных регионов, министры и сотрудники Правительства Саратовской области, профессора зарубежных универ-

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ СГУ: ПАМЯТНЫЕ ДАТЫ

ситетов; генералы и офицеры, сотрудники органов государственной безопасности и дипломатической службы, руководители и сотрудники современных исследовательских, производственных, эксплуатационных и финансовых организаций, включая предприятия оборонно-промышленного комплекса, руководители и сотрудники предприятий различных сфер деятельности и форм собственности.

К традиционным направлениям подготовки (радиофизика, оптика и спектроскопия, теоретическая физика, педагогическое образование) на физическом факультете в последние годы добавились новые: нелинейная динамика, биофотоника, биотехнические технологии и системы, инфокоммуникационные технологии и системы связи, конструирование и технология электронных средств, физика метаматериалов, магнитоэлектроника, акустоэлектроника, компьютерное моделирование физических процессов. Каждое из направлений подготовки включает по несколько профилей, ориентированных на более глубокое изучение особенностей фи-

зических структур, явлений и процессов различной природы. Все реализуемые направления подготовки на факультете отвечают утвержденным Правительством Российской Федерации приоритетным направлениям модернизации и технологического развития российской экономики, обеспечивающим научно-технический прогресс и национальную безопасность. Учебные планы бакалавриата, магистратуры и аспирантуры постоянно совершенствуются и актуализируются. Образование на факультете опирается на «трех китов»: фундаментальную физико-математическую подготовку, компьютерные технологии, изучение иностранных языков (к которым недавно добавился факультативный курс «Китайский язык для физиков», который ведет доцент К.А. Гребенюк).

Качество образования на факультете характеризует таблица оценок, полученных студентами при защите выпускных квалификационных работ (ВКР) в юбилейном, 2015 году.

Таблица. Оценки студенческих ВКР 2015 г.

Ступень квалификации	«Отлично»		«Хорошо»		«Удовлетв.»		«Неуд.»		Всего, чел.	«Красный диплом»	
	чел.	%	чел.	%	чел.	%	чел.	%		чел.	%
Бакалавры	70	59,3	34	28,8	14	11,9	0	0	118	18	15,2
Специалисты	62	62,6	25	25,3	11	11,1	1	1,6	99	14	14,4
Магистры	24	92,3	2	7,7	0	0	0	0	26	23	92,0
ИТОГО	156	64,2	61	25,2	25	10,2	1	0,4	243	55	22,6

Современную кадровую базу физического факультета составляют прежде всего научные школы, созданные ведущими учеными факультета, – В.В. Тучиным в области оптики, лазерной физики и биомедицинской фотоники и В. С. Анищенко в области радиофизики и нелинейной динамики. Отмечен Государственной премией в области науки и техники вклад Н. И. Сеницына в разработку биомедицинской аппаратуры (2000). За внедрение прогрессивных компьютерных технологий при сооружении длиннопролетных мостов премия Правительства Российской Федерации в области науки и техники присуждена доценту В. И. Наянову (2002). В последние годы международное признание заслужила деятельность коллектива, возглавляемого О. Е. Глухой, в области теоретических основ современных нанотехнологий.

Всего же на факультете работают 30 докторов и 50 кандидатов наук, на практике реализующих девиз «Нет образования без науки, нет науки без образования» и занимающих лидирующие места в рейтинговых оценках. На факультете образованы Научно-образовательный центр Министерства образования и науки РФ «Нелинейная динамика и биофизика» (с 2000 г.), Научно-образовательный институт по оптике и биофотонике СГУ (с 2003 г.), Международный научно-образовательный центр оптических технологий в промышленности и медицине «Фотоника» при СГУ (с 2007 г.), функционирует разработанный на факультете международный проект «Программно-вычислительный комплекс «KVAZAR»» (открытый многопроцессорный

программный комплекс молекулярного моделирования, с 2015 г.). Двадцать лет на факультете издается собственный научно-методический журнал «Вопросы прикладной физики» (главный редактор – профессор А. С. Шаповалов).

Основными научными направлениями на факультете являются: оптика, лазерная физика и лазерные технологии; биофотоника; радиоэлектроника и радиофизика; элементная база радиоэлектроники, метаматериалы, нанотехнологии; нелинейная физика; теоретическая физика; методология и методика преподавания физики; науковедение и диссертационоведение.

Мировой уровень научно-образовательных школ физического факультета определяется изданием монографий и учебников в ведущих международных издательствах, публикацией научных статей в авторитетных журналах, организацией представительных международных конференций как в России (в частности, в Саратове), так и за рубежом, приглашением с пленарными докладами на крупные международные конференции, присуждением научных премий, поддержкой исследований многочисленными грантами, широкой сетью ведущих мировых научных и образовательных центров, в которых проходят стажировку преподаватели, студенты и аспиранты, а также работают выпускники физического факультета. Физический факультет является лидером среди факультетов университета по объему научных исследований, проводимых в рамках многочисленных научных отечественных и международных грантов, научным пуб-

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ СГУ: ПАМЯТНЫЕ ДАТЫ

ликациям (монографий, учебников, научных статей) в ведущих издательствах мира и России. Ежегодно сотрудники факультета публикуют до 400 научных работ, участвует в 50 научных конференциях. Ведущие профессора факультета являются постоянными рецензентами научных журналов и диссертаций на соискание кандидатских и докторских степеней. За последние 5 лет студентами и аспирантами получено 25 грантов по программе У.М.Н.И.К.

На факультете действуют два совета по защите кандидатских и докторских диссертаций по широкому спектру научных специальностей – по радиофизике, физической электронике, оптике, лазерной физике, твердотельной электронике, биофизике. В 2010 – 2015 гг. сотрудниками и аспирантами факультета защищено 4 докторских и 35 кандидатских диссертаций (Г. В. Симоненко, Л. С. Сотов, А. Л. Хвалин, И. А. Ермолаев).

Сотрудники факультета регулярно проходят стажировки с целью повышения научной и методической квалификации, в том числе в рамках программы «Национальный исследовательский уни-

верситет» за последние три года – 25 зарубежных стажировок. В рамках методической работы на факультете ежегодно издается до 20 книг и 30–40 методических статей. Активными авторами в этой области являются сотрудники кафедр общей физики, прикладной физики, базовой кафедры компьютерной физики и метаматериалов, методологии и методики преподавания физики А. С. Шаповалов, М. А. Старшов, В. И. Цой, Л. Л. Страхова, А. А. Игнатъев, Б. А. Медведев, С. П. Кудрявцева, Л. А. Романченко, Б. Е. Железовский, Н. Г. Недогреева и др.

Воспитательная работа на факультете захватывает широкий спектр: контроль учебной дисциплины, патриотическое воспитание, художественно-творческое воспитание, шефская помощь детскому дому в г. Хвалынске, приобщение к научной работе, в том числе в рамках юношеских секций международных обществ по оптике и лазерной физики OSA и SPIE. Активно работают на факультете студенческий совет, неоднократно отмечавшийся среди лучших в университете, и команда тьюторов факультета.



Диплом и Кубок студенческого совета за культурно-массовую работу

Большое значение для факультета имеет работа со старшеклассниками и абитуриентами. В последние годы проводятся собирающие большую аудиторию дни открытых дверей и дни науки с разнообразной содержательной программой (лекции по актуальным проблемам физики, физические эксперименты, экскурсии в музей физических приборов и лекционных демонстраций факультета, выступления выпускников факультета и т.д.). Приятным событием для факультета всегда являются встречи его выпускников разных лет.

Солидность образовательной базы способствует подготовке конкурентноспособных специалистов в области приоритетных направлений научно-технического и экономического развития страны. Современные выпускники физического факультета, согласно полученному образованию в области физики, информационных технологий, иностранному



Спортивные трофеи преподавателей и студентов факультета

языку работают в организациях различного профиля. К ним относятся:

- Аспирантура.
- Академические НИИ, вузы, в т.ч. зарубежные.
- Заводы, КБ, фирмы – производители электронных и оптических приборов и устройств Саратова, Москвы и др. городов.
- Фирмы информационных технологий и услуг Саратова, Москвы, С.-Петербурга и др. городов (в частности, АЛСиТЭК, OpenDev, Ltd).
- Средние образовательные учреждения Саратова и области.
- Медицинские учреждения Саратова и др. городов (работа с радиоэлектронной аппаратурой).
- Сервисные учреждения.

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ СГУ: ПАМЯТНЫЕ ДАТЫ



День науки, посвященный году света. Большая физическая аудитория, сентябрь 2015 г.

Наличие объективных возможностей получения знаний не отменяет серьезного отношения к учебе, что в итоге становится залогом успеха выпускника.

Главные задачи факультета на последующие годы можно сформулировать в общей форме как укрепление имиджевой компоненты физического

образования в Саратовском университете, что связано, как представляется, с решением разнообразных задач прежде всего в сферах интеграции деятельности факультетов физического профиля СГУ и материального обеспечения учебного процесса.

PHYSICAL FACULTY OF SSU: MEMORABLE DATE

V. M. Anikin
Saratov State University

The data on the SSU Physical Faculty in connection with the 70th anniversary of its formation (1945-2015) are presented.

К юбилею факультета



Факультету 20 лет. Настраивается первый в Саратове лазер на рубине.

**О ПРОГРАММАХ КУРСОВ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ
ДЛЯ СТУДЕНТОВ-ФИЗИКОВ БАКАЛАВРИАТА**

В.С. Кошелев, В.В. Новоселов, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Кошелев Василий Сергеевич, д.т.н., профессор*Новоселов Владимир Владимирович*, к.ф.-м.н., доцент*Шаповалов Александр Степанович*, д.ф.-м.н., профессор

Обсуждаются результаты разработки рабочих программ специальных курсов теплофизической направленности для студентов - физиков бакалавриата.

Специфика современного этапа развития высшей школы в России состоит в переходе от системы специалитета к двухуровневой системе образования – бакалавриату и магистратуре. Этот переход поставил перед коллективами вузов сложную и ответственную задачу по разработке новых рабочих программ общих и специальных курсов и практик, удовлетворяющих новым федеральным государственным образовательным стандартам высшего профессионального образования, которые регламентируют подготовку выпускников квалификаций «бакалавр» и «магистр».

В процессе решения этой задачи на кафедре прикладной физики Саратовского государственного университета был разработан комплекс рабочих программ общих и специальных курсов, в том числе курсов по выбору, которые соответствуют направлению подготовки «Физика» и профилю подготовки «Прикладная физика». В указанный комплекс органично вошёл блок программ по теплофизической тематике, которая длительное время успешно развивалась на кафедре под руководством ведущего специалиста в этой области профессора Кошелева В.С. В данной работе приводятся результаты разработки программ указанного блока. Автор первых шести программ – профессор Кошелев В.С., автор седьмой программы – ученик профессора Кошелева доцент Новоселов В.В.

Одной из основных программ указанного блока является программа курса «Теплоэнергетические процессы в электронных устройствах». Курс содержит исчерпывающие сведения о физических процессах, которые происходят внутри и на поверхности элементов (деталей) электровакуумных приборов в рабочем режиме, а также при их изготовлении (нагрев до высоких температур, остывание, циклический нагрев, импульсный

нагрев, отжиг и т.д.). Учёт этих факторов необходим для дальнейшего совершенствования устройств, повышения их надёжности, срока службы, расширения области применения и пр.

Важной как в теоретическом, так и в практическом плане представляется программа курса «Вопросы сложной теплопроводности». В рамках этого курса изучаются методы исследования электронных приборов, учитывающие влияние на их работу сопутствующих физических процессов: формоизменения объекта и его составных частей, термоупругих и термопластических напряжений, температурного, магнито-электрического, механического, радиационного и других воздействий. Указанные методы играют большую роль при разработке и исследовании не только электронных приборов и устройств на их основе, но и при анализе работы объектов авиационной, электротехнической, атомной, строительной техники. Применимы они и в области нанотехнологии и биомедицины.

Большого внимания заслуживает программа курса «Сложный теплообмен в СВЧ приборах». Курс наглядно иллюстрирует эффективность и перспективность комплексного подхода при изучении теплофизических процессов в вакуумных электронных приборах СВЧ диапазона. Здесь излагаются методы решения тепловых и термомеханических задач, касающихся катодных, коллекторно-анодных узлов, замедляющих и резонаторных систем приборов.

Весьма актуальной представляется программа курса «Теплообмен в диатермических средах». Лучистая составляющая теплообмена в электровакуумных приборах существенным образом определяет их температуру. При этом роль теплообмена излучением заметно возрастает по мере

повышения температуры. Значительный интерес представляют задачи радиационного теплообмена в движущейся среде. Наряду с радиационным теплообменом большое внимание в курсе уделяется радиационно-кондуктивному и радиационно-конвективному теплообмену.

Принципиальное значение имеет программа курса «Тепловая оптимизация конструкций электровакуумных приборов СВЧ», в котором на конкретных примерах рассматриваются проблемы и методы проведения многопараметрической оптимизации конструкций электровакуумных приборов СВЧ. Задача оптимизации выходит за рамки теплофизических исследований, поскольку для её решения необходимо привлекать определённые представления из механики сплошных сред, физической электроники и т.д. По этой причине подобный курс следует считать весьма полезным для студентов-физиков.

Высокой практической значимостью отличается программа курса «Вопросы надёжности и долговечности вакуумных СВЧ приборов». Надёжность и долговечность приборов относятся к числу наиболее значимых характеристик устройств. Основное внимание в курсе уделяется технологическим методам повышения надёжности и долговечности электронных приборов, которые основываются на защите тугоплавкими покрытиями поверхностей теплонагруженных элементов (резонаторных, замедляющих, анодно-коллекторных и др.). В связи с этим изучаются методы нанесения

тугоплавких покрытий, методы прогнозирования ресурса тугоплавких покрытий, методы экспериментального исследования работоспособности защитных покрытий.

В связи с интенсивным развитием твёрдотельной электроники существенный интерес вызывает программа курса «Вопросы теплообмена в полупроводниковых приборах и устройствах на их основе». Целями освоения курса являются приобретение навыков корректной постановки и решения теплофизических задач, а также методов теплофизического конструирования применительно к элементам полупроводниковых приборов и микросхем. В курсе приводится и применяется на конкретных примерах методика расчета тепловых сопротивлений кристаллов, анализируются методы их охлаждения. Определяются предельно допустимые значения мощности полупроводниковых приборов.

Все представленные программы были одобрены на заседании кафедры прикладной физики от 10.02.2011 года, протокол № 322, а 30 августа 2011 года – утверждены проректором СГУ по учебно-методической работе.

Ниже в качестве приложения к этой статье приводится полный текст одной из рабочих программ, которая соответствует курсу «Вопросы теплообмена в полупроводниковых приборах и устройствах на их основе». Текст программы приводится в том виде, в каком он был представлен на кафедре автором.

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Физический факультет

УТВЕРЖДАЮ

« ____ » _____ 20 ____ г.

Рабочая программа дисциплины
Вопросы теплообмена в полупроводниковых приборах
и устройствах на их основе

Направление подготовки:
011200 «Физика»

Профиль подготовки:
«Прикладная физика»

Квалификация (степень) выпускника:
Бакалавр

Форма обучения – очная

Саратов
2011 год

1. Цели освоения дисциплины

Целями освоения дисциплины являются приобретение навыков конструирования и применения полупроводниковых приборов и устройств (ППУ) в их теплофизических аспектах.

2. Место дисциплины в структуре ООП бакалавриата

Дисциплина входит в вариативную часть профессионального цикла профиля “Прикладная физика” направления 011200 “Физика” в качестве дисциплины по выбору.

Даная дисциплина логически и содержательно-методически связана с другими дисциплинами профессионального цикла тем, что совместно с ними дает возможность теплофизического конструирования изделий электронной техники.

«Входными» знаниями для этой дисциплины являются знания математического и естественнонаучного цикла, а также «Методов математической физики», «Физических основ работы электронных и квантовых приборов» и «Применение ЭВМ в прикладных исследованиях»

3. Компетенции обучающегося, формируемые в результате освоения этой дисциплины:

ПК-1-Способность использовать базовые теоретические знания для решения профессиональных задач;

ПК-2- Способность применять на практике базовые профессиональные навыки;

ПК-3-Способность эксплуатировать современную физическую аппаратуру и оборудование;

ПК-4-Способность использовать специализированные знания в области физики для освоения профильных физических дисциплин.

В частности, предполагаются навыки:

Знать: методы теплофизических исследований конструкций полупроводниковых приборов и сборок на их основе, микросхем и блоков радиоэлектронной аппаратуры.

Уметь: ставить и решать теплофизические задачи применительно к элементам полупроводниковых приборов и микросхем, объединять эти решения в тепловых схемах (ТС) и рассчитывать с помощью ТС тепловые режимы радиоэлектронной аппаратуры.

Владеть: приемами и методами теплофизического конструирования.

4. Структура и содержание дисциплины

Общая трудоемкость дисциплины составляет 2 зачетные единицы – 72 часа

№ п/п	Раздел дисциплины	Семестр	Неделя семестра	Виды учебной работы, включая самостоятельную и работу студентов, и трудоемкость (в часах)			Формы текущего контроля успеваемости (по неделям семестра) Форма промежуточной аттестации (по семестрам)
				Лекции	Лаборат. работа	Самост. работа	
1	Введение. Надежность, отказы, термостойкость	8	1	2			
2	Источники тепла в РЭА. Необратимые и квазиобратимые тепловые эффекты.	8	2	2	2	1	
3	Общая методика расчета теплового режима РЭА	8	3	2		1	
4	Метод тепловых схем. Тепловые сопротивления и коэффициенты	8	4	2	2	1	
5	Расчет тепловых сопротивлений и кристаллов и ПП и МС	8	5	2		1	Контрольная работа
6	Расчет тепловых сопротивлений других конструктивных элементов ПП и МС	8	6	2	2	1	
7	Тепловые режимы блоков РЭА	8	7	2		1	Контрольная работа
8	Специальные методы охлаждения ПП, МС и блоков РЭА	8	8	2	2		
9	Нестационарные тепловые режимы ПП и МС	8	9	2			
10	Определение предельно допустимых мощностей РЭА.	8	10	2	2		Контрольная работа
	ИТОГО			20	10	6	Экзамен

Содержание учебной дисциплины.

Раздел .1. Введение. Надежность, отказы, термостойкость.

Цели и задачи анализа тепловых режимов полупроводниковых и микроэлектронных приборов.

Надежность и отказы полупроводниковых компонентов РЭА. Термостойкость компонентов РЭА и физические причины, ограничивающие её.

Раздел. 2. Источники тепла в РЭА.

Источники тепла в компонентах РЭА. Необратимые и квазиобратимые тепловые эффекты. Геометрические размеры тепловых источников.

Раздел. 3. Общая методика расчета теплового режима РЭА.

Электротепловая аналогия. Структура тепловых сопротивлений в случаях переноса тепла теплопроводностью, конвекцией и излучением. Тепловые сопротивления и коэффициенты.

Раздел.4. Метод тепловых схем. Тепловые сопротивления и коэффициенты.

Метод тепловых схем. Символика метода тепловых схем. Координатная суперпозиция температурных полей. Собственные и наведенные перегревы в компонентах РЭА.

Принцип местного влияния. Примеры его использования.

Раздел.5. Расчет тепловых сопротивлений кристаллов ПП и МС.

Кристаллы с одномерным тепловым потоком. Объемные и локализованные тепловые источники.

Кристаллы с трехмерным тепловым потоком. Постановка теплофизических задач для кристаллов с объемным и плоским локализованными тепловыми источниками. Тепловые сопротивления для определения максимальной и средней температуры активных областей кристалла. Получение числового материала. Предельные переходы к случаям двухмерного и одномерного теплового потока.

Кристаллы с симметричными тепловыми источниками.

Задача о тепловом режиме кристалла монолитной интегральной схемы.

Раздел.6. Расчет тепловых сопротивлений других конструктивных элементов ПП и МС.

Температурное поле баллона, кольцевого ребра, выводов и основания цилиндрического металлостеклянного корпуса. Полное тепловое сопротивление цилиндрического металлостеклянного корпуса.

Температурное поле и тепловые сопротивления подложек гибридных интегральных схем. Постановка теплофизической задачи для определения собственного и наведенных перегревов. Характер зависимости функции температурного перепада от координат.

Расчет температур областей тепловыделения гибридных, монолитных и пленочных интегральных схем.

Раздел.7. Тепловой режим блоков РЭА.

Температурное поле, структура тепловых сопротивлений и коэффициентов, теплофизическая модель блока РЭА.

Расчет температурного поля блока РЭА с учетом анизотропии теплофизической модели.

Тепловые сопротивления зазора и кожуха блока РЭА.

Собственный перегрев компонента блока РЭА и упрощенный метод его расчета.

Раздел.8. Специальные методы охлаждения ПП, МС и блоков РЭА.

Проектирование теплоотводов для ПП и МС. Теплоотводы с алмазными включениями. Теплоаккумуляторы. Холодильники. Вентиляторы для вынужденной конвекции.

Раздел.9. Нестационарные теплорежимы ПП и МС.

Термоэквивалентная схема для анализа нестационарного теплового режима. Временная суперпозиция температурных полей. Переходные тепловые сопротивления. Единичные и импульсные переходные функции теплофизических моделей. Решения задач для больших и малых критериев Фурье. Импульсные температуры.

Раздел. 10. Определение предельно допустимых мощностей РЭА.

Предельно допустимые мощности ПП и МС. Зависимость предельно допустимых мощностей от конструктивных особенностей и температурного фона. Оптимальное размещение ПП и МС в блоках РЭА. Методы повышения предельно допустимых мощностей блоков РЭА.

5. Образовательные технологии

- занятия лекционного типа и в спецпрактикуме,
- консультации,
- встречи с руководством электронных предприятий,
- экскурсии на предприятия,
- лабораторные работы,
- самостоятельная работа по заказам предприятий.

6. Учебно-методическое обеспечение самостоятельной работы студентов. Оценочные средства для текущего контроля успеваемости, промежуточной аттестации по итогам освоения дисциплины.

Учебно-методическим обеспечением самостоятельной работы студентов являются конспекты прослушанных лекций и учебно-методические разработки для выполнения лабораторных работ в специальных практикумах № 1 и 2. Консультации по этим материалам студент может получить как во время лекции, так после ее окончания или (для лабораторных работ) перед теоретическим отчетом по лабораторной работе, а также непосредственно входе учебного эксперимента. Дополнительная консультация по всему курсу перед экзаменом.

В качестве оценочных средств текущего контроля успеваемости используются предварительные и окончательные отчеты по лабораторным работам, а также контрольные работы по теоретическому курсу. Последние включают в себя подборку вопросов, ответы на которые позволяют оценить степень усвоения студентом учебного материала. Если подготовленность студента по материалам контрольной явно недостаточна, то он вызывается на дополнительную консультацию по этому материалу.

В зависимости от успеваемости того или иного студента ему предлагается курсовая работа или реферат по материалам курса. При этом названия курсовых работ ежегодно обновляются, сохраняя свою принадлежность содержанию дисциплины. Например:

- а) Расчет тепловыделения в полевом транзисторе.
- б) Тепловой режим блока управления (название блока) в условиях вынужденной конвекции
- в) Определение предельно допустимой мощности рассеивания ПП в зависимости от характеристик его теплоотвод.

Темы рефератов назначаются конкретным студентам с учетом недостатков их исходной подготовки. Основу для них дает дополнительная литература по дисциплине (см. п. 7).

Для аттестации по итогам освоения дисциплины используются билеты, каждый из которых повторяет тот или иной фрагмент содержания дисциплины. С целью выяснения полноты знаний на экзамене, дополнительно задаются и дополнительные вопросы по программе курса (см. п. 4).

Контрольные вопросы и задания предназначены для контрольных работ. Часть из них имеет целью проверить знание студентом основных понятий и определений. Например:

- а) Что понимается под надежностью РЭА?
 - б) Какие виды отказов РЭА Вам известны?
 - в) Что ограничивает термостойкость микросхемы?
- Другие выявляют конкретные знания фрагментов дисциплины:
- а) На чем основана электротепловая аналогия?
 - б) Какова структура тепловых сопротивлений для конвективного теплопереноса?
 - в) В чем отличие тепловых сопротивлений от тепловых коэффициентов? и т.д.

Контрольные задания дополняют перечень вопросов контрольной работы для проверки навыков теплофизического проектирования. Их примеры:

- а) Рассчитать тепловой режим униполярного транзистора в пластмассовом корпусе.
- б) Рассчитать тепловой режим мощного выпрямительного диода с радиатором.
- в) Определить собственные и наведенные перегревы активных элементов в монолитной схеме дешифратора. и т.д.

7. Учебно-методическое и информационное обеспечение дисциплины

а) основная литература

1. Дульнев Г.Н. Тепло-и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. – М. Высшая школа. 2002.

2. Пехович А.И., Жидких В.М. Расчеты теплового режима твердых тел. М. «Энергия» 2001.

б) дополнительная литература:

1. Дульнев Г.Н. Теплообмен в радиоэлектронных устройствах. М.-Л. Госэнергоиздат. 2003.

2. Дульнев Г.Н., Торновский Н.Н. Тепловые режимы электронной аппаратуры. Л. «Энергия». 2001.

3. Мучник Г.Ф., Рубашов И.Б. Методы теории теплообмена. М. Высшая школа. 2000.

в) программное обеспечение и Интернет-ресурсы:

-комплекс программ для моделирования температурных полей в элементах конструкций ПП и МС

-учебно-методическая разработка «Измерения температуры в активных областях ПП» на сайте СГУ

8. Материально-техническое обеспечение дисциплины

8.1. Микропроцессорная установка для измерения температур активных областей ПП в режиме саморазогрева.

8.2. Лабораторные установки в Спецпрактикуме-2.

Программа составлена в соответствии с требованиями ФГОС ВПО с учетом рекомендаций и Примерной ООП ВПО по направлению 011200 «Физика» и профилю подготовки – «Прикладная физика».

Программа одобрена на заседании кафедры прикладной физики от 10.02.2011 года, протокол № 322

Автор: к.ф.-м.н., доцент

Новоселов В.В.

Зав. кафедрой прикладной физики,
д.ф.-м.н., профессор

Шаповалов А.С.

Декан физического факультета,
д.ф.-м.н., профессор

Аникин В.М.

PROGRAMS OF THERMOPHYSICAL ORIENTATION COURSES FOR BACHELOR PHYSICS STUDENTS

V.S. Koshelev, V.V. Novoselov, A.S. Shapovalov
Saratov state University

The results of the development of work programs of special courses of thermophysical orientation for bachelor physics students are discussed.

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МАЯТНИКА

С.А. Антонов, А.С. Бирюков, В.В. Машников

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Антонов Сергей Александрович - студент

Бирюков Алексей Сергеевич - студент

Машников Валерий Васильевич, к.ф. – м.н., доцент

Методом возмущений проведено решение нелинейного уравнения колебаний математического маятника. Результаты расчёта основных параметров колебания сравниваются с расчётами по более строгим теориям и с результатами эксперимента. Отмечается их удовлетворительное совпадение.

Тема " маятник" – «кладезь» идей современной математики и физики. Она позволяет сформулировать множество различных задач, применить множество различных методов их решений, в том числе с использованием программирования, сделать нетривиальные выводы из простых соотношений.

Движение математического маятника длиной L и массой m можно рассматривать как вращение вокруг оси O (рис.1).

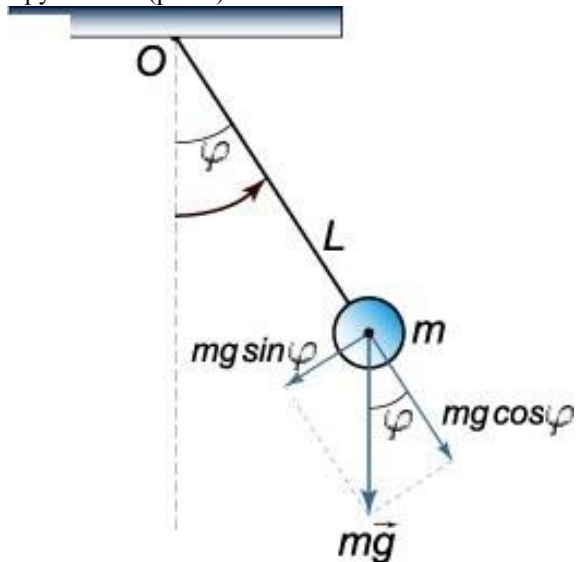


Рис.1

Уравнение динамики вращательного движения записывается в угловых координатах как

$$I \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgL \sin\varphi \text{ или } \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2 \sin\varphi = 0 \quad (1),$$

где $\varphi(t)$ - угол отклонения от положения равновесия;

I - момент инерции системы относительно оси вращения;

$mgL \sin\varphi$ - момент силы тяжести относительно оси O ; $\omega_0^2 = \frac{mgL}{I}$.

Для точечной массы $I = mL^2$, тогда $\omega_0^2 = \frac{g}{L}$.

Уравнение типа (1) имеет точное решение через эллиптический интеграл первого рода [1]. Точное уравнение движения маятника является периодической функцией времени, то есть описывает колебания. Однако эти колебания происходят по более сложному закону, чем закон синуса или косинуса и не являются гармоническими.

Практический интерес представляют приближенные методы решения уравнения (1), такие как метод последовательных приближений,

метод итераций (возмущений), методы аппроксимации синуса в виде рядов.

Метод возмущений широко применяется при решении профессиональных задач в электронике под названиями «метод малых амплитуд», «малосигнальное приближение» и т.п.

Функцию $\sin\varphi$ можно разложить в ряд Тейлора

$$\sin\varphi = \varphi - \frac{\varphi^3}{3!} + \frac{\varphi^5}{5!} + \dots$$

Для углов $\varphi < \frac{\pi}{2}$, с достаточной точностью обычно полагают $\sin\varphi = \varphi - \frac{1}{6}\varphi^3$.

Тогда уравнение (1) преобразуется к виду:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = \omega_0^2 \frac{1}{6}\varphi^3 \quad (2)$$

Это нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка. Его решение можно свести к сумме решений однородного ($\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0$) уравнения и частного неоднородного. Однородное уравнение описывает колебания гармонического осциллятора и маятника при малых углах отклонения (линейные колебания). Полагая, что увеличение угла на малые значения, даёт также небольшие отклонения движения маятника от линейного, применим метод возмущений. Член, стоящий в правой части уравнения (2) называется возмущением. Его принято вводить через параметр малости η . Численное значение параметра малости подбирается исходя из условий конкретной задачи. Для амплитуд $a_0 < \pi/2$ достаточно иметь η порядка 10^{-1} . Уравнение (2) при наличии возмущения можно представить в виде

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = \eta\omega_0^2 \frac{1}{6}\varphi^3 \quad (3)$$

Решение однородного уравнения $\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0$ известно и имеет вид: $\varphi_0(t) = a_0 \cos\omega_0 t$

Это решение соответствует положению маятника в начальный момент времени ($t=0$) в крайнем положении $\varphi(0) = a_0$ и скорости $\varphi'(0) = 0$. Здесь a_0 - амплитуда угла отклонения от положения равновесия.

Решение (3) будем искать в виде:

$$\varphi(t) = a_0 \cos\omega_0 t + \varphi_1(t) \quad (4)$$

где $\varphi_1(t)$ - поправка к невозмущенному движению. Подставив (4) в (3) получаем следующее уравнение для $\varphi_1(t)$:

$$\begin{aligned} \varphi_1'' + \omega_0^2\varphi_1(t) &= \eta\omega_0^2 \frac{1}{6} \{a_0 \cos\omega_0 t + \varphi_1(t)\}^3 = \\ &= \eta\omega_0^2 \frac{1}{6} \{\varphi_0(t) + \varphi_1(t)\}^3 \quad (5) \end{aligned}$$

Поскольку выше было оговорено, что амплитуда возмущения

$|\varphi_1(t)| \ll a_0$, то в правой части уравнения (5) пренебрегая малыми величинами порядка $\eta\varphi_1^3, \eta\varphi_1^2$, получим:

$$\frac{1}{6}\eta\omega_0^2[a_0^3\cos^3\omega_0t + 3a_0^2\cos^2\omega_0t \cdot \varphi_1(t)]$$

Проведем эквивалентные замены:

$$\cos^2\omega_0t = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\omega_0t);$$

$$\cos^3\omega_0t = \frac{1}{4}(3\cos\omega_0t + \cos 3\omega_0t).$$

Полученное в результате неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка содержит малые величины порядка малости $\eta\varphi_1(t)$, Коэффициенты при $\varphi_1(t)$ зависят от времени:

$$\begin{aligned} \varphi_1'' + \omega_0^2(1 - \frac{\eta}{4}a_0^2 - \frac{\eta}{4}a_0^2\cos 2\omega_0t)\varphi_1(t) = \\ = \frac{\eta\omega_0^2}{8}a_0^3\cos\omega_0t + \eta\frac{\omega_0^2}{24}a_0^3\cos 3\omega_0t \end{aligned} \quad (6)$$

Общее решение уравнения (6), по всей видимости, должно содержать составляющие с частотами $\omega_0, 2\omega_0$ и $3\omega_0$. Однако аналитическое решение (6) представляет значительные трудности. Упрощение уравнения можно провести двумя путями.

Во-первых, можно пренебречь слагаемым, содержащим малую величину $\eta\varphi_1(t)$.

Уравнение (6) тогда примет вид:

$$\varphi_1'' + \omega_0^2\varphi_1(t) = \frac{\eta\omega_0^2}{8}a_0^3\cos\omega_0t + \eta\frac{\omega_0^2}{24}a_0^3\cos 3\omega_0t \quad (7)$$

Решение ищем в виде

$$\varphi_1(t) = a\cos\omega_0t + b\cos 3\omega_0t \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7) и приравнявая коэффициенты при косинусах соответствующих аргументов, найдем постоянные a и b . $a=0$

$$-8b\omega_0^2 = \eta\frac{\omega_0^2}{24}a_0^3 \rightarrow b = -\eta\frac{a_0^3}{192}$$

Тогда $\varphi(t) = \varphi_0(t) + \varphi_1(t) = a_0\cos\omega_0t - \eta\frac{a_0^3}{192}\cos 3\omega_0t$ удовлетворяет уравнению (3) с точностью до бесконечно малых величин.

Общее решения исходного уравнения примет вид:

$$\varphi(t) = a_0\cos\omega_0t - \eta\frac{a_0^3}{192}\cos 3\omega_0t \quad (9)$$

Решение (9) удовлетворяет начальному условию по координате $\varphi(0) = a_0$ с точностью до малых величин и удовлетворяет по скорости $\varphi'(0) = 0$. Это обстоятельство отражает факт появления дополнительных колебаний высших частот.

Во-вторых, можно пренебречь слагаемым $\varphi_1(t)$ $\frac{\eta}{4}a_0^2\cos 2\omega_0t$, оставив $\varphi_1(t) = \frac{\eta}{4}a_0^2$. Это позволяет

Таблица 1. Результаты сравнения теоретических расчётов частот и периодов нелинейных колебаний маятника

a_0 радианы	$\frac{\omega(a_0)}{\omega_0} = 1 - \frac{1}{16}a_0^2$ работа [3]:	$\frac{\omega(a_0)}{\omega_0} = \sqrt{1 - \frac{\eta}{4}a_0^2}$ формула (12)	$\frac{T_3(a_0)}{T_0}$ работа [3]:	$\frac{T_{12}(a_0)}{T_0}$ формула (12)
0.10	0.999	0.999	1.001	1.001
0.20	0.998	0.998	1.002	1.002
0.30	0.994	0.995	1.006	1.005

оценить влияние нелинейных эффектов на частоту основного колебания. Уравнение (6) примет вид:

$$\begin{aligned} \varphi_1'' + \omega_0^2(1 - \frac{\eta}{4}a_0^2)\varphi_1 = \frac{\eta\omega_0^2}{8}a_0^3\cos\omega_0t = \\ + \eta\frac{\omega_0^2}{24}a_0^3\cos 3\omega_0t = \varphi_1'' + \omega^2\varphi_1 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{Здесь } \omega_0^2(1 - \frac{\eta}{4}a_0^2) = \omega^2$$

Решение ищем в виде (8). Подставляя (8) в (10) и, приравнявая коэффициенты при косинусах соответствующих аргументов, получаем постоянные a и b :

$$\begin{aligned} -\frac{a\eta}{4}a_0^2 = \frac{\eta}{8}a_0^3 \rightarrow a = -\frac{1}{2}a_0 - 8b - \frac{b\eta}{4}a_0^2 = \frac{\eta}{24}a_0^3 \\ \rightarrow b = -\frac{\eta a_0^3}{192 + 6\eta a_0^2}. \end{aligned}$$

Тогда решение уравнения (10) запишется в виде

$$\varphi_1(t) = -\frac{1}{2}a_0\cos\omega_0t - \frac{\eta a_0^3}{192 + 6\eta a_0^2}\cos 3\omega_0t$$

Общее решение исходного уравнения (3) при заданных начальных условиях запишется как:

$\varphi(t) = \varphi_0(t) + \varphi_1(t) + C$. Здесь C – постоянная величина, определяемая из начальных условий для основной гармоники: $\varphi(0) = a_0$; $\varphi'(0) = 0$. $C = \varphi(0) - \varphi_0(0) - \varphi_1(0) = \frac{1}{2}a_0$. Решение примет вид:

$$\begin{aligned} \varphi(t) = a_0\cos\omega_0t + \frac{1}{2}a_0(1 - \cos\omega_0t) - \\ - \frac{\eta a_0^3}{192 + 6\eta a_0^2}\cos 3\omega_0t. \end{aligned} \quad (11)$$

Решение (11) удовлетворяет начальному условию по координате $\varphi(0) = a_0$ так же с точностью до малых величин, а по скорости $\varphi'(0) = 0$.

Как следует из уравнения (10):

$$\omega^2(a_0) = \omega_0^2(1 - \frac{\eta}{4}a_0^2),$$

$$\omega(a_0)/\omega_0 = \sqrt{1 - \frac{\eta}{4}a_0^2}$$

$$\text{Тогда, } T(a_0) = 2\pi/\omega(a_0),$$

$$T(a_0) = T_0(1 + \frac{1}{8}\eta a_0^2) \quad (12)$$

В условиях данной задачи максимальный угол отклонения маятника от положения равновесия составляет $\varphi_0(0) = a_0 = \pi/2 = 1,57$. В пределах 1% – 5% ошибки аппроксимации [3], можно брать значение параметра малости $\eta = 0.1 - 0$.

Были проведёны расчёты относительного изменения частоты и периода математического маятника по формулам более строгой теории работ [3] и по формуле (12) настоящей работы.

0.40	0.990	0.991	1.010	1.009
0.50	0.984	0.986	1.016	1.014
0.60	0.978	0.980	1.022	1.020
0.70	0.969	0.972	1.032	1.029
0.80	0.960	0.963	1.041	1.038
0.90	0.949	0.954	1.054	1.048
1.00	0.938	0.942	1.066	1.061
1.10	0.924	0.930	1.082	1.075
1.20	0.910	0.916	1.099	1.092
1.30	0.894	0.900	1.118	1.111
1.40	0.878	0.883	1.139	1.132
1.50	0.859	0.865	1.164	1.155

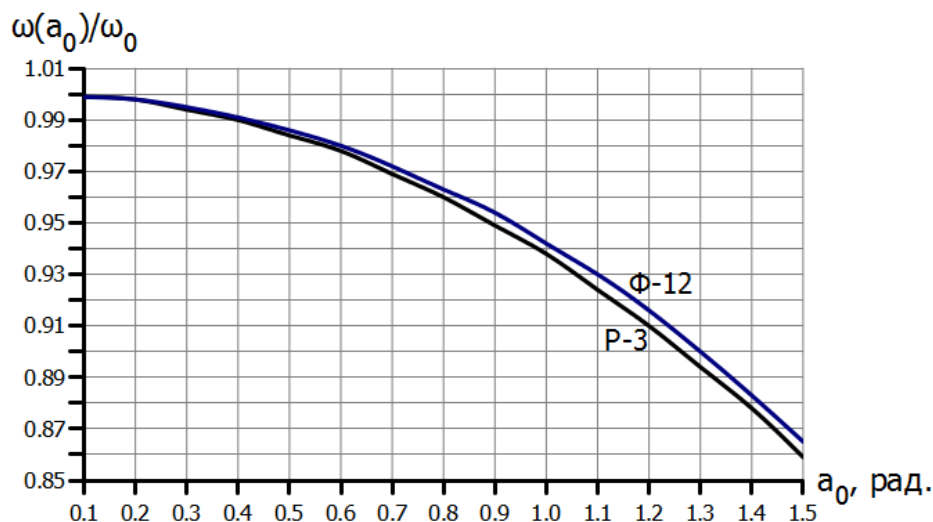


Рис.2. Зависимость относительного изменения частоты от амплитуды колебания

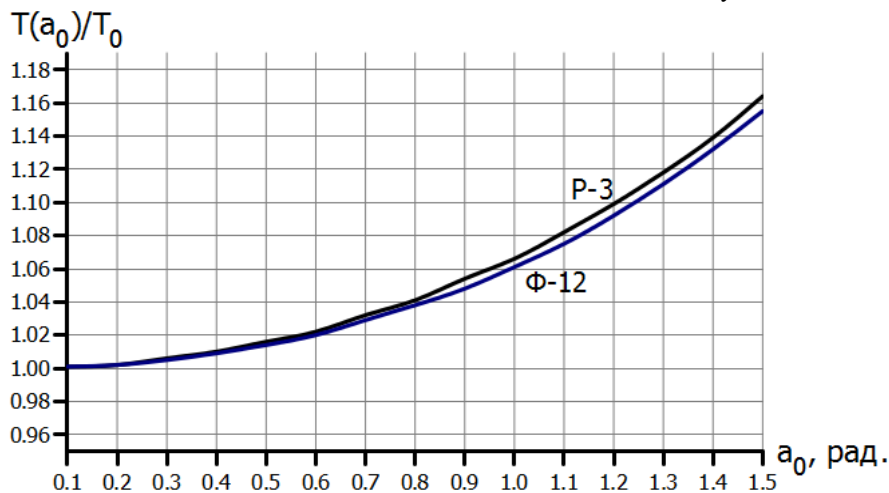


Рис.3 Зависимость относительного изменения периода от амплитуды колебания

Проведённые решения нелинейного уравнения колебаний математического маятника методом возмущений показали хорошие количественные совпадения с более строгими теориями.

В таблице 2 приведены результаты экспериментальных измерений периода колебаний математического маятника для различных амплитуд

[2] и теоретические расчёты периодов по формулам работы [3] и формулам (12) настоящей работы

Экспериментальные измерения [2] проводились с математическими маятниками разной длины, время измерялось цифровым секундомером с погрешностью 0.01 с

Таблица 2. Результаты эксперимента и расчёта периода колебаний для различных амплитуд. Длина маятника $L=0,30$ м., период линейных колебаний $T_0=1.09$ с

Амплитуда a_0 градусы	Амплитуда a_0 радианы	Период $T_{эк}$ с.	Период по теории работы [3] T_3 с.	Период по фор. (12) T_{12} с.
5	0,087	1,11	1,09	1,09
10	0,174	1,13	1,09	1,10(2)
15	0,262	1,14	1,10	1,10 (7)
25	0,436	1,15	1,11	1,11
35	0,610	1,17	1,12	1,12
45	0,784	1,18	1,13	1,13
60	1,046	1,22	1,17	1,16
70	1,221	1,24	1,21	1,19
80	1,395	1,26	1,24	1,22
90	1,570	1,27	1,29	1,25

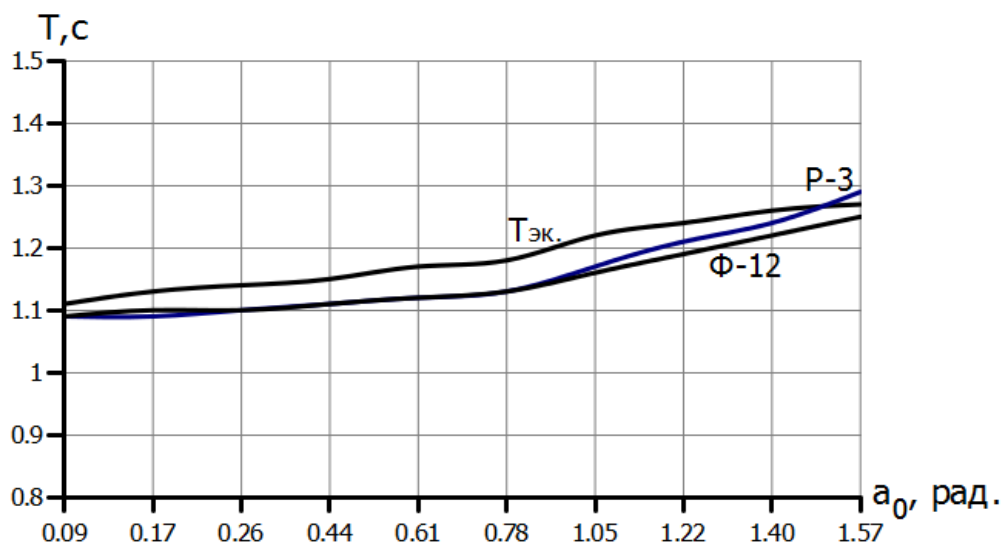


Рис. 4. Сравнение теоретических расчётов по разным методикам с экспериментом.

Результаты сравнения с более строгими теориями и экспериментом вполне удовлетворительные.

Проведённые в данной работе исследования колебаний маятника подтверждают многообразие математических моделей этого физического прибора как в форме линейных, так и нелинейных уравнений. Методики решения таких уравнений представляются полезным для студентов матема-

тических и естественных факультетов, поскольку позволяют оценить допустимые приближения (пренебрежения) количественно в сравнении с экспериментом.

Подобные задачи могут использоваться в качестве заданий самостоятельной работы студентов при реализации балльной системы оценивания знаний.

Библиографический список

1. Матвеев А.Н., Механика и теория относительности, Выс. школа, М 1974.
2. <knowledge.allbest.ru.> Изучение движения нелинейного маятника
3. Киттель Ч. И др. Курс физики, (БК), том I, Механика, Наука, М.,1971.
4. Безручко Б.П. Нелинейные маятники и их модели // Соросовский Образовательный Журнал, т.6, №9, 2000, С.95-102
5. Янке Е. и др. Специальные функции, Наука, М.,1977

NONLINEAR OSCILLATIONS OF MATHEMATICAL PENDULUM

S. A. Antonov, A. S. Biryukov, V.V. Mashnikov

Saratov State University

A nonlinear equation of oscillations of the mathematical pendulum was solved using the perturbation technique. The results of calculation of the main parameters of the oscillations were compared with calculations based on more rigorous theories and with the experimental results. Satisfactory agreement of the results was noted.

О СТАТИСТИЧЕСКОМ ВЫВОДЕ ЗАКОНА ОМА

А.С. Шаповалов, В.В. Машников, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.м.-н., профессор*Машников Валерий Васильевич*, к.ф.-м.н., доцент

Саратовское электроагрегатное производственное объединение

Шаповалов Степан Александрович, инженер

Приводится статистически корректный вывод закона Ома, основанный на использовании экспоненциального закона распределения времени свободного пробега электронов.

Вывод закона Ома в дифференциальной форме справедливо считается большим успехом классической электронной теории проводимости металлов. Вместе с тем авторы практически всех учебников и учебных пособий отмечают и недостатки (затруднения) этой теории. При этом основное внимание, естественно, уделяется принципиальным затруднениям, которые в рамках классической теории устранить невозможно. Значительно меньше внимания отводится недостатку, связанному со статистической некорректностью вывода закона Ома, а точнее с неправильным усреднением скорости дрейфа электронов, а, следовательно, и неточным выражением для удельной электропроводности (оно в 2 раза отличается от статистически корректного результата). Этот недостаток легко устраняется без нарушения основных положений классической электронной теории Друде. Данная работа посвящена методике устранения указанной неточности расчёта, то есть статистической корректировке расчёта Друде.

Для облегчения понимания необходимой корректировки, кратко представим схему расчёта Друде. Как известно [1,2], классическая электронная теория проводимости металлов исходит из того, что скорость дрейфа $u(t)$ электронов представляет собой последовательность импульсов, длительность которых равна среднему значению времени свободного пробега электронов между двумя последовательными столкновениями с узлами кристаллической решётки τ_0 , а абсолютная величина плотности тока j определяется выражением

$$j = ne\bar{u}, \quad (1)$$

где n - концентрация свободных электронов, e - абсолютная величина заряда электрона, \bar{u} - среднее по времени значение скорости дрейфа электрона под действием электрического поля.

Элементарный расчёт показывает, что скорость дрейфа $u(t)$ между двумя любыми последовательными моментами столкновений электронов зависит от времени, отсчитываемого от момента t_k последнего столкновения, линейно, то есть при $t_k \leq t \leq t_{k+1}$.

$$u(t) = \frac{eE}{m}(t - t_k), \quad (2)$$

где E - напряжённость электрического поля, m - масса электрона. Наибольшее значение скорости достигается при $t = t_{k+1}$. Поскольку длительности импульсов $t_{k+1} - t_k$ при любом k одинаковы и по предположению равны τ_0 , средние значения скорости

дрейфа за время свободного пробега $t_{k+1} - t_k$ и за бесконечный интервал времени совпадают и равны

$$\bar{u} = \frac{eE\tau_0}{2m}. \quad (3)$$

Друде не учитывал распределение тепловых скоростей электронов и принял их равными среднему значению \bar{v} . Так как $\bar{u} \ll \bar{v}$, величина τ_0 в (3) была представлена как отношение средней длины свободного пробега электронов λ к средней скорости теплового движения \bar{v} . С учётом сказанного подстановка (3) в (1) приводит к известным выражениям для закона Ома и удельной электропроводности γ

$$j = \frac{ne^2\lambda}{2m\bar{v}}E \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{ne^2\lambda}{2m\bar{v}}. \quad (5)$$

Наиболее грубое упрощение расчёта Друде, ведущее к некорректности (4) и (5), связано с заменой всех интервалов времени свободного пробега электронов $t_{k+1} - t_k$ величиной среднего времени пробега τ_0 . В принципе, в рамках курсов, читаемых на физических факультетах учёт случайного характера интервалов $t_{k+1} - t_k$ нетрудно сделать более строгим. Действительно, в разделе «Молекулярная физика» курса общей физики студенты знакомятся со статистическими методами анализа и получают определённые сведения по теории вероятностей и теории случайных процессов [3]. Для закрепления этих понятий желательно более широкое их использование в статистических расчётах в последующих частях курса общей физики, в том числе в разделе «Электричество и магнетизм». Ниже приводятся два способа статистической корректировки расчётов Друде. Оба способа основаны на снятии предположения о равенстве интервалов $t_{k+1} - t_k$. Вместо этого совершенно обоснованно предполагается, что последовательность актов столкновений электронов с узлами кристаллической решетки представляет собой Пуассоновский поток событий, интервалы времени $t_{k+1} - t_k$ носят случайный характер, и функция, описывающая зависимость скорости дрейфа от времени, является случайной и эргодической. В случае эргодической функции все результаты, получаемые усреднением по времени совпадают с аналогичными данными, которые определяются статистическим усреднением (усреднением по плотности распределения вероятности). Выбор того или иного способа корректировки зависит от степени подготовленности студентов.

При первом способе корректировки среднее значение скорости дрейфа определяется как статистическое математическое ожидание $M\{u(t)\}$, которое находится усреднением скорости дрейфа по множеству её реализаций. Как следует из выражения (2), нахождение этого математического ожидания сводится к определению статистического математического ожидания $M\{t-t_k\}$ интервала $t-t_k$. Действительно,

$$M\{u(t)\} = \frac{eE}{m} M\{t-t_k\}.$$

Одно из свойств Пуассоновского потока событий, которое подробно обсуждается в [2] (мы, естественно, опускаем это обсуждение) заключается в том, что математическое ожидание $M\{t-t_k\}$ совпадает со средним временем τ_0 свободного пробега электронов. Таким образом, статистически корректное среднее значение скорости дрейфа электронов, определяется не соотношением (3), а равенством

$$\bar{u} = \frac{eE\tau_0}{m}, \quad (6)$$

Подстановка (6) в (1) приводит к статистически корректным выражениям для закона Ома и удельной электропроводности

$$j = \frac{ne^2\lambda}{m\nu} E, \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{ne^2\lambda}{m\nu}. \quad (8)$$

При втором способе корректировки среднее значение скорости дрейфа определяется как временное среднее, получаемое вдоль одной реализации случайной скорости дрейфа, то есть

$$\bar{u} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} u(t) dt.$$

Интеграл в этом выражении представляет направленное смещение электрона за время T под действием электрического поля. Представив время T как сумму N интервалов времени свободного пробега $\tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_k + \dots + \tau_N$, а интеграл – как сумму сонаправленных смещений электрона в процессе дрейфа с ускорением eE/m на этих интервалах и разделив числитель и знаменатель указанного выражения на N , получим [2]

$$\bar{u} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\frac{1}{N} \frac{eE}{2m} \sum_{k=1}^{k=N} \tau_k^2}{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^{k=N} \tau_k} = \frac{eE}{2m} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}, \quad (9)$$

где $\langle \tau \rangle$ и $\langle \tau^2 \rangle$ - временные средние значения соответственно интервала и квадрата интервала времени между двумя последовательными столкновениями электрона с узлами кристаллической решетки.

Как уже говорилось, в рассматриваемом случае указанные временные средние совпадают со статистическими средними соответствующих величин. Для Пуассоновского потока событий плотность распределения $f(\tau)$ интервала τ между двумя последовательными событиями описывается экспоненциальным законом [3], то есть при $\tau < 0$ $f(\tau) = 0$, а при $\tau \geq 0$

$$f(\tau) = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}$$

По своему статистическому смыслу параметр τ_0 этого распределения представляет собой математическое ожидание интервала $M\{\tau\}$. Элементарный расчёт показывает, что математическое ожидание квадрата интервала $M\{\tau^2\}$ равно

$$M\{\tau^2\} = \int_0^{\infty} \tau^2 \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} d\tau = 2\tau_0^2.$$

Нетрудно видеть, что замена величин $\langle \tau \rangle$ и $\langle \tau^2 \rangle$ в равенстве (9) математическими ожиданиями $M\{\tau\} = \tau_0$ и $M\{\tau^2\} = 2\tau_0^2$ приводит к выражению для средней скорости дрейфа электронов \bar{u} , которое совпадает с равенством (6), полученным при первом способе корректировки расчёта. Естественно, что дальнейшие рассуждения приводят к выражениям (7), (8).

В заключение отметим, что большинство приведённых выкладок базируется на материалах учебного пособия [2], в котором обсуждаемому вопросу уделено большое внимание. Основная цель данной работы, как и работы [4], заключается в том, чтобы, привлекая дополнительное внимание к этой теме, стимулировать проведение статистических расчётов в рамках курса общей физики, способствовать развитию и закреплению соответствующих практических навыков.

Библиографический список

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. СПб.; М.; Краснодар. 2007.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. III. Электричество. М. 2009.
3. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М. 1964.
4. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. Саратов.: Издательство «Саратовский источник», 2015.

ABOUT STATISTICAL CALCULATION OF OHM'S LAW

¹A.S. Shapovalov, ¹V.V. Mashnikov, ²S.A. Shapovalov

¹Saratov State University

²Saratov Electric Units Production Firm

A statistically valid inference of Ohm's law, based on the use of the law of exponential distribution of the time of free path of electrons is presented.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ АНГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

В.В.Машников, А.С.Шаповалов.

Саратовский государственный университет

Машников Валерий Васильевич, к.ф.-м.н., доцент Базовой кафедры компьютерной физики
Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор Базовой кафедры компьютерной физики

Решение нелинейного уравнения осциллятора проведено методом последовательных приближений и представлением тригонометрических функций убывающим рядом функций Бесселя.

Понятие гармонического осциллятора давно известно в научно-методической литературе. Простейшая колебательная система, называемая маятником, представляет собой груз, подвешенный на невесомой нерастяжимой нити. Более сложные колебания могут совершать электрические, химические, биологические системы. Теория и практика изучения колебаний демонстрирует не иссекаемый интерес к этой проблеме на протяжении нескольких столетий. Сопровождаемое колебания заряженных частиц излучение электромагнитных волн, порой является важной составляющей информации о внутренней структуре атомов, молекул и вещества в целом. Общим моментом описания поведения различного рода колебательных систем может является их математическая модель-набор уравнений «движения», характеризующих изменения состояния системы в широком смысле.

Деление осцилляторов на линейные (гармонические) и нелинейные (ангармонические) связано не только с типом дифференциальных уравнений, применяемых для описания конкретной модели, но с определёнными физическими свойствами колебательной системы и окружающей среды [1],[2].

В данной работе применяется один из методов решения нелинейного уравнения осциллятора, сочетающий метод последовательных приближений и представление тригонометрических функций в виде ряда функций Бесселя.

Уравнение ангармонического осциллятора можно записать в виде

$$\varphi''(t) + \omega_0^2 \sin \varphi(t) = 0 \quad (1),$$

где $\varphi(t)$ – периодически изменяющийся параметр колебательной системы (угловая или линейная координата маятника, например); ω_0^2 – постоянная, характеризующая колебательные свойства системы.

Наиболее известным методом приближенного решения уравнение (1) является метод разложение функции синус в ряд Тейлора с ограниченным числом членов. Тогда исходное уравнение примет вид

$$\varphi''(t) + \omega_0^2 \left(\varphi - \frac{1}{6} \varphi^3 \right) = 0 \quad (2)$$

Решение (2), в приближении малых значений φ , даёт функцию

$$\varphi(t) = \varphi_0(t) + \varphi_1(t) = a_0 \sin \omega_0 t + a_1 \sin 3\omega_0 t \quad (3)$$

В отличие от решения $\varphi_0(t) = a_0 \sin \omega_0 t$ линейного уравнения

$\varphi''(t) + \omega_0^2 \varphi(t) = 0$, нелинейная «добавка» в виде φ^3 приводит к проявлению нового качества колебательной системы, а именно:

1) появляются колебания с частотами кратными основной частоте;

2) частота (период) основного колебания становится функцией амплитуды этого колебания.

С другой стороны, решение (3) удовлетворяет свойству линейного осциллятора, а именно свойству суперпозиции:

$$f\{(\varphi_0(t) + \varphi_1(t))\} = f(\varphi_0) + f(\varphi_1).$$

Причина такого исхода проста: в дифференциальном уравнении (2), при подстановке решения (3), были отброшены члены более высоких порядков малости, чем первый, которые и учитывают взаимное влияние колебаний разных частот.

Для колебательных систем типа математический и физический маятник, колебательный контур с сосредоточенными параметрами индуктивности и ёмкости без потерь, такие упрощения вполне обоснованы и не меняют суть общей картины колебаний. Другое дело анализ колебаний в высокочастотных колебательных системах типа резонаторов, в которых может быть множество резонансных частот, не обязательно кратных.

Для большей общности положим, что решение уравнения (1) нелинейного ангармонического осциллятора имеет вид:

$$\varphi(t) = \varphi_1(t) + \varphi_2(t) = a_1 \sin \omega_1 t + a_2 \sin \omega_2 t \quad (4)$$

Следуя логике метода последовательных приближений можно взять в качестве функции $\varphi_1(t) = a_0 \sin \omega_0 t$ решение линейного осциллятора или $\varphi_1(t) = a_0 \sin \omega t$ с учётом того, что частота ω_0 изменяется. Соотношение частот ω_1 и ω_2 в (4) произвольное.

Запишем слагаемые уравнения (1):

$$\begin{aligned} \varphi''(t) &= -a_1 \omega_1^2 \sin \omega_1 t - a_2 \omega_2^2 \sin \omega_2 t \\ \omega_0^2 \sin \varphi &= \omega_0^2 \sin [a_1 \sin \omega_1 t + a_2 \sin \omega_2 t] = \\ &= \omega_0^2 \{ \sin(a_1 \sin \omega_1 t) \cdot \cos(a_2 \sin \omega_2 t) + \\ &+ \cos(a_1 \sin \omega_1 t) \cdot \sin(a_2 \sin \omega_2 t) \} \end{aligned}$$

Воспользуемся далее представлениями тригонометрических функций:

$$\sin(a_1 \sin \omega_1 t) = 2J_1(a_1) \sin \omega_1 t + 2J_3(a_1) \sin 3\omega_1 t + \dots$$

$$\cos(a_1 \sin \omega_1 t) = J_0(a_1) + 2J_2(a_1) \cos 2\omega_1 t + \dots$$

$$\sin(a_2 \sin \omega_2 t) = 2J_1(a_2) \sin \omega_2 t + 2J_3(a_2) \sin 3\omega_2 t + \dots$$

$$\cos(a_2 \sin \omega_2 t) = J_0(a_2) + 2J_2(a_2) \cos 2\omega_2 t + \dots$$

Здесь $J_n(a)$ – функции Бесселя первого рода порядка n .

Не трудно заметить, что правая часть дифференциального уравнения ангармонического осциллятора содержит основные частоты ω_1 и ω_2 и их гармонические составляющие. Учитывая, что

значения функций Бесселя уменьшаются с ростом их порядка, ограничимся слагаемыми, содержащими функции нулевого и первого порядка.

$\sin\omega_1 t \{-a_1\omega_1^2 + 2\omega_0^2 J_1(a_1) J_0(a_2)\} + \sin\omega_2 t \{-a_2\omega_2^2 + 2\omega_0^2 J_1(a_2) J_0(a_1)\} = 0$ Поскольку полученное соотношение выполняется в любой момент времени, то коэффициенты при синусах разных аргументов должны быть равны нулю.

$$-a_1\omega_1^2 + 2\omega_0^2 J_1(a_1) J_0(a_2) = 0;$$

$$-a_2\omega_2^2 + 2\omega_0^2 J_1(a_2) J_0(a_1) = 0$$

Из последних уравнений получаем зависимости частот (периодов) основных колебаний от амплитуд:

$$\omega_1^2 = \frac{2\omega_0^2 J_1(a_1) J_0(a_2)}{a_1};$$

$$\omega_2^2 = \frac{2\omega_0^2 J_1(a_2) J_0(a_1)}{a_2}; \quad (6)$$

Полученные соотношения описывают взаимное влияние колебаний. Причём это влияние распространяется как на частоты, так и амплитуды.

Оценку погрешностей метода проведём путём сравнения с другими результатами теоретических расчётов относительного изменения частоты в зависимости от амплитуды колебаний.

Так как в работе [3] проведен анализ нелинейных колебаний математического маятника, а взаимное влияние частот ω и 3ω не исследовалось, то осуществим предельный переход к этому режиму.

Полагаем $a_2 \rightarrow 0$, тогда $J_0(a_2) \rightarrow 1$, получим из соотношения (6):

$$\frac{\omega_1(a_1)}{\omega_0} = \sqrt{\frac{2J_1(a_1)}{a_1}}$$

Из работы [3] имеем: $\frac{\omega_1(a_1)}{\omega_0} = 1 - \frac{1}{16} a_1^2$

Результаты расчётов представлены в таблице №1.

a_1 радианы	$\frac{\omega_1(a_1)}{\omega_0} = 1 - \frac{1}{16} a_1^2$ работа [2]:	$\frac{\omega_1(a_1)}{\omega_0} = \sqrt{\frac{2J_1(a_1)}{a_1}}$
0.10	0.999	0,998
0.30	0.994	0,994
0.50	0.984	0,984
0.70	0.969	0,969
0.90	0.949	0,949
1.10	0.924	0,925
1.30	0.894	0,896
1.50	0.859	0,862

Различие в результатах наблюдаются только при значительных амплитудах колебаний и не превышают десятых долей процента.

Высокая точность совпадения полученных количественных результатов с другими работами важна, но не являлась целью исследования. Представляется важной стороной работы её методические результаты.

Практически во всех колебательных системах совершаются сложные, многомерные процессы, с определённой степенью взаимного влияния.

Линейный осциллятор это модель, при описании которой договорились

об уровне других колебаний, которыми можно пренебречь. Метод разложения по функциями Бессель наиболее наглядно указывает на наличие в колебательном спектре частот вида $n\omega_1 \pm m\omega_2$ при любых амплитудах.

Библиографический список

1. Трубецков Д.И. Колебания, волны, электроны, Саратов, ГосУНЦ «Колледж», 1993, 225 с.
2. Безручко Б.П. // Нелинейные маятники и их модели, Соросовский Образовательный Журнал, т.6, №9, 2000, С.95-102.
3. Киттель Ч. и др. Курс физики, (БК), том I, Механика, «Наука», М., 1971
4. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности, «Высшая школа», М. 1974.
5. Крауфорд Ф. Курс физики, (БК), том III, Волны, «Наука». М. 1974..
- 6.. Янке Е. и др. Специальные функции, «Наука», М., 1977

ABOUT ONE METHOD OF SOLVING AN EQUATION OF ANHARMONIC OSCILLATOR MOTION

V.V. Mashnikov, A.S. Shapovalov
Saratov State University

The solution of nonlinear equation of oscillator was reached using the method of successive approximations and representation of trigonometric functions of decreasing row of Bessel functions.

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МУЛЬТИМЕДИА И ЭЛЕКТРОННЫХ
УЧЕБНИКОВ НА ЗАНЯТИЯХ ПО АНГЛИЙСКОМУ ЯЗЫКУ**

И.А. Шаповалова

МОУ «Гимназия № 31» Кировского района г. Саратова

Шаповалова Ирина Александровна, учитель английского языка
высшей категории

Обсуждается применение мультимедиа и электронных учебников на занятиях по английскому языку. Представлены различные виды упражнений и задач, которые предлагаются преподавателем студентам.

Известно, что совершенствование знаний языка и технология его преподавания - залог успешной работы учителя. Прошло то время, когда компьютер был мечтой для многих преподавателей.

В настоящее время это незаменимый помощник и в жизни, и в преподавательской деятельности. Сфера применения компьютера довольно широка и многообразна. В последнее время широко применяются и исследуются мультимедийные технологии на занятиях по английскому языку. Это не только современные технические средства, но и совершенно новые формы и методы обучения. Применение мультимедийных средств обучения помогает реализовать личностно - ориентированный подход в обучении, обеспечивает индивидуализацию и дифференциацию обучения с учётом особенностей обучающихся, их уровня обученности, склонностей.[1]. Изучение иностранных языков с помощью компьютерных программ вызывает огромный интерес у студентов. Современные студенты не могут представить свою жизнь без таких вещей как Интернет, ICQ, DVD, CD-дисков, различных других медиа программ. Студенты могут использовать мультимедийные элементы при выполнении домашних заданий, при обучении в группе, при работе над совместными проектами на занятиях. Преподаватели всегда обеспокоены проблемой, как сделать обучение английскому языку привлекательным. Использование для этих целей мультимедийных CD, если они методически грамотно сконструированы, может оказаться очень полезным. [2]. Правильный подбор материала даёт возможность усвоить значительное количество лексики и справиться с грамматическими трудностями. Материал, представленный различными CD, вполне органично вписывается в любой курс английского языка, так как построен на базовой тематике и лексике. Более того, программы представляют преподавателям гибкость при выборе темпа и последовательности изучения соответствующего материала. Существующие на сегодняшний день CD-ROM-диски позволяют выводить информацию в виде текста, звука и видеоизображения. Разнообразие тем, видов деятельности, красочность и увлекательность компьютерных программ вызывают огромный интерес у студентов. Обучение с помощью компьютера даёт возможность организовать самостоятельные действия каждого обучающегося.

При обучении аудированию каждый студент получает возможность слышать иноязычную речь, при обучении говорению каждый может произносить фразы на иностранном языке в микрофон, при обучении грамматике – каждый может выполнять

грамматические упражнения, добиваясь правильных ответов.

Упражнения на дисках направлены на развитие всех видов речевой деятельности. Особое внимание уделяется аудированию, произносительной стороне речи. В этом плане рекомендуются такие виды упражнений, как:

- упражнения на аудирование (ознакомительное и проверки понимания содержания прослушанной аудиозаписи);

- упражнения на формирование графического и звукового образа через презентацию и активизацию новых лексических единиц;

- упражнения на формирование навыков чтения (ознакомительное и тренировка в употреблении; метод звукобуквенных соответствий; метод восприятия слова или фразы как целостной единицы; нахождение слова на экране по его звучанию);

- упражнения на семантизацию лексики и развитие орфографической грамотности;

- упражнения на формирование грамматических навыков.

Остановимся на самом сложном и необходимом аспекте в изучении английского языка – грамматических явлениях. Все обучающие программы предусматривают отработку грамматических структур. Программа «MACMILLAN GRAMMAR» - трёхуровневый курс практической грамматики английского языка может служить эффективным дополнительным пособием по грамматике к любой программе изучения английского языка. Используя мультимедийную установку, при помощи этой программы отрабатываются разные грамматические явления: утвердительные, отрицательные и вопросительные предложения, степени сравнения прилагательных, вопросы, грамматические времена и другие.

В обучающей программе «Профессор Хиггинс. Английский без акцента» в раздел «грамматика» включены 130 уроков, каждый из которых отражает одно из правил английской грамматики и даёт преподавателю прекрасную возможность организовать работу по обучению, закреплению и контролю определённой грамматической темы. Занятия состоят из упражнений разного типа, например: построй предложения, подбери правильный ответ из данных; поставь глагол в нужное времени и другие. Выполняя упражнения, обучающийся может натренировать данное правило и проверить, насколько хорошо он его понял и запомнил. Прочитать теорию к уроку он может, нажав кнопку «Theory». Можно воспользоваться и приложением, в котором есть сводная таблица времён глаголов, список неправильных гла-

голов и т.п.

Эффективность программы состоит в том, что студент может проверить себя в процессе выполнения упражнений. Если ответ правильный, компьютер его примет. Если ответ неверный, студенту даётся ещё две попытки. Если снова ошибка, то компьютер даёт подсказку. Это удобно и преподавателю – один мимолётный взгляд и он будет знать, сколько ошибок сделал студент, так как неправильные предложения выделяются другим цветом.

Практически к каждому разделу учебника можно подобрать материал и использовать его фрагмент или фрагменты на занятиях как вспомогательное средство при введении нового лексического или грамматического материала, отработке произношения, при обучении диалогической речи, чтения и письма, а также при тестировании.

Представляется важным обсудить роль и возможности применения электронных учебников при обучении иностранным языкам. Вероятно, массовое появление таких учебников следует ожидать в будущем, но творчески мыслящему учителю можно попробовать самостоятельно создать такой учебник. Здесь следует учесть, что такой учебник может быть направлен именно на индивидуализированное обучение, так как в него можно поместить и упражнения, и тексты, и различные задания, рассчитанные на каждого конкретного обучаемого.

Учебник может быть построен в виде уроков, которые предусмотрены учебным планом и программой. И состоять он может из следующих частей:

- 1) теоретической;
- 2) перечня вопросов для самоконтроля;
- 3) лексического минимума;
- 4) работы с упражнениями;
- 5) блока контроля.

Рассмотрим подробнее каждую часть.

В теоретической части излагается новый материал для самостоятельного изучения. При этом используются разные формы подачи материала. Весь предлагаемый материал в обязательном порядке иллюстрируется примерами.

После изложения материала даётся перечень вопросов для самоконтроля, что ориентирует студентов на знание основных вопросов теории и настраивает на более успешное выполнение предложенных далее упражнений.

После теоретического изложения материала для дальнейшей работы с упражнениями, а также для

пополнения лексического запаса иноязычных слов, даётся лексический минимум, необходимый для запоминания. Для каждой темы приводятся фразеологические сочетания, устойчивые сочетания, пословицы, изучение которых предполагается программой.

Повторив ключевые вопросы изложенной темы, выучив лексический минимум, студент может перейти к практике, т.е. работе с упражнениями. Тренировочные упражнения подбираются с учётом соответствующих уроков, что даёт возможность успешно продвигаться по пути дальнейшего изучения предмета. Задания к тренировочным упражнениям выбираются компьютером случайным образом, и работать с ними студент может столько, сколько пожелает и пока не почувствует, что материал усвоен настолько, что можно перейти к контрольным упражнениям.

Блок контроля предусматривает упражнения с учётом комплексного изучения тем на занятиях. Задания предполагают знание и лексического минимума, и образования тех или иных грамматических форм, и перевода словосочетаний и отдельных предложений. При этом невозможен возврат к теории, в отличие от блока тренировочных упражнений. Условия заданий в блоке тренировки и в блоке контроля отличаются, хотя сами задания являются однотипными. Если студент успешно справляется с данным заданием, он может приступить к работе над темами следующего задания.

Конечно же, имеются определённые сложности при разработке таких программ. И одной из них является то, что в процессе работы появляются новые идеи и новые аспекты видения тех или иных ранее изложенных тем занятий. А это, в свою очередь, предполагает большую работу по редактированию и, в некоторой степени, унификации изложенных тем, заданий для упражнений и т.д.[3]

В заключение следует отметить, что, несмотря на огромный спектр заданий и возможностей, связанных с использованием рассмотренных технологий, их применение ещё не стало привычным инструментом, которым может пользоваться каждый преподаватель во время проведения занятий и при организации самостоятельной работы учащихся. Однако работа по их широкому внедрению в практику перспективна и заслуживает самого внимательного отношения.

Библиографический список

1. Полат Е.С., Бухаркина М.Ю., Моисеева М.В., Петров А.Е. Новые педагогические и информационные технологии в системе образования. М., 2001.
2. Гузев В.В. Педагогическая техника в контексте образовательной технологии. М., 2001.
3. Конышева А.В. Современные методы обучения английскому языку. Минск, 2011.

USE OF MULTIMEDIA AND ELECTRONIC BOOKS AT ENGLISH LESSONS

I.A. Shapovalova

Saratov Gymnasium № 31

Use of multimedia and electronic books in teaching English is being discussed. Different types of exercises and tasks which a teacher can offer the students are presented.

**СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ИНЖЕНЕРНОГО РАСЧЕТА
КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОМ
МОДЕЛИРОВАНИИ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ**

В.С. Кошелев, В.В. Новоселов, С. В. Овчинников

Саратовский государственный университет

Кошелев Василий Сергеевич, д.т.н., профессор кафедры прикладной физики

Новоселов Владимир Владимирович, к.ф.-м.н., доцент кафедры прикладной физики.

Овчинников Сергей Владимирович, к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики.

Представлен обзор литературных источников по расчету коэффициента теплоотдачи в условиях естественной и вынужденной конвекции. Проведено сравнение результатов определения числа Нуссельта по различным соотношениям.

Тепловой режим радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) является одним из важнейших условий, прямо влияющих на надежность ее функционирования. На этапе разработки РЭА тепловое моделирование устройства в условиях его предполагаемой эксплуатации является обязательным.

При расчете и анализе температурных полей в конструктивных элементах РЭА для описания конвективного теплообмена между поверхностью элемента, блока или корпуса устройства и окружающей его жидкой или газообразной средой необходимо знание значений соответствующих коэффициентов теплообмена.

Коэффициент конвективной теплоотдачи представляет собой сложную функцию большого числа параметров и не может быть представлен в виде табличных значений. Поэтому, несмотря на кажущуюся физическую простоту описания процессов конвективного теплообмена в виде закона Ньютона, задача определения значений коэффициента конвективной теплоотдачи в конкретных условиях оказывается весьма нетривиальной и требует привлечения специальных полуэмпирических методик для своего рассмотрения. Основой для них являются экспериментальные исследования и их обобщение с помощью теории подобия.

Ниже представлен обзор формул расчета средних коэффициентов конвективного теплообмена в случае естественной и вынужденной конвекции для поверхностей различной конфигурации.

Используются следующие обозначения:

индекс "S" – обозначение теплоотдающей поверхности;

индекс "CP" – обозначение жидкой или газообразной среды (далее – среда);

S – площадь теплоотдающей поверхности;

T – температура по шкале Кельвина;

α – коэффициент конвективной теплоотдачи с поверхности, имеющей среднюю температуру T_S ;

T_{CP} – температура среды;

λ_{CP} – коэффициент теплопроводности среды;

ρ – плотность среды;

η – динамическая вязкость среды;

ν – кинематическая вязкость среды;

c_p – удельная теплоемкость среды при постоянном давлении;

a_{CP} – коэффициент температуропроводности среды;

β – коэффициент объемного расширения среды;

u – скорость движения среды относительно теплоотдающей поверхности;

D – диаметр цилиндрической поверхности или $D = 4S/P$ – эквивалентный диаметр для некруговых поперечных сечений с площадью S и периметром P ;

L – определяющий размер теплоотдающей поверхности;

$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda_{CP}}$ – число Нуссельта или безразмерный коэффициент теплоотдачи;

$Re = \frac{uL}{\nu}$ – число Рейнольдса;

$Pe = \frac{uL}{a_{CP}}$ – число Пекле;

$Pr = \frac{\nu}{a_{CP}}$ – число Прандтля;

$Gr = \frac{g\beta(T_S - T_{CP})L^3}{\nu^2}$ – число Грасгофа;

g – ускорение свободного падения.

Естественная конвекция в неограниченном пространстве.

Здесь приведены соотношения для определения среднего по поверхности теплоотдачи значения коэффициента α для естественной конвекции в среде, размеры которой много больше определяющего размера L теплоотдающей поверхности. Рассмотренные выражения применяются при теплофизическом анализе конструктивных элементов твердотельной радиоэлектронной аппаратуры – внешняя поверхность корпуса аппарата, внутренние газовые прослойки между элементами или блоками, оребрение поверхности для интенсификации теплообмена со средой и т.п.

Общая зависимость для коэффициентов теплоотдачи тел с одним определяющим размером (высота вертикально расположенной пластины или вертикального цилиндра, диаметры шара и длиной трубы, определяющий размер горизонтально расположенной пластины) имеет вид [1 – 3]:

$$Nu_m = C \cdot (Gr \cdot Pr)_m^n \cdot K, \quad (1)$$

где C , n и K – постоянные, а индекс m указывает на то, что значения физических параметров среды ν , β и λ_{CP} следует выбирать соответствующими температуре $T_m = (T_S + T_{CP})/2$.

Значения постоянных C , n и K для тел различной формы и для различных условий движения среды приведены ниже в таблице 1 [2].

Таблица 1 – Значения определяющих коэффициентов C , n и K для формулы (1)

	Форма теплоотдающей поверхности	C	n	K	Режимы течения потока
1	Горизонтально расположенный цилиндр диаметром D .	0,47 0,1	1/4 1/3	1 1	Ламинарный поток Турбулентный поток
2	Вертикальная пластина и вертикально расположенный цилиндр большого размера с определяющим размером (высота) L .	0,8 0,0246	1/4 2/5	$\left[\frac{Pr^{1/6}}{(1 + 0,494 \cdot [Pr^{1/4}])^{2/3}} \right]^{2/5}$	Ламинарный поток. Формула применима к вертикальному цилиндру, когда $D/L > 38 (Gr)^{-1/4}$ Турбулентный поток.
3	Вертикально расположенный цилиндр небольшого диаметра D . L – высота цилиндра.	0,686	1/4	$\left[\frac{Pr}{1 + 0,5 \cdot Pr} \right]^{1/4}$	Ламинарный поток. $\overline{Nu} = Nu_m + 0,52 \cdot L/D$, Nu_m вычисляется по (1).
4	Нагретая горизонтальная пластина, теплоотдающая поверхность находится сверху. L – определяющий размер. Для круглого диска диаметром D используется $L = 0,9 \cdot D$	0,54 0,14	1/4 1/3	1 1	Ламинарный поток Турбулентный поток
5	Нагретая горизонтальная пластина, теплоотдающая поверхность снизу	0,27	1/4	1	Только ламинарный поток
6	Сфера с диаметром D	0,49	1/4	1	Ламинарный поток (воздух)

Следующая расчетная формула предназначена для определения коэффициента теплоотдачи от вертикально расположенных плоских ребер Ш-образных воздушных радиаторов в случае естественной конвекции. Два соседних ребра такого радиатора образуют П-образный промежуток – две параллельные пластины с высотой L и расстоянием d между ними. Тогда [4, 5]:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot (d/2)}{\lambda_{CP}} = 0,5 \cdot \left(Gr \cdot \frac{d}{2L} \right)^{0,294},$$

или
$$\alpha = \frac{\lambda_{CP}}{d} \cdot \left(Gr \cdot \frac{d}{2L} \right)^{0,294},$$

где $Gr \equiv \frac{g\beta(T_S - T_{CP})(d/2)^3}{\nu^2}$, а параметры β и ν воздуха берутся при определяющей температуре $T_m = (T_S + T_{CP})/2$.

Формула (2) справедлива для воздуха при значениях $Gr \cdot \frac{d}{L}$ от 20 до $1,2 \cdot 10^6$. Кроме того, она учитывает лучистую составляющую теплоотдачи от рассматриваемых поверхностей в окружающую среду.

В монографии [6] приведена расчетная формула свободного конвективного теплообмена для вертикальных каналов различной геометрии и длины:

$$Nu = \frac{1}{Y} \cdot \frac{r}{L} (Gr \cdot Pr)_r \cdot \left[1 - e^Y \left(\frac{0,5L}{r \cdot Gr \cdot Pr} \right)_r^{0,75} \right],$$

где определяющим размером является величина r , определяемая как $r = \frac{D}{2} = 2 \cdot S / P$ (S – поперечное сечение канала, P – периметр сечения), определяющей температурой является температура стенки T_S , а значения вспомогательного параметра Y приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Значения параметра Y для формулы (3) (2, б)

Форма сечения канала	Значения параметра Y
Круглое сечение	16
Равносторонний треугольник	13,33
Бесконечные параллельные пластины	24
Прямоугольная с отношением сторон 1:1	19,05
Прямоугольная с отношением сторон 1:2	15,55
Прямоугольная с отношением сторон 1:5	14,22

Естественная конвекция в малом объеме

При естественной конвекции в неограниченном пространстве определяющим фактором является нагрев жидкой или газообразной среды, омывающей

поверхность твердого тела. Охлаждение среды происходит где-то вдали и никак не влияет на характер движения среды в области омываемого твердого тела. При конвективном теплообмене в малом объеме явления нагрева и охлаждения среды протекают близко друг от друга и их невозможно разделить.

Процесс конвективного теплообмена в малом объеме определяется физическими свойствами среды, температурами ограничивающих этот объем поверхностей, их конфигурацией и расположением [1, 3]. Так в вертикальных щелях значительной ширины восходящие и нисходящие потоки среды разделены между собой, а при малом расстоянии между двумя соседними вертикальными плоскостями, образующими щель, характер движения среды имеет вид совокупности циркуляционных контуров, размеры которых определяется шириной щели, физическими свойствами среды и температурами поверхностей.

В горизонтальных щелях процесс теплообмена определяется взаимным расположением нагретых и холодных поверхностей и расстоянием между ними. Очевидно, что если нагретая поверхность расположена сверху, то циркуляция среды будет отсутствовать. Если же нагретая поверхность расположена внизу, то будет наблюдаться циркуляция среды с чередованием восходящих и нисходящих потоков. Сложный процесс теплообмена в замкнутом пространстве принято рассматривать как явление переноса тепла за счет некоторой эквивалентной теплопроводности газового или жидкостного промежутка, ограниченного поверхностями с различной температурой. Для того, чтобы не рассматривать коэффициенты конвективного теплообмена между этими поверхностями и средой, заключенной между ними, вводят понятие эффективного коэффициента теплопроводности среды $\lambda_{\text{э}}$ [1, 3]. Знание численного значения этого коэффициента позволяет рассчитать тепловой поток для плоских, цилиндрических и сферических конфигурациях поверхностей, ограничивающих объем среды (в плоских, цилиндрических и сферических прослойках), по формулам для теплового потока, протекающего через твердые тела соответствующей формы.

Эквивалентный коэффициент теплопроводности среды $\lambda_{\text{э}}$ в таких прослойках связан с истинным значением коэффициента теплопроводности среды λ_{CP} следующим критериальным уравнением [1, 3]:

$$\frac{\lambda_{\text{э}}}{\lambda_{\text{CP}}} = \varepsilon_K = f(Gr \cdot Pr),$$

где f – некоторая функция критериальных чисел, а значения λ_{CP} и других необходимых параметров среды выбираются соответствующими температуре, равной среднearифметическому значению температур T_{S1} и T_{S2} поверхностей, ограничивающих прослойку: $T_{\text{CP}} = 0,5 \cdot (T_{S1} + T_{S2})$. Величина

$$\varepsilon_K = \lambda_{\text{э}} / \lambda_{\text{CP}} \quad (5)$$

называется коэффициентом конвекции.

Для неограниченных плоских и цилиндрических прослоек, а так же для сферических прослоек можно рекомендовать следующие значения коэффициента конвекции:

- при $Gr \cdot Pr < 1000$ $\varepsilon_K = 1$;
- при $Gr \cdot Pr > 1000$ $\varepsilon_K = 0,18 \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4}$

Зная величину коэффициента конвекции и используя закон теплопроводности Фурье, нетрудно определить величину теплового потока, переносимого через прослойки рассматриваемых типов.

Теперь рассмотрим объем среды, заключенный внутри прямоугольного параллелепипеда, образованного твердыми поверхностями с характерными размерами граней L_1 , L_2 и L_3 . Пусть поверхность с характерными размерами L_1 и L_2 (поверхность 1) имеет температуру T_{S1} , а остальные поверхности – температуру T_{S2} .

Вычисление теплового потока P_T , передаваемого от поверхности 1 к остальным поверхностям данного ограниченного пространства, так же производится на основе критериальной зависимости (4). Но необходимо учесть, что процесс теплообмена в данном случае носит трехмерный характер. Это производится с помощью введения следующих вспомогательных параметров: эквивалентного размера теплоотдающей поверхности $L = \sqrt{L_1 L_2}$ и эквивалентной толщины прослойки $\delta = L_3$.

Для таких замкнутых объемов среды по аналогии с (4) рассматривается общее критериальное уравнение вида

$$\varepsilon_K = N \cdot A \cdot (Gr \cdot Pr)^n \cdot f\left(\frac{\delta}{L}\right),$$

$$\text{где } Gr = \frac{g\beta(T_{S1} - T_{S2})\delta^3}{\nu^2}, \quad N - \text{ параметр,}$$

учитывающий ориентацию нагретой поверхности (поверхность 1) в пространстве ($N=1$ – поверхность 1 ориентирована вертикально, $N=2$ – поверхность 1 ориентирована горизонтально и рассеивает тепловой поток вверх, $N=3$ – поверхность 1 ориентирована горизонтально и рассеивает тепловой поток вниз), а значения показателя степени n , коэффициента A и вид функции f определяются экспериментально. Физические параметры среды, входящие в (6), как и ранее выбираются соответствующими температуре $T_m = 0,5 \cdot (T_{S1} + T_{S2})$.

В монографиях [7, 8] представлен конкретный вид зависимости (6) при различных сочетаниях входящих в эту зависимость параметров. В частном случае в монографии [7] приведена формула, отражающая эту зависимость для следующих диапазонов изменения параметров:

$$2,5 \cdot 10^5 \leq Gr \cdot Pr \leq 10^8; \quad 0,2 \leq \frac{\delta}{L} \leq 0,8 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \varepsilon_K = 0,24 \cdot N \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4} \cdot \left[6,25 - 5,25 \cdot \left(1 + \frac{\delta}{L}\right)^{-1,67} \right]. \quad (7)$$

Тепловой поток, переносимый от горячей поверхности 1 к остальным поверхностям, ограничивающим рассматриваемый объем,

вычисляется на основе закона теплопроводности Фурье:

$$P_T = \varepsilon_K \lambda_{CP} \frac{T_{S1} - T_{S2}}{\delta} L^2.$$

Естественная конвекция в ограниченном объеме среды

Если конвективный теплообмен происходит в ограниченном объеме среды, но не настолько малым, чтобы процесс теплопроводности в газе (или

Таблица 3 – Значения определяющих коэффициентов для формулы (1) в случае теплообмена в ограниченном пространстве

	Система	C	n	K	Режим течения среды
1	Две вертикальные пластины с одинаковой температурой. <i>d</i> – расстояние между пластинами, <i>L</i> – высота	0,01	1	$(d/L)^3$	Воздушная прослойка
2	Две горизонтальные параллельные пластины, верхняя горячая. <i>d</i> – расстояние между пластинами, <i>L</i> – высота	0,27	1/4	1	Ламинарный поток (воздух) $3 \cdot 10^5 < Gr \cdot Pr < 3 \cdot 10^{10}$
3	Две горизонтальные параллельные пластины, верхняя холодная. <i>d</i> – расстояние между пластинами, <i>L</i> – высота.	0,195	1/4	$(Pr)^{-1/4}$	Ламинарный поток (воздух) $10^4 < Gr < 4 \cdot 10^5$
		0,068	1/3	$(Pr)^{-1/3}$	Турбулентный поток (воздух) $Gr > 4 \cdot 10^5$
4	Две вертикальные параллельные пластины, с различной температурой. <i>d</i> – расстояние между пластинами, <i>L</i> – высота.	0,18	1/4	$(L/d)^{-1/9} \cdot (Pr)^{-1/4}$	Ламинарный поток (воздух) $2 \cdot 10^4 < Gr < 2 \cdot 10^5$
		0,065	1/3	$(L/d)^{-1/9} \cdot (Pr)^{-1/3}$	Турбулентный поток (воздух) $2 \cdot 10^5 < Gr < 10^7$
5	Две параллельные наклонные пластины. <i>d</i> – расстояние между пластинами, <i>L</i> – высота. φ – угол между вертикалью и плоскостью пластины.	$\overline{Nu} = (Nu_{\text{верт}} \cdot \cos \varphi + Nu_{\text{гор}} \cdot \sin \varphi) / 2.$ <i>Nu</i> _{верт} соответствует строкам 1 или 4, <i>Nu</i> _{гор} соответствует строкам 2 или 3 настоящей таблицы.			

Отметим, что в монографии [8] приводятся следующие формулы для расчета свободной конвекции в горизонтальном и вертикальном зазорах:

– для горизонтального зазора с толщиной δ (определяющий размер) между двумя пластинами с нагретой нижней поверхностью

$$Nu = 0,195 \cdot Gr^{0,25} \text{ при } Gr < 4 \cdot 10^5; \quad (9)$$

$$Nu = 0,068 \cdot Gr^{1/3} \text{ при } Gr > 4 \cdot 10^5;$$

– для вертикального воздушного зазора высотой *L* и толщиной δ

$$Nu_{\delta} = 0,119 \cdot Gr_{\delta}^{0,3} \cdot \frac{L}{\delta} \text{ при } 5 \cdot 10^3 \leq Gr \leq 10^6. \quad (10)$$

Коэффициент конвективной теплоотдачи при вынужденном движении среды вдоль плоской стенки

При вынужденном обтекании поверхности тела потоком жидкой или газообразной среды различают три режима ее движения: ламинарный, турбулентный и переходный. Переходный режим, как правило, занимает малый диапазон скоростей

жидкости) играл доминирующую роль в процессе теплообмена, то для описания такого теплообмена можно воспользоваться выражением (1).

В таблице 3 по аналогии с таблицей 1 приведены (8) взятые из [2] значения параметров *C*, *n* и *K* для формулы (1) в случае теплообмена в ограниченном пространстве для ряда конкретных теплоотдающих поверхностей.

течения среды, и переход из ламинарного течения в турбулентное происходит практически сразу, как только скорость движения среды достигает некоторого критического значения.

Переход от ламинарного течения к турбулентному определяется критическим значением числа Рейнольдса *Re*_{кр}. При движении среды вдоль плоской стенки в неизотермических условиях *Re*_{кр} = 4 · 10⁴ [5, 9].

Ламинарное движение среды (*Re* < 4 · 10⁴). Критериальное уравнение для средней по площади плоской стенки теплоотдачи имеет вид [1, 3, 5]:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_{CP}} = 0,66 Re_{CP}^{0,50} \cdot Pr_{CP}^{0,48} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}.$$

В формуле (11) индекс “CP” означает, что соответствующее критериальное число рассчитывается для параметров среды с определяющей температурой, равной температуре набегающего протока, а индекс “S” означает, что критериальное число *Pr*_S вычисляется при

определяющей температуре, равной температуре поверхности стенки.

Для воздуха в широком интервале температур (от 0 до 1000°C) из-за соответствующих значений чисел Прандтля формулу (11) можно переписать в более простом виде:

$$\alpha = 0,57 \frac{\lambda_{CP}}{L} \sqrt{Re_{CP}}.$$

При турбулентном движении среды, когда $Re \geq 4 \cdot 10^4$ критериальное уравнение для средней теплоотдачи с поверхности плоской стенки имеет вид:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_{CP}} = 0,037 Re_{CP}^{0,80} \cdot Pr_{CP}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}.$$

В (13) смысл индексов "CP" и "S" остается прежним.

Для воздуха последнее уравнение может быть записано более просто:

$$\alpha = 0,032 \frac{\lambda_{CP}}{L} Re_{CP}^{0,8}.$$

Формулы (13)–(14) взяты из [5] и также могут быть использованы для оценочных расчетов теплоотдачи цилиндрических поверхностей, омываемых потоком среды в направлении вдоль образующей цилиндра.

Конвекция при вынужденном движении среды в зазоре между двумя параллельными пластинами типична для Ш-образных радиаторов с вентиляторами. Пусть зазор образован двумя параллельными плоскостями с определяющим размером L в направлении движения потока среды и расстоянием d между плоскостями. Если число Рейнольдса с определяющим размером L принадлежит диапазону значений от $2 \cdot 10^2$ до $1,2 \cdot 10^5$, то критериальное уравнение для числа Нуссельта записывается следующим образом [5, 10, 11]:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_{CP}} = 1,35 \cdot \left(\frac{L}{d \cdot Re_D} \right)^{0,1} Re_L^{0,5} \cdot Pr_{CP}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}.$$

$$\text{Здесь } Re_d = \frac{u \cdot d}{\nu}, \quad Re_L = \frac{u \cdot L}{\nu}, \quad Pr = \frac{\nu}{a}, \quad \text{причем}$$

Re_d , Re_L и Pr_{CP} вычисляются при определяющей температуре, равной температуре среды на входе в зазор, а Pr_S – при определяющей температуре, равной средней температуре стенок зазора; u – скорость потока, λ_{CP} и a – как и ранее, теплопроводность и температуропроводность среды, ν – ее кинематическая вязкость.

Если скорость движения среды и определяющий размер зазора таковы, что $Re_L > 1,2 \cdot 10^5$, то для безразмерного коэффициента теплоотдачи и в этом случае выполняется зависимость (13).

Конвективный теплообмен при вынужденном движении среды относительно плоской поверхности, развитой прямыми штырьками.

Рассмотрим плоскую поверхность, на которой расположен ряд одинаковых штырьков цилиндрической формы с высотой h и диаметром d . Штырьки располагаются либо в шахматном порядке, либо коридорным образом. Такое развитие

поверхности теплообмена характерно для штыревых радиаторов.

В монографиях [5, 12] приведены следующие критериальные выражения для расчета безразмерного коэффициента теплоотдачи при продувании вдоль плоской поверхности охлаждающей среды.

Для воздуха при расположении штырьков в шахматном порядке

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{CP}} = 1,4 Re_d^{0,28} \cdot Pr_{CP}^{0,33}, \quad (12)$$

где определяющим размером является диаметр d

штырька, то есть $Re_d = \frac{ud}{\nu}$, а скорость u есть

средняя скорость движения среды в области, занятой штырьками.

При коридорном расположении штырьков

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{CP}} = 0,297 Re_d^{0,602} \cdot Pr_{CP}^{0,33} \quad (14)$$

для $100 \leq Re_d \leq 700$.

Для среднего значения Nu_d с учетом теплоотдачи с неоребранных участков плоской поверхности при коридорном расположении штырьков институт им. Кржижановского предлагает следующую формулу для вычисления числа Нуссельта, справедливую при $3 \cdot 10^2 \leq Re_d \leq 17 \cdot 10^2$ и $h \leq 40$ мм:

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{CP}} = 6,25 + 0,006 \cdot (Re_d - 300).$$

Наконец, согласно [9] при коридорном расположении штырьков для диапазона $2 \cdot 10^2 \leq Re_d \leq 1,2 \cdot 10^5$ можно использовать зависимость

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{CP}} = 0,21 \cdot Re_d^{0,65}.$$

Тестовые расчеты по приведенным формулам показали, что во всех режимах движения среды при одинаковых задаваемых условиях расчетные формулы могут давать разброс числовых значений порядка 10...15%. Это, в первую очередь, связано с тем, что все расчетные соотношения являются результатом обработки множества экспериментальных данных с применением аппарата теории подобия. Однако, поскольку суммарная погрешность в задаче теплофизического анализа радиоэлектронного аппарата, вносимая как разбросом теплофизических параметров, так и отклонением геометрических параметров от номиналов, может составлять 15...20 % [5, 13, 14], приведенные здесь расчетные соотношения вполне приемлемы для инженерной практики. Выбор формулы для определения конкретного численного значения коэффициента теплоотдачи определяется типом теплоотдающей поверхности и ее геометрическими параметрами, теплофизическими характеристиками используемого теплоносителя, параметрами движения теплоносителя и тепловыми нагрузочными характеристиками (температурным напором или плотностью отводимого теплового потока).

Практически во всех расчетных соотношениях в качестве параметра, определяющего определенные значения критериальных чисел, входит температура теплорассеивающей поверхности. В условиях, когда эта температура не задана, но известна тепловая

мощность, рассеиваемая в среду, для вычисления коэффициента конвективной теплоотдачи приходится использовать метод последовательных приближений.

Библиографический список

1. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.
2. Уонг Х. Основные формулы и данные для теплообмену для инженеров : справочник / Пер. с англ. В.В. Яковлева и В.И. Колядина. – М.: Атомиздат, 1979. – 216 с.
3. Дульнев Г.Н., Семьяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. – Л.: Энергия, 1968. – 360 с.
4. Кернерман Э.Я., Петровский Д.И. Теплоотдача в вертикальных каналах при естественной конвекции // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ТРТО. 1970. Вып. 1. С. 48 – 54.
5. Рабинерсон А.А., Ашкинази Г.А. Режимы нагрузки силовых полупроводниковых приборов. – М.: Энергия, 1976. – 296 с.
6. Краус А.Д. Охлаждение электронного оборудования / Пер. с англ. В.Я. Лиознова под ред. И.Е. Вильница. – Л.: Энергия, 1971. – 248 с.
7. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.
8. Юдаев Б.Н. Теплопередача. – М.: Высшая школа, 1973. – 360 с.
9. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: учебник для вузов. М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
10. Жукаускас А.А., Жучжда И.А. Теплоотдача в ламинарном потоке жидкости. – Вильнюс: «Минтас», 1969. – 261 с.
11. Жукаускас А.А., Шланчаускас А.А. Теплоотдача в турбулентном потоке жидкости. – Вильнюс: «Минтас», 1973. – 327 с.
12. Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М. Теория тепло- и массообмена. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. – 680 с.
13. Дульнев Г.Н. и др. Методы расчета теплового режима приборов / Г.Н. Дульнев, В.Г. Парфенов, А.В. Сигалов. – М.: Радио и связь, 1990. – 312 с.
14. Захаров А.Л., Асвадунова Е.И. Расчет тепловых параметров полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1983. – 185 с.

THE EQUATIONS FOR ENGINEERING CALCULATION HEAT TRANSFER COEFFICIENT WITH THE AIM OF RADIO-ELECTRONIC EQUIPMENT THERMAL PHYSICS SIMULATION

V.S. Koshelev, V.V. Novoselov, S.V. Ovchinnikov

The literature data on calculation of free and forced convection heat transfer coefficient is presented. Comparison of the results of determining the Nusselt's criterion in diverse equations is conducted.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН ТЕМПА ОХЛАЖДЕНИЯ МЕТОДОМ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

И.А. Ермолаев, А.И. Шмырев

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

Ермолаев Игорь Анатольевич, д.ф.-м.н., профессор

Шмырёв Александр Иванович, магистрант

Численно определена зависимость темпа охлаждения от интенсивности теплообмена на границе тел.

Методы на основе теории регулярного теплового режима [1] обычно используются для экспериментального определения теплофизических свойств материалов [2, 3]. Образец канонической формы нагревается (охлаждается) до достижения логарифмического закона изменения температуры во времени, что позволяет определить функцию температуры и теплопроводность, зная значение темпа охлаждения. Этот метод наиболее удобен при высокой интенсивности теплообмена на границе образца, что не всегда возможно. Кроме того, темп охлаждения (нагрева) является важной самостоятельной величиной, позволяющей прогнозировать время полного нагрева, либо охлаждения тех, или иных объектов в таких отраслях, как металлургия строительная механика, производство стёкол и др. [4].

Темп охлаждения может быть определен аналитически для тепловых систем простой формы, таких, как плоская стенка, цилиндрическая стенка, некоторых канонических трёхмерных форм и т.д. Однако для более сложных, трёхмерных геометрий аналитического решения нет, а эксперимент затруднён, что требует привлечения численных методов, программных комплексов и разработке вычислительных алгоритмов на их основе. В настоящей работе используется среда моделирования ANSYS. Ansys-Workbench являет собой гибкую структуру, которая поддерживает широкий

набор инженерных технологий. Это обеспечивает беспрецедентную производительность с возможностями для интеграции родных и сторонних средств.[2]. На основе технологии вычислительного эксперимента в работе определены зависимости темпа охлаждения и

времени регуляризации от безразмерной интенсивности теплообмена на границе (критерий Био) для трехмерных тел .

Рассматривается трехмерный процесс нестационарной теплопроводности, описываемый уравнением (1.1).

Уравнение (1.1) используется в безразмерном виде:

$$\frac{\delta\theta}{\delta Fo} = \nabla^2 \theta. \quad (1.1)$$

Соответственно граничные условия имели вид: $\frac{\delta\theta}{\delta n} \Big|_{\text{пов}} = -Bi\theta \Big|_{\text{пов}}$. Здесь $\Theta = \frac{T-T_0}{T_0}$ - безразмерная

температура, $Fo = \frac{at}{l^2}$, критерий Фурье или безразмерное время, $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$, коэффициент

температурыпроводности, $l =$ характерный размер,

$Bi = -\frac{al}{\lambda}$ - критерий Био, являющий собой

безразмерную форму коэффициента теплоотдачи (мера внутреннего и внешнего термических сопротивлений).

В вычислительных экспериментах число Био принимало значения 0.1, 1, 10, 100, что охватывает весь диапазон практически реализуемых интенсивностей теплообмена на границе рассматриваемой области. Величина темпа охлаждения m определялась по временным изменениям максимума и минимума безразмерной температуры, по достижению регулярного режима теплопроводности. Кроме зависимости $m(Bi)$ определялась также зависимость времени начала регулярного режима от интенсивности охлаждения на границах тела.

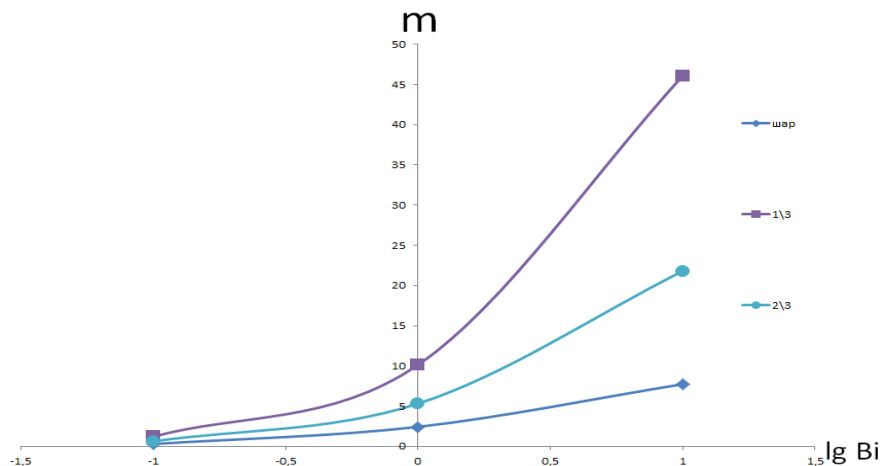


Рис. 1 Зависимость темпа охлаждения от критерия Био

Сравнительный анализ полученных зависимостей $m(Bi)$ для шара и секторов шара с высотой $1/3$ радиуса и $2/3$ радиуса позволяет сделать следующие выводы. Можно выделить три области с различным характером изменения темпа охлаждения от интенсивности теплообмена на границах тела. В условиях внешней задачи ($Bi \rightarrow 0$), а также слабого теплообмена при $0.1 < Bi < 1$ темп охлаждения практически не зависит от формы тела. На Рис. 1 в данном интервале зависимости $m(Bi)$ в условиях внешней задачи при $1 < Bi < 10$ начинаются значительные расхождения параметра $m(Bi)$, а так же наблюдается максимальный рост темпа охлаждения. При $10 < Bi < 100$ происходит насыщение, m практически перестаёт зависеть от увеличения Bi . Так же наблюдается численная разница в величине $m(Bi)$, вызванная разницей объёмов тел.

Табл. 1 Зависимость $m(Bi)$, для разных геометрий, при величинах Bi 0,1, 1, 10, 100.

	шар	сектор $1/3$	сектор $2/3$
0,1	0,29	1,2	0,63
1	2,44	10,14	5,31
10	7,74	46,07	21,8
100	9,24	77,21	31,23

Предложенная методика позволяет определять величины темпа охлаждения и времени регуляризации тел сложной формы при неоднородных условиях на границах тела в случаях, когда аналитическое решение отсутствует, а эксперимент затруднен. Предложенная методика вычислительного эксперимента может также являться основой для разработки одной из работ компьютерного практикума по численному моделированию теплофизических процессов.

Библиографический список

1. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1954. 408с.
2. Официальный сайт производителя ANSYS/ <http://www.ansys.com/>.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности: Высшая школа. 1967. 600с
4. Исаев С.И Теория теплообмена /, Кожевников И.А.: Высшая школа. 1979. 495с.

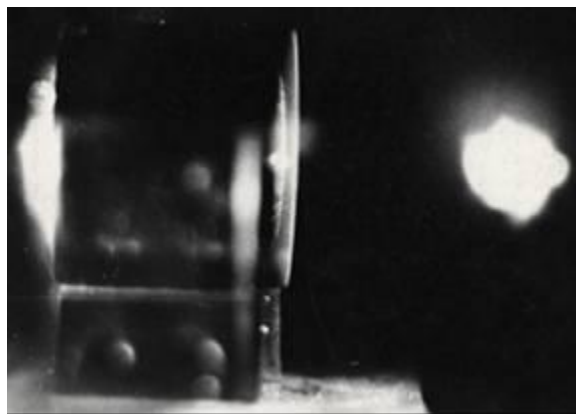
DETERMINATION OF THE COOLING RATE BY THE METHOD OF COMPUTATIONAL EXPERIMENT

I.A. Yermolaev, A.I. Shmyrev

Saratov State University

The dependence of the cooling rate on the intensity of heat transfer was determined numerically.

К юбилею физического факультета СГУ



Опыты с первым рубиновым лазером: луч пробивает металл; плазма в воздухе.

**ОДНОМЕРНАЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ТЕПЛОВАЯ ЗАДАЧА
БЕЗ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ**

М.В. Давидович, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев, В.Я. Явчуновский

Саратовский государственный университет

Давидович Михаил Владимирович, д.ф.-м.н., профессор

Корнев Игорь Александрович, аспирант

Тимофеев Антон Игоревич, аспирант

Явчуновский Виктор Яковлевич, д.ф.-м.н., директор ООО НПФ «Этна»

В работе получены соотношения, описывающие стационарное распространение тепла в цилиндрической структуре при периодическом воздействии источников тепла в центре. Рассмотрена задача без начальных условий. Результаты получены для накопителя-обогревателя вагонов электротранспорта.

Введение

Для уравнений параболического типа часто возникает задача без начальных условий. В частности, это имеет место для уравнения теплопроводности. Такой задаче может соответствовать следующая физическая система. Пусть имеется массивное азимутально симметричное тело, внутри которого функционируют симметричные периодические во времени источники тепла. Периодичность в общем случае означает стационарность, при этом статическому случаю соответствует бесконечно большой период. Следует найти установившееся во времени решение задачи теплопроводности (распределение температуры) при больших временах. При этом начальные условия в удаленном прошлом не важны. Такая система описывается задачей без начальных условий [2]. Смысл решения задачи может быть в том, что тело играет роль аккумулятора тепла, выравнивающего температуру на поверхности при действии импульсных источников в его центре. Можно рассматривать как цилиндрическую, так и сферическую симметрию. В данной работе рассмотрена простейшая однородная (бесконечная) по оси одномерная цилиндрическая задача, которая может соответствовать ряду реальных процессов. Один из них - нагрев цилиндрических трубчатых электрических нагревателей (ТЭН), отдающих тепло путем теплообмена с движущейся средой (поток воздуха и воды). Такие ТЭНы используются во многих устройствах (например, в стиральных машинах) и имеют много различных применений, таких как обогреватели вагонов электротранспорта при питании от импульсов тока двигателя, возникающих в результате торможения (рекуперации). Основная задача состоит в выравнивании температуры поверхности теплообмена путем использования достаточно толстого цилиндрического слоя с большой теплоемкостью. Другое возможное применение изложенных методов – расчет распределения температуры в многорядных катушках радиореакторов электротранспорта [1].

1. Постановка задачи

Рассмотрим цилиндрическую область $\rho \leq a$, внутри которой в области $\rho \leq b$ ($b \leq a$) заданы равномерно распределенные источники тепла, периодически изменяющиеся во времени. Считаем область $\rho \leq a$ и источники однородными в продольном направлении, а структуру весьма длинной. Соответственно зависимости от

координаты z нет, и задача является одномерной. Требуется решить уравнение теплопроводности без начальных условий, т.е. на временной оси $-\infty < t < \infty$ в указанной области:

$$c\tilde{\rho} \frac{\partial T(\rho, t)}{\partial t} = \frac{k}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial T(\rho, t)}{\partial \rho} \right) + p(\rho, t) \quad (1)$$

Теплоемкость c , плотность $\tilde{\rho}$ и коэффициент теплопроводности k во всей области считаем постоянными и не зависящими от времени. Погонную плотность источников мощности примем в виде:

$$p(\rho, t) = \begin{cases} P(t), & \text{если } \rho \leq b \\ 0, & \text{в противном случае} \end{cases} \quad (2)$$

где функцию времени считаем периодической и состоящей из четной и нечетной частей:

$$P(t) = \sum_{n=0}^N P_n^e \cos(n\omega t) + \sum_{n=1}^N P_n^o \sin(n\omega t) \quad (3)$$

Если получены решения T_n^e для $P_n^e(t) = P_n^e \cos(n\omega t)$ и T_n^o для $P_n^o(t) = P_n^o \sin(n\omega t)$, то общее решение имеет вид

$$T(\rho, t) = \sum_{n=0}^N [T_n^e(\rho, t) + T_n^o(\rho, t)] \quad (4)$$

Задача состоит в нахождении конечного решения уравнения (1) в цилиндрической области с граничными условиями на ее границе. Будем предполагать, что с границы осуществляется теплосъем путем, например, обдува воздухом с температурой θ . Если температура поверхности $T(a, t)$, то количество снимаемого с единицы длины тепла в секунду есть $dQ(t)/dt = 2\pi ah [T(a, t) - \theta]$. Здесь h – коэффициент теплосъема (теплоотдачи). Поток тепла через единичную площадку направлен вдоль радиуса и равен $h [T(a, t) - \theta]$. Согласно законам Фурье и Ньютона-Рихмана имеем:

$$-\frac{k \partial T(\rho, t)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=a} = h [T(a, t) - \theta] \quad (5)$$

Уравнение (5) выступает в роли граничного условия. Для простоты найдем комплексное решение задачи, а затем возьмем его реальную часть, означающую физическое решение.

Решение задачи для температуры будем искать в следующем комплексном виде

$$T(\rho, t) = T_0 + \sum_{n=-N}^N \sum_{m=1}^M [A_{nm} J_0(\mu_m \rho / a) + B_{nm} J_0(\nu_m \rho / a)] \exp(jn\omega t) \quad (6)$$

Здесь $J_0(\mu_m) = 0$ и $J_0'(\nu_m) = 0$, $m = 1, 2, \dots$, т.е. μ_m и ν_m – нули функции Бесселя индекса 0 и ее производной.

Поскольку температура действительная, коэффициенты разложения должны удовлетворять соотношениям $A_{-nm} = A_{nm}^*$, $B_{-nm} = B_{nm}^*$. Введенные функции ортогональны на отрезке $0 < p < a$ [3]. Подставляя это в (1), записав мощность источников в комплексном виде

$$P(t) = \sum_{n=-N}^N P_n \exp(jn\omega t) \quad (7)$$

где $P_{-n} = P_n^*$, получим

$$\sum_{m=1}^M [A_{nm} (jc\tilde{\rho}n\omega + k\mu_m^2) J_0(\mu_m \rho / a) + B_{nm} (jc\tilde{\rho}n\omega + k\nu_m^2) J_0(\nu_m \rho / a)] = P_n$$

Здесь мы приравняли члены, соответствующие одинаковым частотам. Используя теперь соотношения ортогональности, будем иметь

$$A_{nm} J_0^2(\mu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\mu_m^2\} / 2 = I_{nm}^{(1)} \quad (8)$$

$$B_{nm} J_0^2(\nu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\nu_m^2\} / 2 = I_{nm}^{(2)} \quad (9)$$

где обозначены интегралы

$$I_{nm}^{(1)} = P_n \int_0^b J_0(\mu_m \rho / a) \rho d\rho = P_n b^2 J_1(\mu_m b / a)$$

$$I_{nm}^{(2)} = P_n \int_0^b J_0(\nu_m \rho / a) \rho d\rho = P_n b^2 J_1(\nu_m b / a)$$

Комплексные коэффициенты имеют вид

$$A_{nm} = \frac{2P_n b^2 J_1(\mu_m b / a)}{J_0^2(\mu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\mu_m^2\}} \quad (10)$$

$$B_{nm} = \frac{2P_n b^2 J_1(\nu_m b / a)}{J_0^2(\nu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\nu_m^2\}} \quad (11)$$

Налагая условие (5), будем иметь

$$-k \sum_{n=-N}^N \sum_{m=1}^M A_{nm} (\mu_m / a) J_0'(\mu_m) \exp(jn\omega t) = h \left[T_0 + \sum_{n=-N}^N \sum_{m=1}^M B_{nm} J_0(\nu_m) \exp(jn\omega t) - \theta \right],$$

откуда находим постоянный член в (6)

$$T_0 = \theta - \sum_{n=-N}^N \sum_{m=1}^M [A_{nm} \mu_m k / (ah) J_0'(\mu_m) + B_{nm} J_0(\nu_m)] \exp(jn\omega t) \quad (12)$$

Температура на поверхности принимает вид

$$T(a, t) = \theta - \sum_{n=-N}^N \sum_{m=1}^M \frac{2P_n b^2 \mu_m k J_1(\mu_m b / a)}{ah J_0'(\mu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\mu_m^2\}} \exp(jn\omega t) \quad (13)$$

Физическое значение температуры следует определять как реальную часть (13). Обозначая ее знаком “тильда”, имеем

$$\tilde{T}(a, t) = \theta - \sum_{n=-N}^N \sum_{m=1}^M \frac{2P_n b^2 \mu_m k J_1(\mu_m b / a) [jn\omega c\tilde{\rho} \sin(n\omega t) + k\mu_m^2 \cos(n\omega t)]}{ah J_0'(\mu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\mu_m^2\}} - \sum_{n=-N}^N \sum_{m=1}^M \frac{2P_n b^2 \nu_m k J_1(\nu_m b / a) [jn\omega c\tilde{\rho} \cos(n\omega t) + k\nu_m^2 \sin(n\omega t)]}{ah J_0'(\nu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\nu_m^2\}}$$

комплексная температура в центре имеет значение

$$T(0, t) = T_0 + \sum_{n=-N}^N \sum_{m=1}^M [A_{nm} + B_{nm}] \exp(jn\omega t)$$

Опять для физических значений следует брать ее реальную часть. Так, если система импульсов четная на периоде, то

$$\tilde{T}(0, t) = \tilde{T}_0 + 2b^2 \sum_{n=0}^N \sum_{m=1}^M P_n [jn\omega c\tilde{\rho} \sin(n\omega t) C_{nm} + k \cos(n\omega t) D_{nm}]$$

где введены следующие коэффициенты:

$$C_{nm} = \left(\frac{J_1(\mu_m b / a)}{J_0^2(\mu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\mu_m^2\}} + \frac{J_1(\nu_m b / a)}{J_0^2(\nu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\nu_m^2\}} \right)$$

$$D_{nm} = \left(\frac{\mu_m^2 J_1(\mu_m b / a)}{J_0^2(\mu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\mu_m^2\}} + \frac{\nu_m^2 J_1(\nu_m b / a)}{J_0^2(\nu_m) \{jn\omega c\tilde{\rho} + k\nu_m^2\}} \right)$$

В этих уравнениях число корней M следует брать большим. Число же учитываемых гармоник N может быть произвольным, в зависимости от формы импульсов мощности. Эта величина учитывает число гармоник, описывающих форму тепловых волн. При очень крутых (прямоугольных) фронтах следует использовать бесконечное число гармоник. Для каждой из них фактически имеем уравнение (1) в виде

$$jn\omega c\tilde{\rho} T(\rho, n\omega) = \frac{k}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial T(\rho, n\omega)}{\partial \rho} + P_n b (H(\rho) / b) \quad (14)$$

Здесь $H(\rho) = 1$, если $0 \leq \rho \leq b$, и $H(\rho) = 0$ при $b < \rho$. Очевидно, $H(\rho) / b \rightarrow \delta(\rho)$ при $b \rightarrow 0$. Поскольку вне источников при установлении стационарного режима усредненный поток мощности в любом сечении постоянен, то средняя за период температура убывает по закону $\tilde{T}(\rho) = \tilde{T}(b) - a(b - \rho) / \rho = \tilde{T}(b) + ab - ab / \rho$, что подтверждают приведенные ниже расчеты. Поэтому зная температуру на поверхности и коэффициент a , можно определить температуру внутри: $\tilde{T}(a) = T_0 = \tilde{T}(b) + ab - ab / a$. Связь температуры $\tilde{T}(b)$ с a можно найти, зная распределение источников и приравнявая средние потоки тепла при $\rho = b$.

2. Численные результаты

Рассмотрим полученное решение для простейшего источника в виде прямоугольных импульсов периода $t_p = 2\pi / \omega$ и скважности $v = t_p / \tau$. Соответственно считаем, что имеет место повторяющийся импульс единичной амплитуды при $0 < t_i < t_i + \tau$. Для него $P_{0i}^e = 1 / v$,

$$P_{ni}^e = 2 \frac{\sin(2\pi n / v) \cos(n\omega(2t_i + \tau))}{\pi n / v},$$

$$P_{ni}^0 = 2 \frac{\sin(2\pi n / v) \sin(n\omega(2t_i + \tau))}{\pi n / v}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Здесь малой буквой также обозначена парциальная мощность импульса. Пусть имеем несколько L прямоугольных импульсов мощности на периоде одинаковой длительности τ со значениями w_l . Тогда

$$P_n^{(e,o)} = \sum_{l=1}^L w_l P_{nl}^{(e,o)}$$

Таким способом можно построить любую форму импульсов, чередующихся с периодом T_0 . По своей сути уравнение (14) соответствует использованию ряда Фурье. Поэтому установившиеся во времени процессы в разных точках пространства будут иметь некий фазовый сдвиг, который будет проявляться в эффективном временном запаздывании. Для того чтобы получить реакцию на конечное число непериодических импульсов, необходимо к (1) применить интегральное преобразование Фурье.

Самый простой случай будет, если в периоде содержится один импульс. Тогда удобно положить $t_i=0$. Более того, в этом случае можно взять симметричное расположение импульса относительно $t=0$ в области $-\tau/2 < t < \tau/2$, что приведет к отсутствию нечетной части (для этого достаточно взять $t_i=-\tau/2$). Процесс установления распределения температуры заключается в следующем. Возникающие от источников импульсы температуры (температурные волны) распространяются к поверхности, при этом имеет место их дисперсия и размывание (рис.1). Скорость распространения падает по мере увеличения координаты. Если рассматривать гармонические составляющие, то все гармоники имеют разные скорости, поэтому в области источников фронты крутые, а по мере распространения сглаживаются. Многократное наложение импульсов при большом фиксированном времени наблюдения приводит к установившимся колебаниям температуры в разных точках по глубине и некоторому ее среднему значению на поверхности рис. 1. На рисунке фактически приведен участок периодограммы, отсчитываемый от некоторого большого значения времени, содержащего много периодов, т.е. фактически отсчитываемая фаза (с точностью до множителя ω). Отсчет фазы идет от возникновения импульса мощности. Осцилляции температуры тем меньше, чем ближе точка к поверхности. Фазы соответствующих осцилляций сдвинуты примерно на величины, определяемые как $\varphi_n(\rho, t) = \omega_n [t - \rho^2 c \dot{\rho} \omega_n / k]$, поэтому запаздывание и размывание резко усиливается с ростом радиуса. В этом случае устройство ведет себя как накопитель тепла, усредняющий температуру на поверхности. При расчете взяты следующие параметры. Температура воздуха $\theta=25^\circ\text{C}$, коэффициент теплоотбора (теплоемкость) $h=5\text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, что характерно для свободной конвекции в газах. Следует заметить, что указанный коэффициент сильно зависит от поверхности (наличие радиаторов и т.п.), а также имеется ли принудительная конвекция (обдув). Теплоемкость,

теплопроводность и плотность соответствовали неким средним значениям огнеупорной керамики: $c=800\text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, $k=2.0\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $\rho=2200\text{ кг}/\text{м}^3$.

Рассмотрим периодический случай возникновения короткого импульса погонной мощности 2000 Вт с периодом 20 с и длительностью 1 с в малой области $0 \leq \rho \leq b$, $b=0.01\text{ м}$ при $a=0.1\text{ м}$. При таких значениях расчет дает $T_0=58^\circ\text{C}$, так что защитными кожухами и обдувом пользоваться не нужно. При длине порядка 3 м и рассмотренных параметрах мощность обогревателя составляет 300 Вт . Значительное увеличение мощности возможно при небольшом увеличении радиуса. Полученные результаты говорят об эффективности предложенной конструкции.

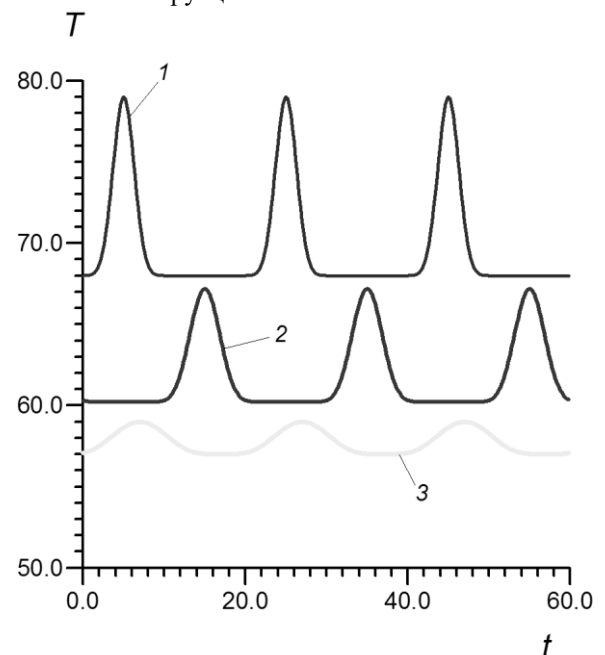


Рис. 1. Установившееся значение температуры ($^\circ\text{C}$) в точках $p=2b$ (1), $p=5b$ (2), $p=a$ (3) в зависимости от времени (сек), отсчитываемого от начала одного из импульсов мощности

Библиографический список

1. Давидович М.В., Козлов А.В. Интегродифференциальные уравнения магнитостатики и индуктивность при наличии электромагнитных экранов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13. № 2. С. 46-51.
2. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука. 1977. 735 с.
3. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям (под ред. М. Абрамовица, И. Стиган). М.: Наука, 1979. 830 с.

ONE-DIMENSIONAL CYLINDRICAL HEAT PROBLEM WITHOUT INITIAL CONDITIONS

M. V. Davidovich, I. A. Kornev, A. I. Timofeev, V. Y. Yavchunovsky
Saratov State University

In the work the equations describing the stationary distribution of heat in cylindrical structure with periodic heat sources in the center are obtained. The problem without initial conditions has been considered. The results obtained for a storage heater in the cars of electric vehicle.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

ОТ РЕДАКЦИИ

Один из наиболее глубоких учёных в области физики и, в частности, электродинамики, на физическом факультете СГУ профессор Ильин Вадим Сергеевич опубликовал немало высокопрофессиональных работ, в том числе и в нашем сборнике. Последняя его статья представляет интерес не только в научном, но и в методическом плане. Она была полностью закончена и прошла рецензирование. Отвечая на замечания рецензента, Вадим Сергеевич развивал свои позиции, но завершить эту работу не успел. В память о нашем коллеге и товарище редакция сборника решила опубликовать эту статью в первоначальном виде.

УДК 538.312

О ВЕЩЕСТВЕННОМ ОПИСАНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРО-РАДИОЦЕПЯХ

В.С. Ильин, В.В. Комаров, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Ильин Вадим Сергеевич, д.ф.-м.н., профессор

Комаров Вячеслав Вячеславович, д.ф.-м.н., профессор

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

На основе введения вещественного кососимметричного матричного оператора $[Z]$, алгебра которого изоморфна алгебре комплексных чисел, для рассматриваемой частоты строится линейная связь между двумерными вещественными векторами напряжения $[U]$ и тока $[I]$. Многообразие $[I]$ и $[U]$ определено в двумерном векторном Гамильтоновом пространстве (на фазовой плоскости), а их мгновенные значения с необходимой полнотой отвечают мгновенному состоянию электромагнитной системы. Приведены теоретически корректные выражения для мгновенных значений энергий и мощностей, запасенных на реактивных элементах C и L цепи. Классическое комплексное описание электромагнитных процессов следует из предложенного вещественного, при рассмотрении собственных представлений оператора $[Z]$. Рассмотрена унитарная инвариантность полученных энергетических характеристик.

Введение

В общепринятом описании электромагнитных процессов, протекающих в электро- радио-цепях, используется известный символический метод. Его появление восходит к временам О. Хевисайда, т.е. к семидесятым годам XIX века, когда бурное развитие электротехники способствовало установлению закономерностей в цепях переменного тока. Попытка привлечения вещественных функций U и I – напряжения и тока, даже при одночастотной временной зависимости, приводило в использовании закона Ома к появлению импедансной функции Z двухполюсника, содержащего активные и реактивные включения, в виде:

$$Z(t) = \frac{U(t)}{I(t)}. \quad (1)$$

В частном случае, когда например двухполюсник состоял лишь из одного реактивного элемента C или L , (1) принимало вид:

$$Z(t) = \frac{U_0 \sin(\omega t + \theta_0)}{I_0 \sin(\omega t + \theta_0 \mp 0.5\pi)} = m \frac{U_0 \sin(\omega t + \theta_0)}{I_0 \cos(\omega t + \theta_0)} = m \frac{U_0}{I_0} \operatorname{tg}(\omega t + \theta_0) \quad (2)$$

где ω – круговая частота; t – время. По своему физическому смыслу импеданс Z , на заданной частоте должен быть функцией только своих внутренних параметров (геометрических и электродинамических), и не может быть функцией времени, т.е. должен быть интегралом движения $dZ/dt = 0$. Кроме того, импедансная функция Z не должна содержать фактор θ_0 , связанный с субъективным выбором начала отсчета времени.

Обращение $\operatorname{tg}(\omega t + \theta_0)$ в « $\pm\infty$ », делает (2) совершенно бессмысленным в физическом отношении. С другой стороны, использование представлений:

$$\sin(\omega t + \theta_0) = \frac{1}{2j} [\exp(j(\omega t + \theta_0)) - \exp(-j(\omega t + \theta_0))],$$
$$\cos(\omega t + \theta_0) = \frac{1}{2} [\exp(j(\omega t + \theta_0)) + \exp(-j(\omega t + \theta_0))],$$

вместо вещественных функций \sin и \cos , обеспечило возможность отдельного рассмотрения их «левых» или «правых» комплексных Фурье-компонент, фазы и аргументы которых соответственно равны $-(\omega t + \theta_0)$ и $+(\omega t + \theta_0)$. Поскольку «левые-правые» компоненты соотносятся друг с другом как комплексно сопряженные, то ни «левая», ни «правая» не обладают никакой взаимной избыточностью. Это, при соответствующей калибровке Фурье-компонент, позволяет рассматривать их как комплексные «левые» или «правые» функции тока или напряжения. Исторически электротехника выбрала положительные частоты с временным фактором $\exp(+j\omega t)$.

Переходя от вещественных напряжений и токов к их комплексным изображениям, вместо (1) получаем:

$$\dot{Z} = \frac{U_0 \exp(j(\omega t + \theta_0 + \theta_0^{(U)}))}{I_0 \exp(j(\omega t + \theta_0 + \theta_0^{(I)}))} = (4)$$
$$= \frac{U_0 \exp(j\theta_0^{(U)})}{I_0 \exp(j\theta_0^{(I)})} = \frac{U_0}{I_0} \exp(j(\theta_0^{(U)} - \theta_0^{(I)}))$$

Из (4) видно, что выражаемый через $\dot{U}(t)$ и $\dot{I}(t)$ импеданс \dot{Z} не содержит времени и субъективного θ_0 и является комплексным числом

(отмечаемым точкой), с модулем: $|\dot{Z}| = U_0 / I_0$ с фазовым множителем $\exp(j(\theta_0^{(U)} - \theta_0^{(I)}))$, отмечающим реальный фазовый сдвиг между напряжением и током. Величины $\dot{U}_0 = U_0 \exp(j\theta_0^{(U)})$ и $\dot{I}_0 = I_0 \exp(j\theta_0^{(I)})$ - идентифицируются как комплексные амплитуды.

Переход к комплексному описанию напряжения и тока в форме:

$$\dot{U}(t) = U_0 \exp(j(\omega t + \theta_0^{(U)})) = \dot{U}_0 \exp(j\omega t)$$

$$\dot{I}(t) = I_0 \exp(j(\omega t + \theta_0^{(I)})) = \dot{I}_0 \exp(j\omega t),$$

позволил ликвидировать зависимость импеданса от параметра движения «t». Однако у такого подхода есть существенный теоретический недостаток. В электродинамике, физическая система в виде электромагнитного поля, должна подчиняться статистике Бозе-Эйнштейна. Это требует вещественного описания полей \bar{E} и \bar{H} [1]. Поскольку функции напряжения и тока $U(t)$ и $I(t)$ могут быть обусловлены непосредственно уравнениями Максвелла, то $U(t)$ и $I(t)$ должны появляться в последовательной теории в форме вещественных функций.

В настоящей работе будет продемонстрировано логически-последовательное построение вещественного описания электромагнитных процессов, протекающих в двухполосных элементах электро- радио цепи.

1. Энергия поля, запасаемая в реактивных элементах цепи

Вещественность полей \bar{E} и \bar{H} немедленно проявляется при обращении, к вопросам, связанных с построением величин энергий, запасаемых в реактивных элементах C и L . Рассмотрим пример – энергии поля в конденсаторе. Используем классическое определение для плотности электрической энергии:

$$W_{\text{клас}}^E = \frac{\epsilon}{2} \bar{E}^2. (5)$$

Полагая, что любой конденсатор при эквивалентной замене представляется парой параллельных пластин площади F и с зазором d , находим для энергии электрического поля в конденсаторе:

$$W_{\text{клас}}^E = \int_V W_{\text{клас}}^E dV = \frac{\epsilon}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^2 \int_V dV = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon F}{d}\right) U^2, (6)$$

где $E = -gradU \approx -U/d$; U - напряжение между пластинами.

Выражение, стоящее в правой части (6) в скобках, есть ёмкость конденсатора C , поэтому получаем:

$$W_{\text{клас}}^E = \frac{CU^2}{2}. (7)$$

Далее обычно считается, что в виду малости характерных временных промежутков релаксационных процессов в диэлектрике по сравнению с периодом $T = 2\pi/\omega$, как это имеет место в электротехническом и радио диапазонах, формула (7) полученная в предположении статического поля

\bar{E} , будет верна и для динамического поля. Это приводит к следующему соотношению:

$$W_{\text{клас}}^E = \frac{CU_0^2}{2} \sin^2(\omega t + \theta_0 + \theta_0^{(U)}). (8)$$

Выражение для энергии (8) не может быть физически приемлемым, поскольку, во-первых, энергия как динамический параметр консервативной полевой системы не должна зависеть от времени, т.е. должна обладать свойством сохраняемости

$$\frac{dW^E}{dt} = 0;$$

а, во-вторых, не должна зависеть от постоянной фазы θ_0 , величина, которой связана с субъективным выбором начала отсчета времени.

Эти трудности обычно обходят путем усреднения по времени:

$$\langle W_{\text{клас}}^E \rangle_t = \frac{CU_0^2}{2} \langle \sin^2(\omega t + \theta_0 + \theta_0^{(U)}) \rangle_t = \frac{CU_0^2}{4}. (9)$$

Формула (9) подтверждается практикой электромагнетизма. Если ввести понятие действующего напряжения: $U_0 = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$, то (9)

принимает вид:

$$\langle W_{\text{клас}}^E \rangle_t = \frac{CU_0^2}{2} (10)$$

При рассмотрении магнитной энергии в катушке с индуктивностью L , можно аналогичными действиями получить выражение:

$$\langle W_{\text{клас}}^H \rangle_t = \frac{LI_0^2}{2} (11)$$

с действующим значением тока I_0 в катушке. Несмотря на то, что формулы (10) и (11) подтверждаются практикой электромагнетизма, с

$$\text{установлением } \frac{d\langle W_{\text{клас}}^E \rangle_t}{dt} = 0 \text{ и } \frac{d\langle W_{\text{клас}}^H \rangle_t}{dt} = 0,$$

использование операции временного усреднения для получения мгновенных значений величин энергий нельзя признать теоретически корректным приемом.

В следующем разделе будет проведен подробный анализ ситуации, и будут построены правильные вещественные функции напряжения и тока.

2. Движение гармонических осцилляторов

Очевидно, условиями гармонических движений во времени вещественных напряжения $U(t)$ и тока $I(t)$, будет по определению гармонизма подчинение их уравнениям:

$$\frac{d^2U(t)}{dt^2} + \omega^2U(t) = 0, (12)$$

$$\frac{d^2I(t)}{dt^2} + \omega^2I(t) = 0 (13)$$

Соотношения (12)-(13), принято называть уравнениями гармонических осцилляторов. Для ясного понимания физического смысла квадратичных функций от $U(t)$ и $I(t)$, рассмотрим подробно механический осциллятор, в котором масса «m», растянутая на пружинах, совершает без трения относительно точки равновесия $x = 0$ колебательные перемещения $x(t)$ (см. рис. 1).

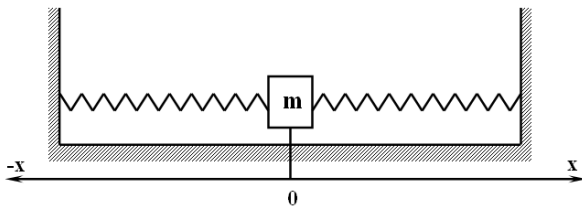


Рис.1. Виртуальный механический осциллятор
Уравнение движения массы «m» в Ньютоновском силовом представлении, записывается в виде:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \gamma x = 0, \quad (14)$$

где γ - постоянная пружины. Умножение (14) на dx , приводит к выражению:

$$d \left[\frac{m}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{\gamma}{2} x^2 \right] = 0. \quad (15)$$

Интегрирование (15) позволяет получить уравнение баланса энергии:

$$\frac{m}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{\gamma}{2} x^2 = W, \quad (16)$$

где постоянная интегрирования $W = const$ - полная колебательная энергия осциллятора (14), а

$$W_{кин}(t) = \frac{m}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \text{ и } W_{ном}(t) = \frac{\gamma}{2} x^2$$

- кинетическая и потенциальная энергии соответственно.

Решением (14) будет:

$$x = X_0 \sin(\omega t) + X'_0 \cos(\omega t), \quad (17)$$

где $\omega = (\gamma/m)^{0.5}$.

Если в момент $t = 0$ значение $x = 0$, то в (17) $X'_0 = 0$. Тогда:

$$W_{кин}(t) = \frac{m}{2} \omega^2 X_0^2 \cos^2(\omega t), \quad (18)$$

$$W_{ном}(t) = \frac{\gamma}{2} X_0^2 \sin^2(\omega t). \quad (19)$$

Полная энергия колебаний будет равна:

$$W = W_{кин}(t) + W_{ном}(t) = \frac{\gamma}{2} X_0^2 = const \quad (20)$$

Величина W - сохраняется во все моменты времени, т.е. $dW/dt = 0$.

Поскольку W является суммой мгновенных величин $W_{кин}(t)$ и $W_{ном}(t)$, то полная энергия W , несмотря на $dW/dt = 0$, должна рассматриваться как мгновенная энергетическая характеристика осцилляторной системы.

Уравнения приведенного механического осциллятора (14) может быть переписано в виде:

$$\frac{d^2x(t)}{d(\omega t)^2} + x(t) = 0. \quad (21)$$

Аналогично уравнения (12) и (13), представляются в форме:

$$\frac{d^2V(t)}{d\tau^2} + V(t) = 0, \quad (22)$$

где $\tau = \omega t$ - безразмерный параметр движения (безразмерное время), а $V(t)$ - может быть функцией напряжения или тока.

3. Уравнение Гамильтона

В виду $dW/dt = 0$ движение осцилляторов (12) - (13), (22) являются консервативными и могут описываться аппаратом Гамильтоновых уравнений.

Рассмотрим величины $q = V(\tau)$ и $p = \frac{dq}{d\tau} = \frac{dV}{dt}$.

Соответствующие динамическим параметрам p и q уравнения Гамильтона будут:

$$\frac{dq}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad (23) \quad \frac{dp}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial q}, \quad (24)$$

с функцией Гамильтона H от q и p :

$$H = \frac{1}{2}(q^2 + p^2); \quad \frac{\partial H}{\partial \tau} = 0; \quad \frac{dH}{d\tau} = 0. \quad (25)$$

Можно графически рассматривать, поведение системы, описываемой уравнениями (23) - (24), в двумерном Гамильтоновом векторном пространстве, в котором на декартовых осях отложены величины $q(\tau)$ и $p(\tau)$ (см. рис.2).

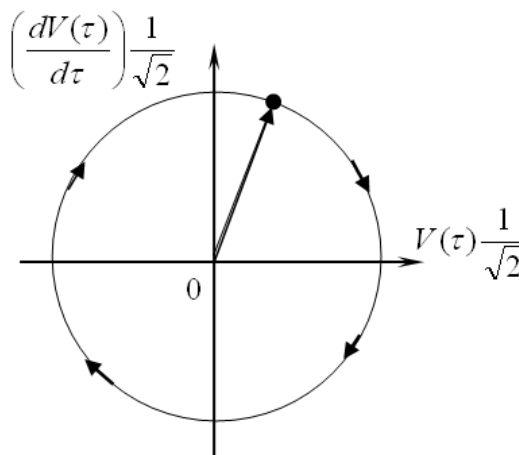


Рис.2. Движение осцилляторов в фазовом пространстве

Траектория движения во времени недиссипативной осцилляторной физической системы (22) в пространстве Гамильтона (в фазовом пространстве), в силу гармоничности $V(\tau)$, представляется окружностью.

Мгновенное состояние осцилляторной системы будет характеризоваться вектором:

$$[V(\tau)] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} V(\tau) \\ \frac{dV(\tau)}{d\tau} \end{bmatrix}, \quad (26)$$

квадрат длины которого, очевидно, будет квадратом радиуса круговой траектории в фазовом Гамильтоновом пространстве:

$$[V(\tau)]^T \cdot [V(\tau)] = \frac{1}{2} \left(V(\tau)^2 + \left(\frac{dV(\tau)}{d\tau} \right)^2 \right) = H = const \quad (27)$$

Вектор (26) будем называть вектором мгновенного состояния осцилляторной системы (22). В связи со сказанным, выберем вещественные векторы состояния напряжения и тока в форме:

$$[U(\tau)] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} U(\tau) \\ \frac{dU(\tau)}{d\tau} \end{bmatrix}, \quad (28)$$

$$[I(\tau)] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} I(\tau) \\ \frac{dI(\tau)}{d\tau} \end{bmatrix}. \quad (29)$$

4. Закон Ома для двухполюсника

При построении аппарата классической электротехники, в которой используются комплексные функции напряжения и тока

$\dot{U}(t) = \dot{U}_0 \exp(j\omega t)$ и $\dot{I}(t) = \dot{I}_0 \exp(j\omega t)$, импеданс двухполюсника выражается независящим от t скалярным комплексом $\dot{Z} = R + jX$. В нашем случае, когда величины напряжения и тока выбраны вещественными, связь векторов тока и напряжения будет осуществляться вещественной кососимметричной матрицей:

$$[Z] = \begin{bmatrix} R & +X \\ -X & R \end{bmatrix}. \quad (30)$$

Нетрудно видеть, что алгебра комплексного скаляра $\dot{Z} = R + jX$ изоморфна алгебре вещественной матрицы $[Z]$, что наглядно демонстрируется Табл. 1.

Таблица 1

№	Комплексное выражение	Вещественное выражение
1	$(R + jX)^2 = (R^2 - X^2) + 2jRX$	$\begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (R^2 - X^2) & (2RX) \\ (-2RX) & (R^2 - X^2) \end{bmatrix}$
2	$(R + jX)(R - jX) = R^2 + X^2$	$\begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R & -X \\ X & R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (R^2 + X^2) & 0 \\ 0 & (R^2 + X^2) \end{bmatrix}$
3	$(R_1 + jX_1)(R_2 + jX_2) = (R_1R_2 + X_1X_2) + j(X_1R_2 + X_2R_1)$	$\begin{bmatrix} R_1 & X_1 \\ -X_1 & R_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_2 & X_2 \\ -X_2 & R_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (R_1R_2 - X_1X_2) & (X_1R_2 + X_2R_1) \\ -(X_1R_2 + X_2R_1) & (R_1R_2 - X_1X_2) \end{bmatrix}$
4	$(R_1 + jX_1) + (R_2 + jX_2) = (R_1 + R_2) + j(X_1 + X_2)$	$\begin{bmatrix} R_1 & X_1 \\ -X_1 & R_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R_2 & X_2 \\ -X_2 & R_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (R_1 + R_2) & (X_1 + X_2) \\ -(X_1 + X_2) & (R_1 + R_2) \end{bmatrix}$
...

Таким образом, матрица $[Z]$ является вещественным изображением комплексного (бинарного) числа. Она содержит два численных параметра R и X , что и отмечается в скаляре \dot{Z} , так и структурой матрицы $[Z]$. Линейная зависимость между напряжением и током, выражаемая законом Ома, в матричном вещественном описании, представляется в виде произведения:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} U(\tau) \\ \frac{dU(\tau)}{d\tau} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I(\tau) \\ \frac{dI(\tau)}{d\tau} \end{bmatrix} \quad (31)$$

которое в компактной записи выглядит:

$$[U(\tau)] = [Z] [I(\tau)]. \quad (32)$$

Найдем матрицу обратную к $[Z]$ Детерминант матрицы $[Z]$ отличен от 0:

$$\text{Det}[Z] = (R^2 + X^2) \neq 0. \quad (33)$$

Поэтому $[Z]$ всегда имеет отличную от нуля обратную матрицу:

$$[Z]^{-1} = \begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} = \frac{1}{R^2 + X^2} \begin{bmatrix} R & -X \\ X & R \end{bmatrix}. \quad (34)$$

Умножая (31) слева на $[Z]^{-1}$, находим:

$$\begin{bmatrix} \frac{R}{R^2 + X^2} & -\frac{X}{R^2 + X^2} \\ \frac{X}{R^2 + X^2} & \frac{R}{R^2 + X^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U(\tau) \\ \frac{dU(\tau)}{d\tau} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I(\tau) \\ \frac{dI(\tau)}{d\tau} \end{bmatrix} \quad (35)$$

Матрица $[Y]$:

$$[Y] = [Z]^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{R}{R^2 + X^2} & -\frac{X}{R^2 + X^2} \\ \frac{X}{R^2 + X^2} & \frac{R}{R^2 + X^2} \end{bmatrix} \quad (36)$$

является матрицей адмитанса (матрицей проводимости) двухполюсного элемента цепи.

5. Мощность, выделяемая на двухполюсном элементе цепи

Из (31), после перемножения матриц находим:

$$U(\tau) = RI(\tau) + X \frac{dI(\tau)}{d\omega\tau}, \quad (37)$$

$$\frac{dU(\tau)}{d\tau} = -XI(\tau) + R \frac{dI(\tau)}{d\tau}. \quad (38)$$

Условия (37) и (38) не являются независимыми. Действительно, например, дифференцируя (37) и с

учетом $\frac{d^2 I(\tau)}{d\tau^2} = -I(\tau)$ приходим к (38).

Используя (37), получаем:

$$U_0 \sin(\omega t + \theta_0^{(U)}) = RI_0 \sin(\omega t + \theta_0^{(I)}) + XI_0 \cos(\omega t + \theta_0^{(I)}). \quad (39)$$

Полагая: $R = A \sin \varphi$ и $X = A \cos \varphi$ (40)

где: $A = \sqrt{R^2 + X^2}$; $\operatorname{tg} \varphi = X/R$;

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + X^2}}.$$

переписываем (39) в виде:

$$U_0 \sin(\omega t + \theta_0^{(U)}) = \sqrt{R^2 + X^2} I_0 \sin(\omega t + \theta_0^{(I)} + \varphi). \quad (41)$$

Из (41) следует:

$$\theta_0^{(U)} = \theta_0^{(I)} + \varphi; U_0 = \sqrt{R^2 + X^2} I_0. \quad (42)$$

Определим выделяемую на двухполюснике мощность в виде:

$$\begin{aligned} N &= [I(t)]^T \cdot [U(t)] = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{dI}{d\tau} \right]^T \left[\frac{dU}{d\tau} \right] \frac{1}{\sqrt{2}} = \\ &= \frac{1}{2} \left[IU + \left(\frac{dI}{d\tau} \right) \left(\frac{dU}{d\tau} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{2} I_0 U_0 \left[\sin(\omega t + \theta_0^{(I)}) \sin(\omega t + \theta_0^{(I)} + \varphi) + \right. \\ &\quad \left. + \cos(\omega t + \theta_0^{(I)}) \cos(\omega t + \theta_0^{(I)} + \varphi) \right] = \\ &= \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi = I_0 U_0 \cos \varphi \end{aligned} \quad (43)$$

где $\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + X^2}}$; $I_0 = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$; $U_0 = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$.

С другой стороны, умножая (31) слева на матрицу тока, находим:

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{dI}{d\tau} \right]^T \begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} \left[\frac{dI}{d\tau} \right] \frac{1}{\sqrt{2}} = \\ &= \frac{1}{2} R \left(I^2 + \left(\frac{dI}{d\tau} \right)^2 \right) = \\ &= \frac{1}{2} RI_0^2 \left[\sin^2(\omega t + \theta_0^{(I)}) + \cos^2(\omega t + \theta_0^{(I)}) \right] = \\ &= \frac{1}{2} RI_0^2 = RI_0^2 \end{aligned} \quad (44)$$

Из (44) непосредственно следует, что при $R = 0$, мощность $N = 0$. Величина $R = \sqrt{R^2 + X^2} \cos \varphi$, поэтому, когда $R \rightarrow 0$, $X \neq 0$ значение $\varphi = \pm \pi/2$ и тогда $\cos \varphi \rightarrow 0$, $N \rightarrow 0$. Это означает, что в чисто реактивных двухполюсниках, то есть при $R = 0$, мощность накапливаться не может.

6. Энергия, запасенная на реактивных элементах L, C

Определим энергию, запасаемую на емкости C в виде:

$$\begin{aligned} W^{(C)} &= [U(t)]^T \frac{C}{2} [U(t)] = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{dU}{d\tau} \right]^T \right) \times \\ &\times \frac{C}{2} \left(\left[\frac{dU}{d\tau} \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \right) = \frac{C}{4} \left(U^2 + \left(\frac{dU}{d\tau} \right)^2 \right) = \\ &= \frac{CU_0^2}{4} (\sin^2(\omega t + \theta_0^{(U)}) + \cos^2(\omega t + \theta_0^{(U)})) = \\ &= \frac{CU_0^2}{4} = \frac{CU_0^2}{2} \end{aligned} \quad (45)$$

Определим энергию, запасаемую на индуктивности L , в виде:

$$\begin{aligned} W^{(L)} &= [I(t)]^T \frac{L}{2} [I(t)] = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{dI}{d\tau} \right]^T \right) \times \\ &\times \frac{L}{2} \left(\left[\frac{dI}{d\tau} \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \right) = \frac{L}{4} \left(I^2 + \left(\frac{dI}{d\tau} \right)^2 \right) = \\ &= \frac{LI_0^2}{4} (\sin^2(\omega t + \theta_0^{(I)}) + \cos^2(\omega t + \theta_0^{(I)})) = \\ &= \frac{LI_0^2}{4} = \frac{LI_0^2}{2} \end{aligned} \quad (46)$$

Конечные результаты (45) и (46) подтверждаются практикой электромагнетизма, ибо из (45) и (46) и (9) и (11), следует:

$$W^{(C)} = \langle W_{\text{клас}}^E \rangle_t; W^{(L)} = \langle W_{\text{клас}}^H \rangle_t \quad (47)$$

Отметим, что энергии (45) и (46) по своему способу их определения являются мгновенными энергиями, несмотря на их постоянство. Мгновенные мощности на элементах «С» и «L» можно определить как:

$$N^{(C)} = \frac{dW^{(C)}}{dt}; N^{(L)} = \frac{dW^{(L)}}{dt} \quad (48)$$

Ввиду равенства нулю производных по времени от энергий в (48), мощности на реактивных элементах C и L не запасаются, что уже демонстрировал результат (44).

7. Энергии, запасаемые на реактивных последовательно включенных элементах L и C при резонансе

Рассмотрим связь токов и напряжений на последовательно соединенных элементах «реактивностях» C и L (см. рис.3,а):

$$\left[\frac{U_L}{dt} \right] = \begin{bmatrix} 0 & \omega L \\ -\omega L & 0 \end{bmatrix} \left[\frac{dI}{d\omega t} \right], \quad (49)$$

$$\left[\frac{U_C}{dt} \right] = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{\omega C} \\ \frac{1}{\omega C} & 0 \end{bmatrix} \left[\frac{dI}{d\omega t} \right], \quad (50)$$

где U_L и U_C - напряжение на элементах C и L двухполюсника, а I - общий ток.

Из (49) и (50) имеем:

$$U_L = \omega L \frac{dI}{d\omega t}; \frac{dU_L}{d\omega t} = -\omega LI \quad (51)$$

$$U_C = -\frac{1}{\omega C} \frac{dI}{d\omega t}; \frac{dU_C}{d\omega t} = \frac{1}{\omega C} I \quad (52)$$

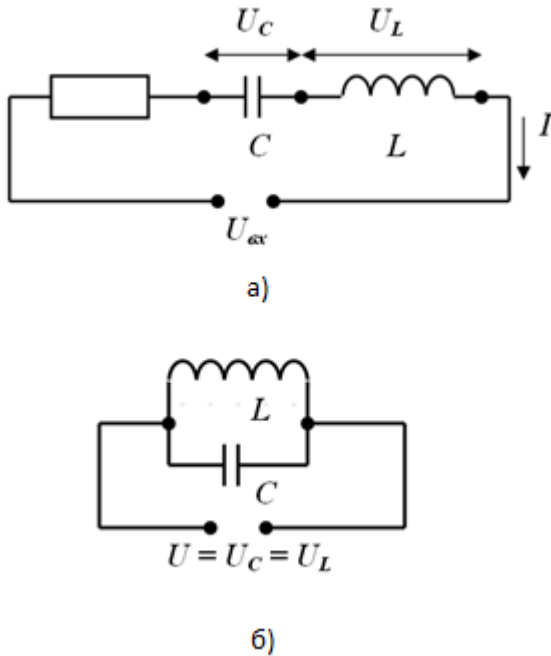


Рис.3. Последовательное (а) и параллельное (б) включение емкости и индуктивности

При резонансе $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$, $\omega = \omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

. Тогда из (51), (52) следует условия «резонанса напряжений»:

$$(U_L(t) + U_C(t)) |_{\omega=\omega_p} = 0$$

$$\left(\frac{dU_L(t)}{d\omega t} + \frac{dU_C(t)}{d\omega t} \right) |_{\omega=\omega_p} = 0$$

Из условий (53) следует:

$$U_L^2 + \left(\frac{dU_L}{d\omega t} \right)^2 = U_C^2 + \left(\frac{dU_C}{d\omega t} \right)^2,$$

при $\omega = \omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. (54)

А из (51) и (52), при условии $\omega = \omega_p$, получаем:

$$U_L^2 + \left(\frac{dU_L}{d\omega t} \right)^2 = \frac{L}{C} \left(I^2 + \left(\frac{dI}{d\omega t} \right)^2 \right), \quad (55)$$

$$U_C^2 + \left(\frac{dU_C}{d\omega t} \right)^2 = \frac{L}{C} \left(I^2 + \left(\frac{dI}{d\omega t} \right)^2 \right). \quad (56)$$

Используя определение энергий (45) - (46), из (54), (55), (56) получаем значения энергий при последовательном резонансе:

$$W^{(C)} = \frac{C(U_C)^2}{2} = \frac{C}{4} \left(U_C^2 + \left(\frac{dU_C}{d\omega t} \right)^2 \right) = \frac{C}{4} \left(U_L^2 + \left(\frac{dU_L}{d\omega t} \right)^2 \right) =$$

$$= \frac{L}{4} \left(I^2 + \left(\frac{dI}{d\omega t} \right)^2 \right) = \frac{LI_0^2}{2} = W^{(L)}$$

(57)

Таким образом, при «последовательном резонансе», когда $\omega = \omega_p$, энергии, запасаемые емкостным и индуктивным элементами, оказываются равными $W^{(C)} = W^{(L)}$.

8. Энергии, запасаемые на параллельно включенных реактивных элементах L и C

В случае параллельного включения реактивных элементов L и C (см. рис.3,б), удобно пользоваться не $Z^{(L)}$ и $Z^{(C)}$ матрицами, как это иллюстрируют (49) и (50), а матрицами проводимости $[Y^L]$ и $[Y^C]$.

$$\begin{bmatrix} I_L \\ \frac{dI_L}{d\omega t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{\omega L} \\ \frac{1}{\omega L} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_L \\ \frac{dU_L}{d\omega t} \end{bmatrix} \quad (58)$$

$$\begin{bmatrix} I_C \\ \frac{dI_C}{d\omega t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \omega C \\ -\omega C & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_C \\ \frac{dU_C}{d\omega t} \end{bmatrix} \quad (59)$$

Вместо (51) и (52) находим из (58)-(59) следующие связи:

$$I_L = -\left(\frac{1}{\omega L} \right) \frac{dU_L}{d\omega t}; \frac{dI_L}{d\omega t} = \left(\frac{1}{\omega L} \right) U_L \quad (60)$$

$$I_C = (\omega C) \frac{dU_C}{d\omega t}; \frac{dI_C}{d\omega t} = -(\omega C) U_C, \quad (61)$$

Из (60) и (61) на резонансной частоте $\omega = \omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, получаем условие резонанса

токов:

$$I_C + I_L = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \frac{dU}{d\omega t} = \quad (62) \quad (53)$$

$$= \left(\sqrt{\frac{C}{L}} - \sqrt{\frac{C}{L}} \right) \frac{dU}{d\omega t} = 0$$

$$\frac{dI_L}{d\omega t} + \frac{dI_C}{d\omega t} = \left(-\omega C + \frac{1}{\omega L} \right) U =$$

$$= \left(-\sqrt{\frac{C}{L}} + \sqrt{\frac{C}{L}} \right) U = 0 \quad (63)$$

В свою очередь, из (62) и (63) следует:

$$I_L^2 + \left(\frac{dI_L}{d\omega t} \right)^2 = I_C^2 + \left(\frac{dI_C}{d\omega t} \right)^2 \quad (64)$$

На основе (64), в виду $U_C = U_L$, устанавливаем:

$$\begin{aligned}
 W^{(L)} &= \frac{LI_{\dot{\theta}}^2}{2} = \frac{L}{4} \left[I_L^2 + \left(\frac{dI_L}{d\omega t} \right)^2 \right] = \\
 &= \frac{L}{4} \left[I_C^2 + \left(\frac{dI_C}{d\omega t} \right)^2 \right] = \\
 &= \frac{L}{4} (\omega_p C)^2 \left(\left(\frac{dU_C}{d\omega t} \right)^2 + U_C^2 \right) = \\
 &= \frac{C}{4} \left(U_C^2 + \left(\frac{dU_C}{d\omega_p} \right)^2 \right) = \frac{CU_{\dot{\theta}}^2}{2} = W^{(C)}
 \end{aligned} \tag{65}$$

Итак, при параллельном подключении «разнореактивных» сопротивлений к источнику переменного напряжения одной частоты при резонансе $\omega = \omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ возникает равенство энергий $W^{(C)} = W^{(L)}$.

9. Переход от вещественного к комплексному описанию

Рассмотрим операторы:

$$\hat{P}_{\omega}^{(s)} = \frac{1}{2} \left(1 - js \frac{d}{d\omega t} \right), s = \pm 1 \tag{66}$$

Их действие на вещественные функции $\cos(\omega t + \theta)$ и $\sin(\omega t + \theta)$ приводит к комплексным Фурье-компонентам от «cos» и «sin»:

$$\begin{aligned}
 \hat{P}_{\omega}^{(s)} \cos(\omega t + \theta) &= \frac{1}{2} \exp(is(\omega t + \theta_0)); \\
 \hat{P}_{\omega}^{(s)} \sin(\omega t + \theta) &= (-js) \frac{1}{2} \exp(is(\omega t + \theta_0)). \tag{67}
 \end{aligned}$$

На одночастотных вещественных функциях, подчиненных условию $\psi_{\omega} = -\frac{d^2 \psi_{\omega}}{d(\omega t)^2}$,

операторы $\hat{P}_{\omega}^{(-1)}$ и $\hat{P}_{\omega}^{(+1)}$ удовлетворяют соотношениям:

$$\begin{aligned}
 (\hat{P}_{\omega}^{(-1)} + \hat{P}_{\omega}^{(+1)})\psi_{\omega} &= \psi_{\omega}; \\
 (\hat{P}_{\omega}^{(-1)})^2 \psi_{\omega} &= \hat{P}_{\omega}^{(-1)} \psi_{\omega}; \\
 (\hat{P}_{\omega}^{(+1)})^2 \psi_{\omega} &= \hat{P}_{\omega}^{(+1)} \psi_{\omega}; \\
 \hat{P}_{\omega}^{(-1)} \hat{P}_{\omega}^{(+1)} \psi_{\omega} &= \hat{P}_{\omega}^{(+1)} \hat{P}_{\omega}^{(-1)} \psi_{\omega} = 0, \tag{68}
 \end{aligned}$$

которые алгебраически определяют $\hat{P}_{\omega}^{(s)}$ - как ортогональные проекционные операторы [2]. Поэтому (67) следует рассматривать как операцию проектирования вещественного множества гармонических функций на свои комплексные подпространства-проекции.

Обратимся к (31) из которого непосредственно следует:

$$U(t) = RI(t) + x \frac{dI(t)}{d\omega t} \tag{69}$$

Подставляем в (69) вещественные гармонические функции напряжения и тока:

$$U(t) = U_0 \sin(\omega t + \theta_0^{(U)});$$

$$I(t) = I_0 \sin(\omega t + \theta_0^{(I)}) \tag{70}$$

Далее действуя на (69) оператором проектирования $\hat{P}_{\omega}^{(s)}$, после сокращения на множитель $(-js/2)$, получаем вместо (69):

$$\begin{aligned}
 (U_0 \exp(js\theta_0^{(U)})) \exp(js\omega t) &= \\
 = (R + jsX)(I_0 \exp(js\theta_0^{(I)})) \exp(js\omega t)
 \end{aligned} \tag{71}$$

При выборе в (71) $s = +1$ фактор временной зависимости будет $\exp(j\omega t)$, как это исторически сложилось в классических электро-радио описаниях. Окончательно получаем связь тока и напряжения в комплексном описании:

$$(\dot{U}_0 \exp(j\omega t) = (R + jX)\dot{I}_0 \exp(j\omega t) \tag{72}$$

где $\dot{U}_0 = U_0 \exp(j\theta_0^{(U)})$ и $\dot{I}_0 = I_0 \exp(j\theta_0^{(I)})$

- комплексные амплитуды.

Таким образом, классическое комплексное описание тока и напряжения можно получить из вещественного описания путем алгебраического проектирования.

10. Собственные функции оператора [Z] и его собственное представление

Рассмотрим собственные векторы и собственные значения матричного оператора [Z]. Запишем спектральное уравнение оператора [Z]:

$$\begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ \frac{dI}{d\omega t} \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} I \\ \frac{dI}{d\omega t} \end{bmatrix}. \tag{73}$$

Собственные значения λ оператора [Z] определяется, очевидно, из условия:

$$\text{Det} \begin{bmatrix} (R - \lambda) & X \\ -X & (R - \lambda) \end{bmatrix} = 0. \tag{74}$$

Что приводит к алгебраическому уравнению:

$$\lambda^2 - (2R)\lambda + (R^2 + X^2) = 0, \tag{75}$$

решением которого будут комплексно-сопряженные числа:

$$\dot{\lambda}^{(+)} = R + jX; \dot{\lambda}^{(-)} = R - jX \tag{76}$$

Подставляя $\lambda^{(+)}$ в (73), находим:

$$\begin{bmatrix} -j & 1 \\ -1 & -j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I^{(+)} \\ \frac{dI^{(+)}}{d\omega t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{77}$$

После перемножений в (77), получаем:

$$\frac{dI^{(+)}(t)}{d\omega t} - jI^{(+)}(t) = 0 \tag{78}$$

Решая дифференциальное уравнение (78), устанавливаем вид временной зависимости $I^{(+)}(t) = I_0^{(+)} \exp(j(\omega t + \theta^{(I)}))$. Собственным вектором, соответствующим собственному значению $\lambda^{(+)}$ будет:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix} I_0^{(+)} \exp(j\omega t + \theta^{(+)}) \quad (79)$$

Обращаясь к закону Ома:

$$\begin{bmatrix} \dot{U} \\ d\dot{U} \\ d\omega t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{i}^{(+)} \\ d\dot{i}^{(+)} \\ d\omega t \end{bmatrix} = (R + jX) \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix} \dot{i}_0^{(+)} \exp(j\omega t + \theta_0^{(+)}) \quad (80)$$

Из (77) находим:

$$\dot{U}^{(+)}(t) = (R + jX) \dot{I}_0^{(+)} \exp(j\omega t);$$

$$\frac{dU^{(+)}}{d\omega t} = j(R + jX) \dot{I}_0^{(+)} \exp(j\omega t)$$

Откуда, окончательно получаем классическое комплексное представление закона Ома в виде:

$$\dot{U}_0^{(+)} \exp(j\omega t) = (R + jX) \dot{I}_0^{(+)} \exp(j\omega t) \quad (81)$$

При выборе собственного значения $\lambda^{(-)}$ и соответствующей ему собственной функции можно получить вместо (81) его комплексно-сопряженный аналог:

$$\dot{U}_0^{(-)} \exp(-j\omega t) = (R - jX) \dot{I}_0^{(-)} \exp(-j\omega t) \quad (82)$$

Последние результаты (81)-(82) можно представить в виде:

$$\begin{bmatrix} \dot{U}^{(+)} \\ \dot{U}^{(-)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda^{(+)} & 0 \\ 0 & \lambda^{(-)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{i}^{(+)} \\ \dot{i}^{(-)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (R + jX) & \dot{i}^{(+)} \\ (R - jX) & \dot{i}^{(-)} \end{bmatrix} \quad (83)$$

где $\dot{U}^{(+)} = \dot{U}_0^{(+)} \exp(j\omega t)$;

$$\dot{i}^{(+)} = \dot{i}_0^{(+)} \exp(j\omega t); \quad \lambda^{(+)} = R + jX;$$

$$\dot{U}^{(-)} = \dot{U}_0^{(-)} \exp(-j\omega t);$$

$$\dot{i}^{(-)} = \dot{i}_0^{(-)} \exp(-j\omega t);$$

$$\lambda^{(-)} = R - jX.$$

Квадратная матрица в (83) является собственным представлением оператора $[Z]$, а само (83) является собственным представлением закона (31), выражающего линейную связь между напряжением и током двухполюсного элемента цепи.

Таким образом, переход от (31) к собственному представлению является, по сути, переходом к традиционному классическому комплексному описанию линейной связи тока и напряжения.

Квадратная матрица в (83), изображающая оператор $[Z]$ в своем собственном представлении, позволяет сформулировать закон Ома для двухполюсника в традиционном комплексном

Полагая: $[T] = \begin{bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix}$ и замечая, что:

$$[T][\varphi][T]^+ = \begin{bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \quad (91)$$

получаем:

$$[Z_T] = [T][Z][T]^+ = \sqrt{R^2 + X^2} [T][\varphi][T]^+ = \sqrt{R^2 + X^2} [\varphi] = [Z] \quad (92)$$

Таким образом, оператор $[Z]$, характеризующий импеданс двухполюсника – унитарно-инвариантен. Связь унитарно-преобразованных векторов напряжения и тока выражается как:

описании. Поэтому переход в вещественном описании к собственно-спектральному описанию, есть переход к классическому комплексному рассмотрению. Последнее оказывается связанным с диагональным представлением $[T]$.

11. Унитарно-фазовые инвариантности вещественного описания электропроцессов

Рассмотрим преобразование векторов напряжения и тока, совершаемое унитарным матричным оператором $[T]$. Условие унитарности: $[T]^+ = [T]^{-1}$ или:

$$[T]^+ \cdot [T] = [T] \cdot [T]^+ = [1], \quad (84)$$

где $+ -$ символ эрмитова сопряжения ($T^+ \equiv \tilde{T}^*$). В

случае вещественных величин $T^+ \equiv \tilde{T}$. В (84) матрица $[1]$ – единичная матрица. T -преобразованные векторы записываются в виде:

$$[U_T] = [T] \cdot [U]; \quad [I_T] = [T] \cdot [I]. \quad (85)$$

Очевидно, унитарное преобразование будет обеспечивать инвариантность скалярных произведений. Действительно, например:

$$[U_T]^+ \cdot [I_T] = ([T][U])^+ \cdot ([T][I]) =$$

$$= [U]^+ ([T]^+ [T]) [I] = [U]^+ [I], \quad (86)$$

$$[U_T]^+ \cdot [U_T] = ([T][U])^+ \cdot ([T][U]) =$$

$$= [U]^+ ([T]^+ [T]) [U] = [U]^+ [U], \quad (87)$$

$$[I_T]^+ \cdot [I_T] = ([T][I])^+ \cdot ([T][I]) =$$

$$= [I]^+ ([T]^+ [T]) [I] = [I]^+ [I]. \quad (88)$$

Из (86) – (88) следует, что наблюдаемые величины энергии и мощностей – унитарно-инвариантны. Применительно к закону Ома: $[U] = [Z][I]$, после действия $[T]$ получаем:

$$[U_T] = [T][U] = ([T][Z][T]^+)([T][I]) = [Z_T] \cdot [I_T] \quad (89)$$

Рассмотрим оператор импеданса $[Z]$, который в виду (40) представим матрицей:

$$[Z] = \begin{bmatrix} R & X \\ -X & R \end{bmatrix} = \sqrt{R^2 + X^2} \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} = \dots \quad (90)$$

$$= \sqrt{R^2 + X^2} [\varphi]$$

Нетрудно видеть что в (90) оператор $[\varphi]$ есть унитарный вещественный оператор $[\varphi]^+ = [\varphi]^T = [\varphi]^{-1}$ одномерного поворота (вращения на угол φ). В двумерном пространстве каноническая запись однопараметрических унитарных вещественных операторов представляется операторами поворотов.

$$[U_T] = ([T][U]) = [Z]([T][I]) = [Z][I_T] \quad (93)$$

Если функции напряжения и тока выбраны в момент, для которого $\omega t + \theta_0 = 0$ то векторы напряжения и тока для данного момента будут:

$$[U] = \begin{bmatrix} U_0 \sin \theta_0^{(U)} \\ U_0 \cos \theta_0^{(U)} \end{bmatrix}; [I] = \begin{bmatrix} I_0 \sin \theta_0^{(I)} \\ I_0 \cos \theta_0^{(I)} \end{bmatrix} \quad (94)$$

Действуя на (94) унитарным оператором:

$$[T(\omega t + \theta_0)] = \begin{bmatrix} \cos(\omega t + \theta_0) & \sin(\omega t + \theta_0) \\ -\sin(\omega t + \theta_0) & \cos(\omega t + \theta_0) \end{bmatrix} \quad (95)$$

в котором t – движется, получаем текущие значения векторов напряжение и тока.

$$\begin{aligned} [T(\omega t + \theta_0)] \begin{bmatrix} U_0 \sin \theta_0^{(U)} \\ U_0 \cos \theta_0^{(U)} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} U_0 \sin(\omega t + \theta_0 + \theta_0^{(U)}) \\ U_0 \cos(\omega t + \theta_0 + \theta_0^{(U)}) \end{bmatrix} \\ [T(\omega t + \theta_0)] \begin{bmatrix} I_0 \sin \theta_0^{(I)} \\ I_0 \cos \theta_0^{(I)} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} I_0 \sin(\omega t + \theta_0 + \theta_0^{(I)}) \\ I_0 \cos(\omega t + \theta_0 + \theta_0^{(I)}) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (96)$$

Произведение двух однопараметрических унитарных операторов:

$$\hat{T}(\theta_{II})\hat{T}(\theta_I) = \hat{T}(\theta_I + \theta_{II}) \quad (97)$$

будет означать последовательное выполнение двух поворотов на угол θ_I и затем «дворот» на θ_{II} . Полагая в (97) $\theta_I = \omega t$ и $\theta_{II} = \theta_0$, записываем:

$$\begin{aligned} [T(\theta_0)][T(\omega t)] &= \begin{bmatrix} \cos \theta_0 & \sin \theta_0 \\ -\sin \theta_0 & \cos \theta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \omega t & \sin \omega t \\ -\sin \omega t & \cos \omega t \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\omega t + \theta_0) & \sin(\omega t + \theta_0) \\ -\sin(\omega t + \theta_0) & \cos(\omega t + \theta_0) \end{bmatrix} = [T(\omega t + \theta_0)] \end{aligned} \quad (98)$$

Унитарный оператор $[T(\omega t)]$ с непрерывно растущим углом ωt следует рассматривать как эволюционный оператор, а унитарный оператор $[T(\theta_0)]$ - как оператор постоянной фазы, в общем случае произвольной фазы θ_0 . Но, поскольку, ωt и θ_0 не входят в выражения, описывающие наблюдаемые величины энергий и мощностей, то это означает, что предложенное вещественное описание энергетических характеристик унитарно-фазово инвариантно.

Отметим еще один важный момент в построении вещественного описания электропроцессов, а именно - органическую связь с однопараметрической группой вращения. Это непосредственно видно из условия (97), которому подчинено допустимое множество операторов вращения T .

12. Цепь из тонких проводников при учете магнитных взаиминдукций и самоиндукций

Ток, протекающий по участку цепи, нельзя рассматривать изолированно от других участков цепи. Взаимные влияния различных проводников и различных элементов тока у одного какого-либо проводника, обусловленные магнитными взаиминдукциями и самоиндукциями, могут описываться набором соотношений, формулирующих закон Ома k -го проводника [6]:

$$E_k^{cmop} = R_k I_k + \frac{d\Phi_k}{dt}; k = 1, 2, \dots, N \quad (99)$$

Поток магнитной индукции Φ_k через поверхность, ограниченную замкнутым контуром k -го проводника с включенной ЭДС E_k^{cmop} представляется в виде:

$$\Phi_k = \sum_{l=1}^N L_{kl} I_l \quad (100)$$

Подстановка (100) в (99) позволяет получить:

$$E_k^{cmop} = R_k I_k + \sum_{l=1}^N L_{kl} \frac{dI_l}{dt}; k = 1, 2, \dots, N \quad (101)$$

Совокупность всех соотношений (101) образует замкнутую систему из N -дифференциальных уравнений с N -неизвестными I_1, I_2, \dots, I_N , которая при добавлении начальных условий имеет однозначные решения.

При одночастотных движениях, когда $d^2/dt^2 = -\omega^2$ и $\tau = \omega t$, (101) можно представить в матричной форме:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \frac{E_1^{cmop}}{dE_1^{cmop}} \\ \frac{dE_1^{cmop}}{d\tau} \\ \frac{E_2^{cmop}}{dE_2^{cmop}} \\ \frac{dE_2^{cmop}}{d\tau} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_1 & \omega L_{11} & 0 & \omega L_{12} & \dots \\ -\omega L_{11} & R_1 & -\omega L_{12} & 0 & \dots \\ 0 & \omega L_{21} & R_2 & \omega L_{22} & \dots \\ -\omega L_{21} & 0 & -\omega L_{22} & R_2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} I_1 \\ \frac{dI_1}{d\tau} \\ I_2 \\ \frac{dI_2}{d\tau} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} \quad (102)$$

В (102) столбцовые матрицы представляют собой $2N$ -векторы стороннего напряжения $[E^{cmop}]$ и тока $[I]$, относящиеся ко всей цепи, а квадратная $2N$ -матрица, связывающая векторы напряжения и тока имеет смысл импеданса $[Z]$ -цепи. В $[Z]$ первый индекс L_{ke} соответствует блоковой строке, а второй – блоковому ряду. Ввиду взаимности индукции от перестановки проводников, $L_{ke} = L_{ek}$.

Поскольку в $[E^{cmop}]$ присутствуют производные по времени, учет начальных условий при гармоническом движении с частотой ω сводится к выбору в $[E^{cmop}]$ постоянных фаз $\theta_0^{(k)}$ и амплитуд $E_0^{cmop(k)}$. Поэтому выявление из (102) столбцовой матрицы токов $[I]$ сводится к построению матрицы $[Z]^{-1}$ и к ее действию на (102).

Данный раздел статьи приведен здесь лишь как довод, демонстрирующий возможность применения предложенного вещественного описания квазистационарных электромагнитных процессов не только к двухполюсному элементу цепи, но и к матричным описаниям цепей в целом в форме $2N$ -мерного закона Ома. Действительно, например, при желании определить мощность P , запасаемую во всей цепи из взаимодействующих проводников, достаточно умножить (102) скалярно-слева на вектор $[I]$. В результате можно получить:

$$P = \frac{1}{2} \sum_{l=1}^N \operatorname{Re} \left(I_l^2 + \left(\frac{\partial I_l}{\partial \tau} \right)^2 \right) = \sum_{l=1}^N R_l I_{l, \text{действ}}^2, \quad (103)$$

из которого видно, что наличие магнитной индукции не влияет на величину P . Этим примером, конечно, не ограничивается полезность вещественных построений и использований $2N$ -законов Ома при анализе различных электро- и радио цепей.

Заключение

Результаты настоящей статьи сводятся к следующему:

- Предложен новый способ описания электромагнитных процессов в электро- радио цепях, основанный на использовании матричных операторов $[Z]$ для формализации импедансов элементов цепи. Алгебра $[Z]$ изоморфна алгебре комплексных чисел.
- Введены двумерные вещественные векторы $[U(t)]$ и $[I(t)]$, многообразие которых образует Гамильтоново векторное пространство описания движения наблюдаемых величин напряжения и тока.
- Возможность использования стандартного аппарата Гамильтонового описания любой консервативной физической системы, с изображением движения на фазовой плоскости в виде траектории состояний, указывает на необходимость обращения не только к самим

функциям $U(t)$ и $I(t)$, но и к их временным производным.

- Рассмотрены мгновенные значения энергий, запасаемых в элементах C и L . Эти значения оказались сохраняющимися величинами, представляющими сумму кинетического и потенциального вкладов. Поскольку кинетическая энергия представляет работу инерциальных сил, то в полученных формулах для энергий принципиально учитывается инерция переменных электрического и магнитного полей, в полном соответствии с результатами работ [3-5], в которых приведены итоги исследований правильного описания энерго-импульсных характеристик свободного электромагнитного поля и их соответствия концепциям многокомпонентной и многоскоростной механики сплошной среды.

- В разделах 9-10 рассмотрены вопросы получения традиционного комплексного описания двухполюсников цепи из предложенного вещественного описания.

- В разделе 11 доказывается необходимая по современным требованиям теоретической физики унитарно-фазовая инвариантность предложенного вещественного описания.

В заключение авторы выражают благодарность доценту кафедры «Электротехника и электроника» СГТУ Беляеву В.С. за плодотворное обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Библиографический список

1. Ахнезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1981. 280 с.
2. Глазман И.М., Любич Ю.И. Конечномерный линейный анализ. М.: Наука, 1969. 476 с.
3. Ильин В.С. Электродинамика свободных полей. Саратов: Изд-во СГУ, 1998. 376 с.
4. Ильин В.С., Неведов И.С. Поля Бельтрами, винтовые волны и проблема однозначного построения плотностей энергии, потока и импульса в классической электродинамике // Проблемы современной физики: сб. науч. тр. Дубна, 1999. С. 218.
5. Ilyin V.S., Nefedov I.S. Instantaneous momentum-energy of the classical free electromagnetic field // Photon: Old Problems in Light of New Ideas / Ed. by V. Dvoeglazov. New York: Nova Science, 2000. P. 57.
6. Матвеев А.Н. Электродинамика. М.: Высшая школа, 1980. 384 с.

ABOUT THE REAL DESCRIPTION OF ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN ELECTRICAL AND RADIO NETWORKS

V.S. Ilyin, V.V. Komarov, A.S. Shapovalov

Saratov State University

Linear coupling between 2D real vectors of voltage $[U]$ and current $[I]$ is established for considered frequency on a basis of real slant-symmetrical matrix operator $[Z]$ algebra of which is isomorphic to the algebra of complex numbers. Diversity of $[U]$ and $[I]$ is defined in 2D vector Hamilton space (phase plane) and their instantaneous values reply to the instantaneous condition of electromagnetic system with necessary completeness. Theoretically correct expressions for the instantaneous values of energy and power, stored at reactive components C and L of a network are represented. Classical complex description of electromagnetic processes follows from proposed real one by considering eigen presentation of operator $[Z]$. Unitary invariance of obtained power characteristics is considered.

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА ДЛЯ ТРЁХУРОВНЕВОЙ СИММЕТРИЧНОЙ МОДЕЛИ НЕОДНОРОДНОГО ЭМИТТЕРА

М.Г. Инкин, К.В. Мироненко, Л.М. Минкин, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Инкин Максим Глебович, студент физического факультета

Мироненко Ксения Витальевна, студентка физического факультета

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор кафедры прикладной физики

Портландский университет, США

Минкин Леонид Моисеевич, профессор

Исследуются спектральные свойства аномального дробового шума: зависимость спектральной плотности и ширины спектра от параметра неоднородности эмиссионной способности, тока эмиссии, вероятностных характеристик модели неоднородного эмиттера.

Одной из приоритетных задач теории и практики шумов электронных приборов является исследование источников шума в таких устройствах. Несмотря на многолетние исследования, в их теории остался ряд «белых пятен». Так, применительно к дробовому шуму, остался не исследованным в полной мере эффект возникновения аномальных дробовых флуктуаций [1-3]. Аномальным дробовым шумом принято считать ту компоненту дробовых флуктуаций, которая вызывается неоднородностью эмиссионных состояний катода и которая приводит к существенному повышению полного уровня дробовых флуктуаций.

При расчете шумовых характеристик электронных приборов обычно считается, что уровень дробового шума катода определяется формулой Шоттки. Вывод этой формулы основывается на предположении о том, что интенсивность процесса испускания электронов $\lambda(t)$, равная среднему числу электронов, испускаемых за единичный промежуток времени, примыкающий к моменту времени t , является постоянной величиной $\lambda(t)=\lambda$. При этом вероятность $P_N(t)$ испускания эмиттером N электронов за некоторый промежуток времени t задается распределением Пуассона, а плотность распределения $f(\tau)$ интервала времени τ ($\tau \geq 0$) между двумя последовательными актами испускания электронов описывается экспоненциальным законом:

$$P_N(t) = \frac{(\lambda t)^N}{N!} e^{-\lambda t}, \quad (1)$$

$$f(\tau) = \lambda e^{-\lambda \tau}. \quad (2)$$

В этом случае спектральная плотность $S_i(\omega)$ дробовых флуктуаций тока i , рассчитанная на основе предположений (1),(2), описывается формулой Шоттки

$$S_i(\omega) = \frac{eI_0}{2\pi}, \quad (3)$$

где ω – круговая частота, e – элементарный заряд, I_0 – постоянная составляющая тока эмиссии.

Однако экспериментальные исследования эффективных катодов показывают, что в ряде случаев уровень дробового шума может быть аномально высок и в несколько раз (а иногда на один и даже два порядка) превышать расчетное значение (3). Одну из причин этого явления

связывают с неоднородностью эмиссионных состояний катода [1-3]. Так, например, физико-химические процессы, протекающие в оксидном катоде при его работе, обуславливают не статический, а динамический характер его равновесия. Испарение бария с поверхности катода, а также отравление оксидного слоя, вследствие реакций свободного бария с остаточными газами, приводят к снижению эмиссионной способности. На границе оксидного слоя с керном происходит противоположный процесс – восстановление оксида бария металлами керна и образование избыточного бария, который диффундирует на эмитирующую поверхность. Этот процесс повышают эмиссию катода. Следовательно, параметр интенсивности эмиссии λ является случайной величиной. Реальный катод характеризуется множеством эмиссионных состояний, каждому из которых соответствует свое значение параметра интенсивности эмиссии λ .

Неоднородность эмиссионных состояний катода приводит к тому, что закон распределения интервала времени τ между моментами вылета отдельных электронов описывается не экспоненциальным законом, а более сложным выражением. Экспоненциальное распределение (2) интервала τ , очевидно, следует рассматривать как условное, отвечающее одному из реализуемых значений λ . Предположив тот или иной закон распределения параметра интенсивности эмиссии λ , нетрудно найти соответствующее безусловное распределение интервала τ , а следовательно, и спектральную плотность дробового шума эмиттера, характеризуемого множеством эмиссионных состояний. В работах [2,3] показано, что изменение плотности распределения интервала τ , вызванное сменой эмиссионных состояний, приводит к повышению уровня дробовых флуктуаций, спектр которых определяется не формулой Шоттки, а выражением

$$S_i(\omega) = \gamma(\omega) \frac{eI_0}{2\pi}, \quad (4)$$

где

$$\gamma(\omega) = 1 + 2 \operatorname{Re} \frac{\varphi(\omega)}{1 - \varphi(\omega)},$$

$$\varphi(\omega) = M \left\{ e^{j\omega \tau} \right\},$$

M – символ взятия математического ожидания.

При экспоненциальном законе распределения интервала $\gamma=1$, в общем же случае спектральная плотность в γ раз превышает уровень, определяемый формулой Шоттки.

Может показаться [3], что при использовании экспоненциального закона в качестве условного закона распределения интервала и введении в рассмотрение нескольких возможных значений λ , реальный процесс эмиссии становится нестационарным процессом Пуассона, а изменение уровня шума является следствием этой нестационарности. В действительности изменение уровня шума при отказе от закона распределения (2) связано с тем, что последовательность актов испускания электронов перестаёт быть процессом Пуассона, то есть процессом без последствия. Повышение уровня шумов связано с появлением именно последствия, а не с исчезновением стационарности. В [3] показано, что для нестационарного Пуассоновского потока испускания электронов, когда $\lambda=\lambda(t)$, спектральная плотность флуктуаций тока, по-прежнему, определяется формулой Шоттки (3).

В данной работе исследуется влияние эффекта последствия на спектр дробового шума на основе одной из простейших моделей неоднородного эмиттера, которую условно можно назвать трёхуровневой симметричной моделью. Краткий анализ дробового шума этой модели, приведённый в [3], позволил получить выражение для $\gamma(\omega)$, которое нуждается в детальном исследовании.

Согласно указанной модели параметр интенсивности процесса эмиссии может принимать три значения: λ_0 , $\lambda_0-\Delta\lambda$ и $\lambda_0+\Delta\lambda$. Это означает, что катод может работать в одном из трех режимов: $\lambda=\lambda_0$ («нормальный»), $\lambda=\lambda_0-\Delta\lambda$ («пассивный») и $\lambda=\lambda_0+\Delta\lambda$ («активный»). В качестве интенсивности λ_0 примем среднее значение λ . Тогда вероятности пребывания эмиттера во втором и третьем состояниях P_2 и P_3 будут одинаковы и равны $(1-P_1)/2$ (P_1 – вероятность «нормального» режима), а безусловный закон распределения интервала будет гиперэкспоненциальным [3]. В этом случае соотношение для коэффициента γ повышения шума, записанное в виде зависимости γ от приведенной частоты $\Omega=\omega/\lambda_0$, параметра неоднородности эмиссионных состояний $q=\Delta\lambda/\lambda_0$ и вероятности «нормального» режима работы катода P_1 принимает вид

$$\gamma(\Omega) = 1 + 2 \frac{a(1-a) - b^2}{(1-a)^2 + b^2}, \quad (5)$$

где

$$a = \frac{P_1}{1+\Omega^2} + \frac{1-P_1}{2} \left[\frac{(1-q)^2}{(1-q)^2 + \Omega^2} + \frac{(1+q)^2}{(1+q)^2 + \Omega^2} \right], \quad (6)$$

$$b = \frac{P_1\Omega}{1+\Omega^2} + \frac{1-P_1}{2} \left[\frac{(1-q)\Omega}{(1-q)^2 + \Omega^2} + \frac{(1+q)\Omega}{(1+q)^2 + \Omega^2} \right]. \quad (7)$$

Используя выражения (5), (6) и (7), в принципе, можно рассчитать все необходимые характеристики спектра аномальной составляющей и полного дробового шума. Однако при низких значениях приведенной частоты флуктуаций более удобным

для расчёта $\gamma(\Omega)$ является выражение, которое получается после подстановки в (5) соотношений (6) и (7) и имеет вид

$$\gamma(\Omega) = 1 + 2 \frac{(m + n\Omega^2 + k\Omega^4)(r + s\Omega^2 + \Omega^4) - (g + l\Omega^2 + \Omega^4)^2}{\Omega^2(r + s\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (g + l\Omega^2 + \Omega^4)^2}$$

где

$$m = (1 - q^2)^2$$

$$n = (1 + P_1)(1 + q^2) + (1 - P_1)(1 - q^2)^2$$

$$k = 1 + q^2(1 - P_1)$$

$$r = (1 - P_1)(1 + q^2) + P_1(1 - q^2)^2$$

$$s = 2 + (1 + P_1)q^2$$

$$g = (1 - q^2)(1 - P_1q^2)$$

$$l = 2 + q^2(3P_1 - 1)$$

Как указывалось выше, основная задача работы заключается в расчете спектра дробовых шумов трехуровневой модели неоднородного катода при заданных значениях параметра неоднородности эмиссионной способности катода q и вероятности «нормального» режима P_1 . Полный уровень дробовых шумов, включающий в себя и аномальную компоненту шума, определяется величиной $\gamma(\Omega)eI_0/2\pi$. Уровень аномальной компоненты дробового шума описывается величиной $[\gamma(\Omega)-1]eI_0/2\pi$.

Приведенные выражения для $\gamma(\Omega)$ носят довольно сложный характер. В связи с этим, для расчета зависимости величины γ от Ω были разработаны специальные программы, позволяющие достаточно оперативно получить все необходимые данные о спектре аномального дробового шума.

На рис. 1 представлены кривые зависимости коэффициента γ от приведенной частоты Ω , при $q=0.9$ и значениях вероятностного параметра P_1 , равных соответственно 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 0,9.

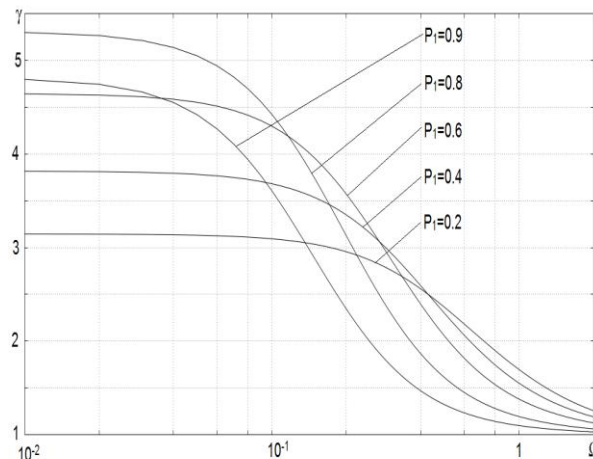


Рис.1.

Как следует из рисунка, спектральная плотность полного дробового шума падает по мере увеличения приведенной частоты Ω . Условно равномерной частью спектра можно считать лишь область $0 < \Omega < 0.01$. Вне этой области коэффициент γ достаточно резко падает с увеличением частоты. Важно отметить, что при значительном увеличении Ω , кривые $\gamma(\Omega)$ асимптотически приближаются к

уровню $\gamma=1$. Этот уровень ($\gamma=1$) соответствует классическому «белому» шуму, поскольку дробовые флуктуации в данном случае относятся к току эмиссии, и пролетные эффекты не учитываются. Таким образом, зависимость спектральной плотности от частоты объясняется тем, что от частоты зависит уровень именно аномальной компоненты шума. При этом классическая компонента остается неизменной. Следовательно, неоднородность эмиссионных состояний катода, вызывая появление аномальной компоненты шума, приводит не только к повышению полного уровня дробовых шумов, но и к появлению зависимости спектральной плотности шума от частоты. Приведенные кривые позволяют рассчитать ширину спектра аномального дробового шума при различных значениях параметра P_1 .

Кривая зависимости ширины спектра $\Delta\Omega$ аномальной компоненты дробового шума от параметра P_1 при $q=0.9$ представлена на рис. 2. При увеличении P_1 от 0.2 до 0.9 ширина спектра уменьшается примерно в 4.5 раза.

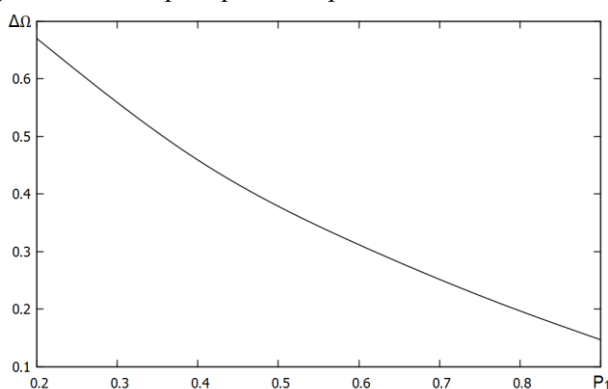


Рис.2.

На рис. 3 изображены кривые зависимости γ от приведенной частоты Ω , для фиксированного значения $P_1=0.8$ и значениях параметра неоднородности эмиттера q , равных соответственно 0,6; 0,7; 0,8; 0,85; 0,9; 0,95..

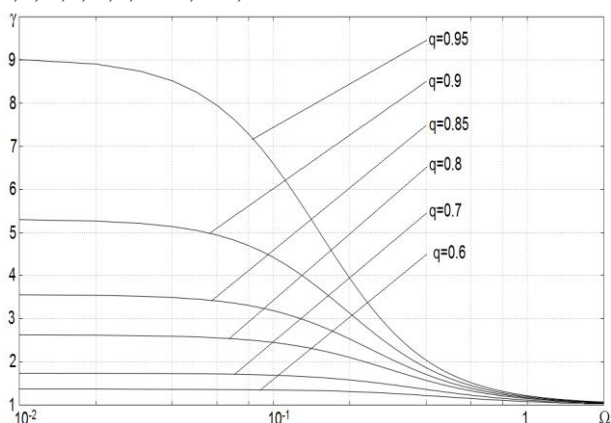


Рис. 3.

Как и на рис. 1, с увеличением Ω , коэффициент γ спадает. При значениях Ω близких к 1 кривые сближаются и асимптотически стремятся к уровню $\gamma=1$. По мере увеличения q максимумы кривых увеличиваются, а ширина спектра уменьшается.

Кривая зависимости ширины спектра $\Delta\Omega$ аномальной компоненты дробового шума от параметра эмиссионной неоднородности q представлена на рис. 4. При изменении q от 0.6 до 0.95 ширина спектра (частота среза) уменьшается в 3.3 раза.

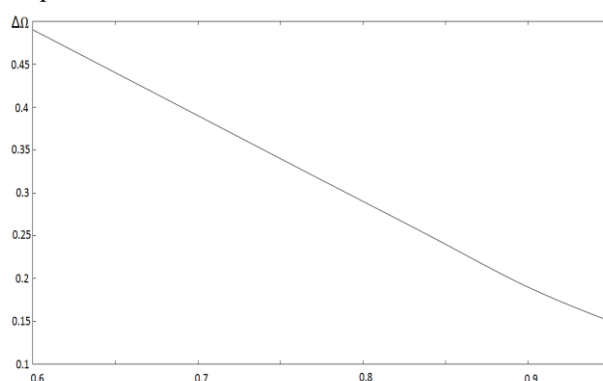


Рис. 4.

Данные рис. 2 и 4 позволяют заключить, что возникновение последствия в потоке актов испускания отдельных электронов неоднородным катодом весьма заметно влияет на ширину спектра аномального дробового шума. В то же время необходимо отметить, что варьированием параметров P_1 и q , рассматриваемой модели неоднородного эмиттера осуществить изменение ширины спектра в больших пределах – на порядок и более – невозможно.

Таким образом, расчет показал, а данные приведенных рисунков проиллюстрировали справедливость вывода о том, что появление последствия потока актов испускания отдельных электронов вызывает два эффекта:

1. Увеличение интенсивности дробового шума, за счет появления его аномальной компоненты, вызываемой неоднородностью эмиссионных состояний;
2. Ограничение ширины спектра аномальной компоненты шума.

В качестве рекомендаций по уменьшению уровня дробовых шумов реальных эмиттеров можно выдвинуть следующие предложения:

1. Совершенствование технологии изготовления эмиттера, поиск новых эмиссионных материалов, использование которых, ведет к улучшению однородности эмиссионных состояний эмиттера, когда значение параметра q стремится к 0.
2. Осуществление такого выбора рабочего диапазона частот электронного прибора, при котором указанный диапазон находится за границей спектра аномального дробового шума.

Очевидно, что использование второй рекомендации на практике возможно лишь в слаботочных приборах. Для иллюстрации этой рекомендации приведем небольшой численный пример. Как следует из приведенных выше кривых для спектров аномального дробового шума, интенсивность аномальной компоненты существенно падает в области $\Omega > 0.2$. Если ток прибора I_{01} равен 10 мА, то $\lambda_0 = I_{01} / e = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$, и частота среза аномального дробового шума равна примерно

10^{15} Гц. Длина Λ электромагнитной волны в вакууме, отвечающая этой частоте, равна 3000\AA (оптический диапазон). Если рабочий ток прибора I_{02} равен 1 мкА, то частота среза уменьшается в 10^4 раз и составляет 10^{11} Гц, что соответствует длине волны $\Lambda=3\text{мм}$. На рис. 5 приведены кривые зависимости $\gamma=\gamma(f)$ при $P_1=q=0,9$ и токах эмиссии, равных соответственно 10 мА (правая кривая) и 1 мкА (левая кривая)

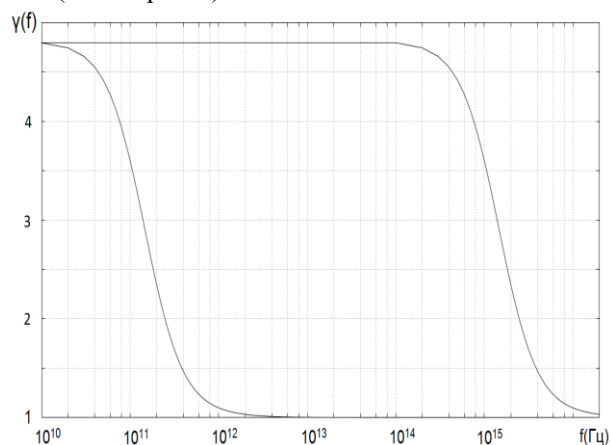


Рис. 5.

Таким образом, за счет уменьшения тока прибора, можно существенно уменьшить ширину спектра аномального дробового шума и выбрать

рабочую полосу частот в области, где интенсивность аномального шума пренебрежимо мала. Следует отметить, что при уменьшении тока эмиссии уменьшается и уровень «классической» компоненты дробового шума, которая описывается формулой Шоттки. Поэтому предлагаемый метод уменьшения дробового шума носит универсальный характер, так как вызывает уменьшение уровня всех компонент дробового шума.

Исследования, проведенные на основе симметричной трёхуровневой модели неоднородного эмиттера, качественно подтвердили практические выводы, сделанные ранее на простейшей – двухуровневой модели [1], дополнив их информацией о возможных значениях численных характеристик спектров флуктуаций. Основным достоинством моделей неоднородности, использованных в данной работе и в работе [1], является их простота и наглядность. Однако неоднородность реальных эмиттеров может носить более сложный характер. Поэтому в дальнейшем исследования, основанные на теории аномального дробового шума, изложенной в [2-4], очевидно, следует продолжить в направлении разработки и использования моделей, более полно описывающих неоднородность реальных эмиттирующих систем.

Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Минкин Л.М., Машников В.В., Шаповалов С.А. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2014. Вып. 21. С. 39-43.
2. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // ЖТФ. 1974. Т. 44, №10. С. 2174-2177.
3. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983. 90 с.
4. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. Саратов: Издательство «Саратовский источник», 2015. 72 с.

FREQUENCY CHARACTERISTICS OF ANOMALOUS SHOT NOISE FOR SYMMETRIC THREE-LEVEL MODEL OF INHOMOGENEOUS EMITTER

¹M.G. Inkin, ¹K.V. Mironenko, ²L.M. Minkin, ¹A.S. Shapovalov

¹Saratov State University

² Physics Department, Sylvania Campus, Portland Community College, Portland, OR, USA

The spectral properties of the anomalous shot noise: dependence of the spectral density and the spectrum width on the parameter of inhomogeneity degree of emission, current emission and the probabilistic characteristics of the model of heterogeneous emitter were studied.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА ДЛЯ ТРЁХУРОВНЕВОЙ СИММЕТРИЧНОЙ МОДЕЛИ НЕОДНОРОДНОГО ЭМИТТЕРА

К.В. Мироненко, М.Г. Инкин, Л.М. Минкин, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Мироненко Ксения Витальевна, студентка физического факультета

Инкин Максим Глебович, студент физического факультета

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор

Портландский университет, США

Минкин Леонид Моисеевич, профессор

Исследуется зависимость интенсивности флуктуаций в равномерной части спектра аномального дробового шума от параметров неоднородности эмиттера.

Анализ литературных источников показывает, что аномально высокие дробовые флуктуации тока эмиссии термокатодов, нередко наблюдающиеся на практике, изучены не в полной мере [1,2]. Как показали исследования, проведённые в [1,2], причиной появления аномального дробового шума может служить неоднородность эмиссионных состояний катода, при которой процесс испускания электронов перестаёт быть Пуассоновским, то есть процессом без последствия. Возникновения последствия приводит к тому, что в спектре дробовых флуктуаций наряду с классической (не зависящей от частоты) составляющей появляется дополнительная компонента, интенсивность которой зависит от частоты. Ширина спектра аномальной компоненты по порядку величины близка к отношению I_0/e , где I_0 - ток эмиссии, e - элементарный заряд. Указанная компонента ведёт к повышению полного уровня дробовых шумов. Частотные свойства аномальной компоненты исследованы в работах [1,3]. В данной работе изучается её интенсивность на частотах $\omega \ll I_0/e$, то есть в той части спектра, которую практически можно считать равномерной.

В качестве модели неоднородного эмиттера используется симметричная трёхуровневая модель, использованная в [3] при анализе частотных свойств аномального дробового шума. Предполагается, что катод может находиться в трёх различных эмиссионных состояниях (режимах работы), которым соответствуют значения параметра интенсивности эмиссии λ , равные соответственно λ_0 («нормальный» режим работы), $\lambda_0 + \Delta\lambda$ («активный» режим) и $\lambda_0 - \Delta\lambda$ («пассивный» режим). (Здесь λ - условное математическое ожидание, равное среднему числу электронов, эмитируемых в единицу времени при условии, что эмиттер находится в данном эмиссионном состоянии.) Вероятность реализации «нормального» состояния равна P_1 , вероятности реализации второго и третьего состояний одинаковы $P_2 = P_3 = (1 - P_1)/2$, поэтому модель названа симметричной, а λ_0 является безусловным математическим ожиданием параметра интенсивности. В целом модель характеризуется двумя параметрами: параметром неоднородности эмиссионных состояний $q = \Delta\lambda/\lambda_0$ ($0 < q < 1$) и вероятностью «нормального» состояния P_1 .

При $\omega \ll I_0/e$ коэффициент γ повышения уровня дробового шума по сравнению с величиной, определяемой формулой Шоттки, не зависит от частоты и

равен квадрату коэффициента вариации ν_τ^2 интервала времени τ между двумя последовательными актами испускания электронов [1]

$$\gamma = \nu_\tau^2 = 1 + 2q^2 \frac{(1 - P_1)(1 + P_1q^2)}{(1 - P_1q^2)^2}. \quad (1)$$

Предварительное обсуждение этого соотношения проведено в [1]. Однако его дальнейшее исследование позволило получить дополнительные сведения, представляющие практический интерес и касающиеся возможных режимов работы катода, в которых наблюдаются высокие значения коэффициента γ .

Действительно, зависимость $\gamma = \gamma(q, P_1)$ имеет ряд особенностей. Так, при любых $0 < P_1 < 1$ увеличение параметра эмиссионной неоднородности q ведёт к монотонному росту коэффициента γ . Кривые зависимости γ от параметра неоднородности q при значениях вероятности P_1 , равных соответственно 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 0,95, представлены на рис. 1.

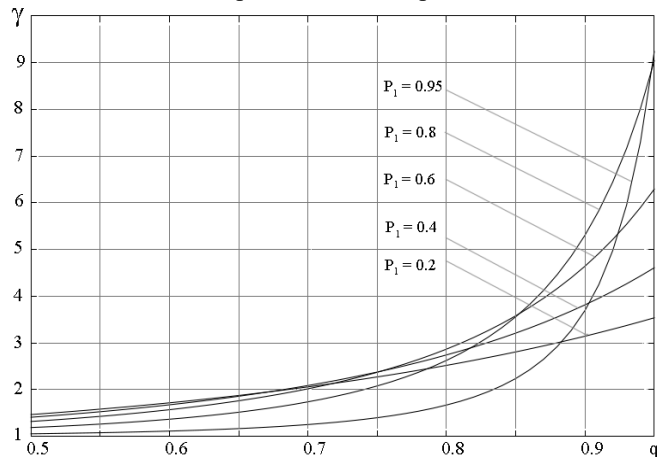


Рис. 1.

Как следует из рисунка, с ростом q крутизна кривых $\gamma = \gamma(q)$ также увеличивается, но с разной «скоростью». В результате при одном и том же значении параметра эмиссионной неоднородности катода q значения коэффициента повышения шума γ могут существенно отличаться. Так, при $q = 0,95$ и $P_1 = 0,2$ коэффициент γ равен примерно 3,5. Однако при том же значении q , но $P_1 = 0,8$, величина γ достигает значения 9.

Математически этот «эффект» объясняется очень просто. Дело в том, что кривые зависимости γ от P_1 при фиксированных значениях параметра q несут

немонотонный характер и, начиная с некоторых значений параметра q , кривые имеют максимумы [1]. Для иллюстрации сказанного на рис. 2. приведены кривые зависимости $\gamma = \gamma(P_1)$ для значений параметра q , равных соответственно 0,5; 0,7; 0,8; 0,85; 0,9; 0,92; 0,95.

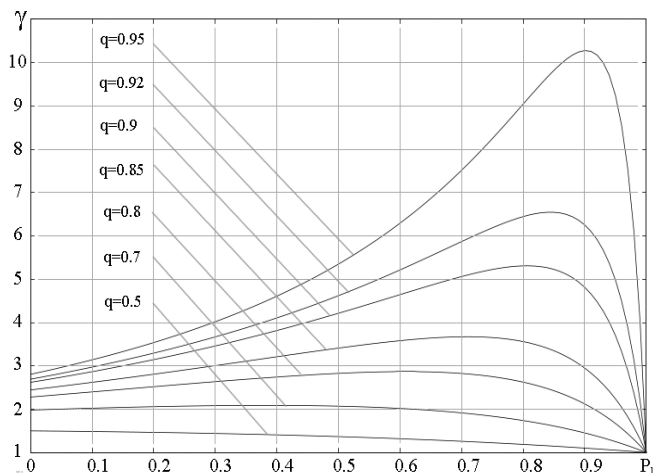


Рис. 2.

Из этих кривых также следует отмеченная выше особенность зависимости $\gamma = \gamma(q, P_1)$. Так, при $q=0,95$ и $P_1=0,3$ коэффициент γ равен примерно 4. Но при том же значении q и $P_1=0,9$ величина γ превышает 10.

Продифференцировав равенство (1) по P_1 и приравняв производную к 0, нетрудно показать, что при $1/\sqrt{3} < q < 1$ указанные кривые рис. 2 имеют максимумы в точках, где

$$P_1 = P_{1max} = \frac{3q^2 - 1}{q^2(3 - q^2)}. \quad (2)$$

Подстановка (2) в (1) даёт следующее выражение для максимального значения коэффициента повышения уровня дробового шума γ_{max} при заданном значении параметра q неоднородности эмиссионных состояний

$$\gamma_{max} = 1 + \frac{(1 + q^2)^2}{4(1 - q^2)}$$

Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 90 с.
2. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // ЖТФ. – 1974. – Т. 44, №10. – С. 2174-2177.
3. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2015. Вып. 22.
4. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. Саратов.: Издательство «Саратовский источник», 2015, - 72 с.

ENERGY CHARACTERISTICS OF ANOMALOUS SHOT NOISE FOR SYMMETRIC THREE-LEVEL MODEL OF INHOMOGENEOUS EMITTER

¹K.V. Mironenko, ¹M.G. Inkin, ²L.M. Minkin, ¹A.S. Shapovalov

¹Saratov State University

²Portland Community College, USA

It is investigated the dependence of intensity of fluctuations in the uniform part of the anomalous shot noise spectrum on the parameters of inhomogeneity of the emitter.

Кривая зависимости максимальных значений коэффициента γ_{max} от параметра q неоднородности эмиссионных состояний представлена на рис. 3.

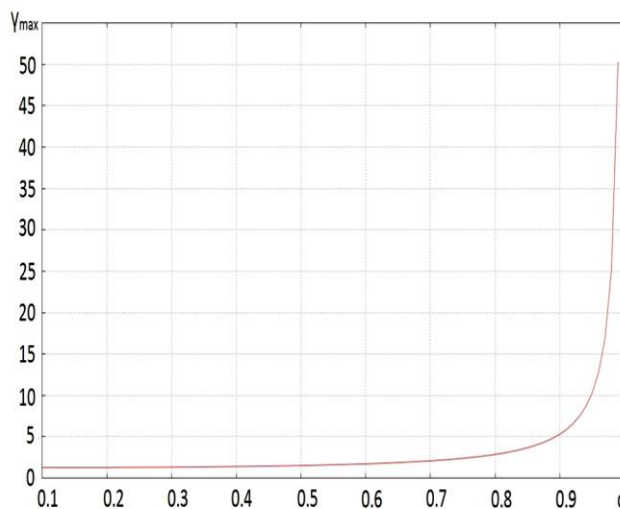


Рис. 3.

Рисунок наглядно иллюстрирует не только непрерывное возрастание γ_{max} по мере роста q , но и увеличение скорости нарастания γ_{max} в области $q > 0,5$. Уровень дробовых шумов особенно чувствителен к изменениям q в области $q > 0,8$. Реализация значений q этой области в реальных устройствах особенно нежелательна. Совершенствование технологии изготовления эмиттеров и эмиссионных материалов, прежде всего, должно быть направлено на исключение эмиссионных состояний с $q > 0,8$.

Общим выводом проведённого исследования может служить утверждение о том, что на катоде, неоднородном с точки зрения возможных эмиссионных состояний, спектральная плотность дробового шума может на порядок и более превышать уровень, определяемый формулой Шоттки. Очевидно, что этот результат целесообразно сопоставить с данными численных расчётов для других, более сложных моделей неоднородного эмиттера и законов распределения параметра интенсивности эмиссии λ . Проведение подобных расчётов, основанных на теории аномального дробового шума [1,2,4], планируется в будущем.

ДВЕ ОШИБКИ РУБЕНСА И БУГЕРА

М.А. Старшов

Саратовский государственный университет

Старшов Михаил Александрович, доцент, физический факультет

Рассматриваются принципиальные основы науки о сравнении и измерении световых потоков в прозрачных веществах.

Сугубо практическая наука фотометрия основывается на одном принципе, не очень чётко сформулированном до сих пор, хотя осознать его вполне возможно за короткое время работы на любом визуальном фотометре. Для сравнения двух светов можно воспользоваться простым куском картона, пишет П. Бугер. Зачернив полосу, он делает в ней два отверстия «в точности одинаковой величины» [1], закрывая их кусочками промасленной бумаги или матированными стёклами.

«Я заставлял два света падать на эти два куска бумаги и судил о равенстве их силы, рассматривая бумагу сзади или иногда спереди. Второй кусок картона служил перегородкой и препятствовал смешению обоих светов перед их падением на малые поверхности P и Q ».

Это полностью соответствует изображению опыта на гравюре Рубенса, выполненной на столетие раньше.

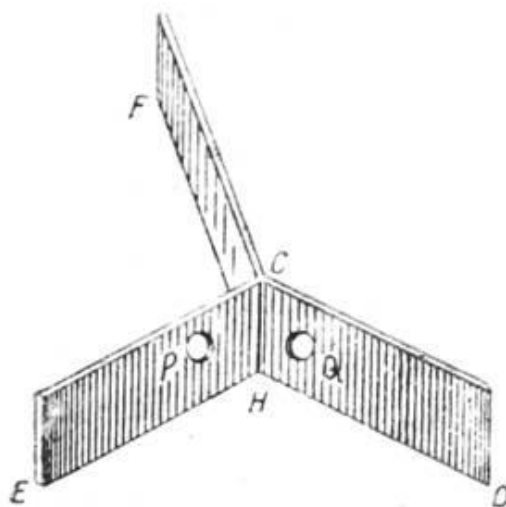
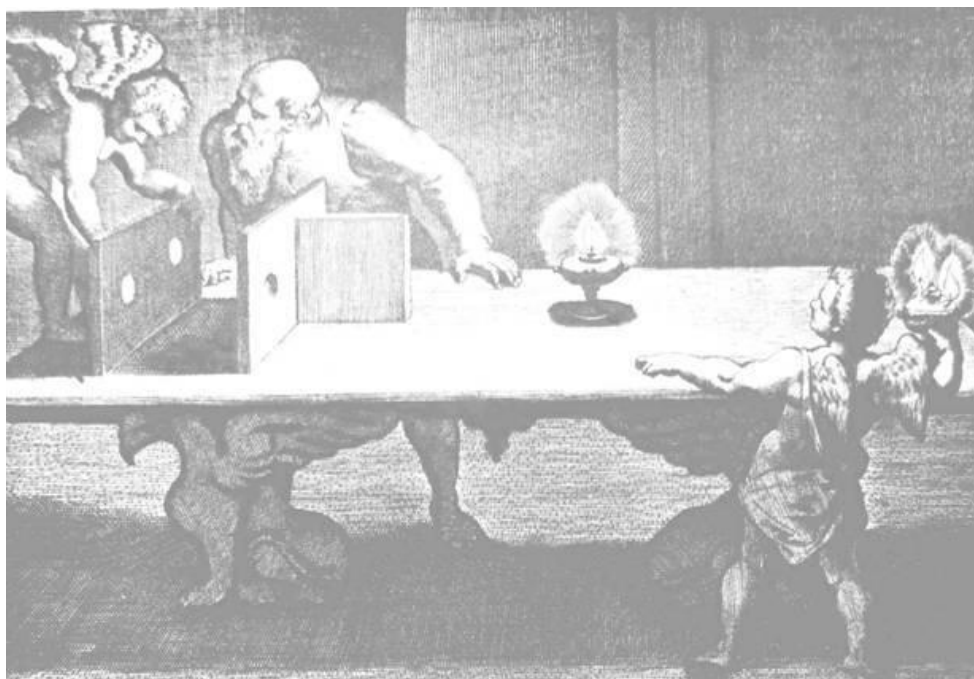


Иллюстрация из книги П. Бугера



П. Рубенс. Иллюстрация к трактату «Шесть книг об оптике» Франциска Агвилонского (1613 г.)

На гравюре великого живописца Питера Рубенса (1577-1640) стоит дата – 1613 г., кстати, период смуты на Руси, а в Европе тем временем начиналась наука...

До первой наукообразной работы по измерению света и сравнению источников света оставалось более века. И автору этой пионерской работы Пьеру Бугеру в момент её обдумывания и выполнения было не более тридцати лет. Рубенс же показывает мощного старика, имея в виду, вероятно, какой-то прототип.

Правда, посильную помощь ему оказывают ангелы, посланцы бога, но и они в физике не очень сильны. Всё дальнейшее течение науки показало, что открытия делают как раз молодые люди. Но это шутка, естественно, в науке всякое бывает.

А вот вторая неточность гравюры гораздо серьёзнее. При всей известности Бугера (в нашей стране больше, чем на родине!) он ещё не осознал главного принципа визуальной фотометрии [1]. Да он и сегодня не осознаётся даже профессиональными оптиками.

Обратите внимание, с каким напряжением учёный муж всматривается в два светлых пятна, каждое из которых создано светом практически только одного из светильников. А между тем один из наиболее авторитетных учебников, редактором которого был академик – оптик Г.С. Ландсберг, явно считает эту измерительную процедуру простой, надёжной и лёгкой: «Визуальные измерения производятся непосредственно глазом. При этом надо иметь в виду, что глаз очень хорошо устанавливает равенство освещённости двух каких-либо соприкасающихся поверхностей, но очень плохо непосредственно оценивает, во сколько раз освещённость одной поверхности больше освещённости второй» [2].

Отсюда можно сделать мгновенный вывод, что глазом надо просто уравнивать, а при этом каким-либо способом в известное число раз менять «освещённость» одного из пятен на экране. Но что-то уж слишком напряжён позировавший Рубенсу экспериментатор. Может быть, помогут понять эту трудность кавычки, взявшие слово освещённость? В самом деле, воспользуемся тем, что «глаз очень хорошо устанавливает равенство освещённости двух каких-либо соприкасающихся поверхностей», и уравниваем их. Затем, не трогая источников света, посмотрим на пятна так, что свет от одного из них пройдёт после экрана через кусочек, скажем, чистого стекла. Конечно, глаз отметит неравенство в наблюдаемых пятнах, которое можно устранить перемещением одного из источников света. Хотя бы чуть-чуть, это зависит от качества и толщины стекла. Видимо, не равенство освещённости сравнивает глаз, а свои восприятия, скажем, так – яркости наблюдаемых объектов, будь то источники света или освещённые предметы. Интересно, что Ландсберг упорно говорит об освещённостях и далее, рассматривая конкретные варианты фотометров, от простейшего, с белой трёхгранной призмой до изящного кубика Люммера-Бродхуна,

использующего явление полного внутреннего отражения.

Между тем, достаточно практически поработать с любым визуальным фотометром часок-другой, чтобы понять: глаз очень хорошо устанавливает **неравенство** освещённости двух каких-либо соприкасающихся поверхностей. Уравнивая поле зрения фотометра или поляриметра, достаточно совсем чуть-чуть изменить любым способом яркость одного из световых пучков, чтобы глаз подал сигнал о неравенстве. И наоборот, чем ближе сравниваемые поля к равенству, тем неувереннее чувствует себя глаз. Экспериментатор начинает больше доверять своей руке – вот в этом положении яркость левого поля больше, и глаз в этом не сомневается. А вот чуть-чуть сместились от этого положения, и ярче кажется правое поле, и глаз это так же прекрасно чувствует. Теперь, уменьшая амплитуду колебаний руки, приходим к заключению, что пропала граница между соприкасающимися полями. Тогда исследователь делает вывод, что оба поля имеют равную яркость. Между прочим, в некоторых конструкциях фотометров создаётся увеличенное число полей сравнения, а следовательно, количество и общая длина границы, облегчая работу глаза по ощущению контраста. Если бы глаз в самом деле уравнивал яркости, тем более – освещённости, этого делать бы не имело смысла.

Ландсберг был где-то совсем близко от этого вывода, ведь есть же у него оборот «соприкасающиеся поверхности». Ну, не поверхности, а поля. Для работы любого фотометра необходима гарантия, что в соприкасающихся световых пучках, попадающих в глаз, нет перемешивания. Свет от одного источника попадает только в одно поле, а рядом с ним находится поле сравнения, созданное лучами только от другого источника.

Эта простая мысль руководила руками гениальных оптиков, конструкторов многих визуальных приборов для оптических измерений, дружно появившихся в середине XIX века. Люммер, Пульфрих, Аббе, да тот же Николь, и несколько других обыгрывали это свойство человеческого глаза (вместе с мозгом и руками) легко чувствовать КОНТРАСТ, и создавали для его работы подходящие условия в своих конструкциях. Возможно, никто из них об этом и не написал ничего, но что они это понимали, нет никаких сомнений. Как красиво придуман кубик Люммера!

И нельзя не обратить внимание на то, что через кубик мы смотрим на рассеивающую поверхность, на белый меловой экран, освещаемый с двух сторон сравниваемыми источниками света. Как же так, нам необходима независимость пучков, а создаём полный хаос – от рассеивающей поверхности лучи идут в любом направлении, как же добивается Люммер чёткой границы, максимального контраста?

То же самое в рефрактометрах Аббе или Пульфриха, этого же достигают и в поляриметре с призмами Николя, возможно, впервые реализованном Ж. Био.

Если приглядеться к оптической схеме любого из этих приборов, заметим в ней основные элементы зрительной трубы. И о ней часто пишется в инструкции к прибору: «зрительная труба, установленная на бесконечность». А что означает это указание, никто не пишет, вроде бы и так всё ясно. Однако, не встретилось мне ни одного студента, который мог бы перевести на русский язык эти простые слова. Они же не означают, что трубу следует унести куда-то далеко! Дело в том, что «из бесконечности» в трубу входит практически параллельный пучок лучей, и если совместить задний фокус объектива с передним фокусом окуляра, то из окуляра выйдет свет тоже параллельным пучком. Остаётся сделать половину этого пучка светом от одного источника, другую – от другого, они не будут перемешиваться. Между ними будет чёткая граница, которую с помощью совместной работы окуляра и глаза создаёт и обнаруживает наблюдатель, не особенно задумываясь, просто видит. Поскольку от рассеивающего свет экрана идут всевозможные лучи, среди них есть и параллельные, на них и настраивается глаз (с окуляром).

Этих рассуждений не найти в «Оптическом трактате» Бугера, но он, видимо, интуитивно приближался к этой идее в своих конструкциях, насколько это было возможно.

Ведь нет же в трактате закона поглощения, хотя говорит он и о геометрической и арифметической пропорциях, и о логарифмах, т.е. совсем близко к современной формулировке основной идеи поглощения света в прозрачном веществе:

доля (относительное изменение) интенсивности, поглощаемая бесконечно тонким слоем внутри прозрачного вещества не зависит от самой интенсивности, а пропорциональна только толщине этого слоя.

Математически это выглядит совсем просто:

$$\frac{\Delta I}{I} = -k\Delta x$$

и после интегрирования по всей толщине образца получаем закон Бугера: $I = I_0 \exp(-kx)$.

Сам П. Бугер понимал смысл начальной и конечной интенсивностей в законе, поскольку систематически занимался экспериментами. Мы можем сегодня сказать просто, что I_0 есть **интенсивность света, ВХОДЯЩЕГО** в образец, а слева видим интенсивность **ВЫХОДЯЩЕГО** из него

света (а никак не падающего и вышедшего). Этого соображения нет даже в комментариях к переводу «Оптического трактата» Бугера на русский язык в 1950 г крупного специалиста по оптике и фотометрии профессора А.А. Гершуна. Он даже исходную идею дифференциальной формы закона поглощения излучения в веществе выводит из современной интегральной формулы с экспонентой.

Хорошо понимая связь арифметической и геометрической прогрессии с логарифмами и экспонентой, Бугер исключил понятие предельной толщины поглощающего слоя, который инстинктивно принимали все его предшественники. По экспоненте же свет затухает бесконечно, предел имеет только чувствительность глаза наблюдателя.

Возвращаясь к самой первой цитате из учебника, напомним её концовку: глаз «очень плохо непосредственно оценивает, во сколько раз освещённость одной поверхности больше освещённости второй» Не честнее ли сказать, что такой оценки глаз вообще не умеет делать, не то что очень плохо! И требовать от него этого нет смысла, упрекать его в этом бесполезно. Два века оптики прекрасно используют то свойство, ту способность, которую глаз имеет. Зелёную лягушку в зелёной траве глаз вполне может и не увидеть. Зато органы чувств человека, а возможно, и других живых существ, легко обнаруживают любой контраст, цветовой, яркостный, геометрический, температурный. И какие красивые приборы делали оптики позапрошлого столетия! Даже жаль, что сейчас они заменяются объективными устройствами на фотоэффекте. А какое удовольствие понять красоту замысла конструктора, сумевшего такой неподходящий инструмент – глаз человека – заставить прекрасно работать и давать точные и воспроизводимые результаты

Наконец, последнее замечание относится к термину «интенсивность», который представляется совершенно размытым, неопределённым. Оптике к нему просто привыкают, и не обсуждают никогда. Настолько, что в предметном указателе «Оптики» Ландсберга этого слова просто нет, после Инварианта идёт сразу Интерференция. Но и Ландсберг, и Бугер использовали слово «интенсивность», только вкладывали в него разное содержание, совершенно расплывчатое и неконкретное.

Библиографический список

1. Бугер П. Оптический трактат о градации света. Ред. А.А. Гершун. М., АН СССР. 1950 г.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. Изд. 5. М., Наука. 1976 г.

TWO MISTAKES OF RUBENS AND BOUGUER

M. A. Starshov

Saratov University

The principal foundations of comparison and measurement of light are discussed.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ МОДЕЛИ НЕЙТРОНА РЕЗЕРФОРДА НА ОСНОВЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

Г.Е. Гарбер

Саратовский государственный университет

Гарбер Георгий Евгеньевич

В предложенной Резерфордом модели нейтрон рассматривается как сложная система, состоящая из протона и электрона, а **не элементарная частица**. Так как взаимодействие электрона с протоном дискретно, с помощью γ - **квантов**, то координаты и вектор скорости электрона – это случайные величины. Следовательно, применяется обычный статистический подход с обработкой большого числа измерений, при котором физические характеристики вычисляются методами теории вероятностей. В качестве основной физической характеристики принимается **электронная плотность вероятности**, которая подчиняется обобщённому релятивистскому уравнению Шрёдингера. Модель нейтрона Резерфорда позволяет установить чисто **электромагнитный характер** “слабого” взаимодействия, понять физический механизм β – распада и отказаться от гипотезы векторных бозонов.

Модель нейтрона в виде сложной системы, состоящей из протона и электрона, предложил Э. Резерфорд. В знаменитой Бейкерианской лекции, прочитанной в 1920 году, он сказал: “...Нейтральный атом водорода рассматривается как система из ядра с единичным зарядом и электрона, присоединенного к нему на расстоянии. ...Однако при известных условиях может случиться, что электрон будет сочетаться с Н – ядром в гораздо более тесной близости, образуя своего рода **нейтральный дублет**”. Так просто и ясно был предсказан нейтрон. Открыл нейтрон экспериментально ученик Резерфорда Д. Чедвик в 1932 году, используя его предсказанные физические свойства. Но никакого дальнейшего развития модель нейтрона Резерфорда не получила. Это связано с тем, что квантовая теория электромагнитного поля Планка и Эйнштейна признаётся чисто формально, а не по существу. В качестве основы модели нейтрона должно быть принято, что **связь** между электроном и протоном дискретна и осуществляется отдельными γ – квантами электромагнитного поля, вместо непрерывного и регулярного взаимодействия по закону Кулона. Ситуация здесь такая же, как в теории излучения, когда для сверхкоротких электромагнитных волн нужно отказаться от непрерывного закона Рэлея – Джинса и заменить его квантовым законом излучения Планка. При сверхмалых расстояниях и соответствующих сверхсильных, ядерных взаимодействиях волновые представления неприменимы.

При дискретном, квантовом подходе движение электрона вокруг протона является хаотическим и случайным. Новый, физически правильный и содержательный подход предложил Р. Фейнман в виде общего принципа: “ Мы не имеем права детально описывать поведение частиц в пространстве. ” [1]. Это простое обобщение принципа дополнительности Бора о невозможности точного совместного измерения координат и

импульса частицы. Вторым является принцип усреднения А. Эйнштейна, в соответствии с которым физические характеристики в квантовой механике должны получаться как **средние значения** физических величин для большого числа эквивалентных частиц [2]. Из этих двух принципов прямо вытекает, что координаты и скорость единичного электрона естественно рассматриваются как случайные величины. Поэтому для решения физических задач необходимо применять теорию вероятностей. Плотность вероятности и другие численные характеристики нужно вычислять обычными статистическими методами, а не вводить абстрактно, формально – аксиоматически [3].

Согласно теории вероятностей, вместо единичного экземпляра необходимо рассматривать множество, статистическую совокупность большого числа частиц, то есть физический ансамбль [4]. Разумеется, при этом применяется классическое физическое представление, в котором каждая частица – это **материальная точка** Ньютона (mass point) , а не выдуманная Л. Бройлем бесконечная волна. Использование методов теории вероятностей позволяет сгладить случайные отклонения отдельных измерений и получить средние значения физических величин. Для модели нейтрона статистическая совокупность – это множество возможных точек расположения электрона в пространстве относительно центра, то есть протона, и соответствующих векторов скоростей. Наглядно этот физический ансамбль представляет собой облако электронного газа. Поэтому, аналогично молекулярно – кинетической теории, следует рассматривать движение не единичного электрона, а большого числа частиц в виде электронного потока. Основная физическая характеристика электронного потока – это плотность распределения электронов или **электронная плотность вероятности** [4]

$$f_s(x, y, z) = \frac{n(\Delta V)}{\Delta V \cdot N} \quad (1)$$

ДИСКУССИЯ

где $n(\Delta V)$ – число электронов в объёме ΔV , (x, y, z) – координаты внутренней точки, N – общее число электронов.

Обозначение f_S естественно вводится в честь Шрёдингера, который ввёл эту функцию в физику, как решение своего уравнения (Schrödinger's function). Согласно данному определению электронной плотности вероятности (1), положение электрона в пространстве даётся величиной вероятности попадания в бесконечно малый объём ΔV : $f_S(x, y, z) \Delta V$, а не точными значениями координат.

Так как рассматривается электронный газ, то для описания движения электронного потока естественно использовать формулы газо- или гидродинамики. На такую возможность применения в электродинамике гидродинамических методов указал Р. Фейнман [5, с.236]. В соответствии с этим рассматриваются **линии тока** электронного газа, сглаживающие реальные траектории частиц. Пучок близких линий тока образует **трубку тока** бесконечно малого сечения dS , и представляет одномерную модель движения электронного газа. Электронный поток вдоль трубки тока переносит энергию, приращение которой для бесконечно малого интервала перемещения dl пропорционально числу частиц

$$\Delta E = E_1 n(\Delta V) \quad (2)$$

где E_1 – энергия электрона, $\Delta V = dl dS$ – объём цилиндра, $n(\Delta V)$ – число частиц в цилиндре.

Используя величину приращения энергии (2), вычислим скорость переноса энергии электронного потока через сечение dS с помощью производной по направлению движения [6]

$$S_B(E) = v \frac{\partial E}{\partial l} dS \quad (3)$$

где v – скорость потока, dl – направление движения.

Таким образом, находится величина потока энергии вдоль трубки тока, и определяется **энергетический поток** $S_B(E)$, где обозначение даётся в честь М. Борна (Born's Stream), который ввёл статистический подход в квантовую механику. Определение энергетического потока для электронного газа – это частный случай математического определения потока векторного поля [6].

Основным фактором при движении электронов является действие электромагнитного поля. Так как, согласно квантовой теории, электромагнитное поле имеет дискретную, квантовую структуру, то следует сначала рассмотреть взаимодействие каждого электрона с единичным электромагнитным квантом. Для модели нейтрона электрон связан с протоном с помощью γ – **квантов**, так как энергия взаимодействия чрезвычайно велика в силу предельной близости этих частиц вещества. Это

точечное взаимодействие даётся фундаментальными **квантовыми уравнениями** Эйнштейна. В данном случае, так как энергия ядерного взаимодействия очень велика, следует применять релятивистские уравнения Эйнштейна для энергии и импульса электрона

$$E_1^R + U_1 = h\nu \quad (4)$$

$$p_1 = \hbar k, k = \frac{2\pi\nu}{c} \quad (5)$$

где E_1^R – полная релятивистская энергия электрона, U_1 – потенциальная энергия электрона, p_1 – релятивистский импульс электрона; $h\nu$, $\hbar k$, ν – энергия, величина импульса и частота γ – кванта, k – волновое число.

Дополнительным доказательством, что нужно использовать релятивистскую энергию электрона, служит тот факт, что масса нейтрона больше суммы масс протона и электрона. Поэтому нужно учитывать релятивистское увеличение массы или, точнее, как принято в ядерной физике, величину релятивистской энергии электрона.

Основные формулы Эйнштейна для полной релятивистской энергии и релятивистского импульса электрона имеют вид

$$E_1^R = mc^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-0.5} \quad (6)$$

$$p_1 = mv \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-0.5} \quad (7)$$

где m – масса электрона, v – скорость электрона, c – скорость света.

Здесь используется обычная ньютоновская масса электрона, так как введение дополнительной релятивистской массы, зависящей от скорости, только усложняет решение задачи и приводит к путанице. Из выражения для релятивистской энергии (6) нужно исключить скорость v , которая не является лоренц - инвариантной величиной, и заменить v на релятивистский импульс p_1 . Скорость находится из уравнения (7) и подставляется в уравнение (6). После деления на величину $2m$ получаем уравнение, выражающее полную релятивистскую энергию через релятивистский импульс электрона

$$\frac{p_1^2}{2m} + 0.5mc^2 = \frac{(E_1^R)^2}{2mc^2} \quad (8)$$

Первое слагаемое можно рассматривать как обобщение кинетической энергии электрона, которое в нерелятивистском приближении равняется обычной кинетической энергии. Второе слагаемое – это половина энергии покоя электрона. Такой же результат в нерелятивистском приближении, после несложных преобразований, получается, если подставить в правую часть выражение полной релятивистской энергии через

релятивистскую кинетическую энергию и энергию покоя: $E_1^R = T_1 + mc^2$.

Затем выразим полную релятивистскую энергию E_1^R из уравнения (4) и подставим в уравнение (8). Получим квантовое уравнение, описывающее взаимодействие релятивистского электрона с γ – квантом электромагнитного поля

$$\frac{p_1^2}{2m} + 0.5mc^2 = \frac{(h\nu - U_1)^2}{2mc^2} \quad (9)$$

Далее следует перейти от параметров единичного электрона к интегральным характеристикам большого числа частиц. Вычисление физических величин для электронного потока позволяет усреднить параметры частиц и сгладить случайные отклонения. Нужно составить уравнение энергетического баланса с использованием интегральных характеристик для переноса энергии по трубке тока. Естественное обобщение квантового релятивистского уравнения (9) для энергетических потоков даёт основное релятивистское уравнение энергетического баланса, которое является формой закона сохранения энергии для электронного газа

$$S_B(T_e^G) + 0.5S_B(U_e^M) = S_B(U_q^G) \quad (10)$$

где T_e^G – обобщённая релятивистская кинетическая энергия электронного потока (G - generalization); U_e^M – релятивистская энергия электронного потока, которая содержится в массе переносимых электронов; U_q^G – обобщённая электромагнитная энергия, полученная электронным потоком в виде потенциала и воздействия γ – квантов.

Значения энергетических потоков находятся по формуле (3). При этом приращение для каждого из видов энергии пропорционально числу частиц в объёме ΔV и даётся, согласно (2), следующими формулами

$$\begin{aligned} \Delta T_e^G &= \frac{p_1^2}{2m} n(\Delta V), \\ \Delta U_e^M &= mc^2 n(\Delta V), \\ \Delta U_q^G &= \frac{(h\nu - U_1)^2}{2mc^2} n(\Delta V) \end{aligned} \quad (11)$$

Затем переходим от линейного движения по трубке тока к радиальному движению электронного газа. В рассматриваемом облаке электронного газа выделим малый объём ΔV , который в силу симметрии имеет сферическую форму. Суммарный энергетический поток через поверхность сферы S , ограничивающей выделенный объём ΔV , находится суммированием элементарных энергетических потоков, определяемых по формуле (3), где дифференцирование производится по направлению нормали n к поверхности сферы. Для каждого из видов энергии, суммарный энергетический поток

через поверхность сферы выражается через поверхностный интеграл 1 – го рода [6]. Основное уравнение энергетического баланса (10) принимает следующую интегральную форму

$$\iint_S \frac{\partial T_e^G}{\partial n} dS + 0.5 \iint_S \frac{\partial U_e^M}{\partial n} dS = \iint_S \frac{\partial U_q^G}{\partial n} dS \quad (12)$$

Каждый поток векторного поля через поверхность сферы выражается через интеграл от дивергенции этого поля по формуле Гаусса – Остроградского, и поверхностные интегралы выражаются через тройные интегралы [6]

$$\begin{aligned} \iiint_{\Delta V} \nabla^2(T_e^G) dx dy dz + 0.5 \iiint_{\Delta V} \nabla^2(U_e^M) dx dy dz = \\ = \iiint_{\Delta V} \nabla^2(U_q^G) dx dy dz \end{aligned} \quad (13)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

где ∇^2 – оператор Лапласа.

Переходя к пределу и считая ΔV бесконечно малой величиной, вычисляем производные по объёму [6]. В результате, вместо интегрального уравнения (13) получаем следующее дифференциальное уравнение

$$\nabla^2(T_e^G) + 0.5\nabla^2(U_e^M) = \nabla^2(U_q^G) \quad (14)$$

Второй член уравнения – это поток потенциальной релятивистской энергии, которая содержится в массе переносимых электронов. Но каждый электрон, как заряженная частица, движется под действием электромагнитного поля. Потенциал электрона находится интегрированием электромагнитной силы вдоль линии тока и является интегралом по параметру движения потока l . Интегрирование по параметру коммутирует с дифференцированием в уравнениях Максвелла. Поэтому величина потока потенциальной релятивистской энергии, содержащейся в массе электронов, подобно величине потока электрического потенциала, подчиняется волновому уравнению электромагнитного поля

$$\nabla^2(U_e^M) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(U_e^M) \quad (15)$$

Аналогично рассматривается третий член уравнения (14), выражающий поток обобщённой электромагнитной энергии, полученной электронным потоком в виде электрического потенциала и воздействия γ – квантов. После этого уравнение (14) приобретает следующую форму

$$\nabla^2(T_e^G) + 0.5 \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(U_e^M) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(U_q^G) \quad (16)$$

Подставим в это уравнение значения приращений каждого из видов энергии электронного потока, которые даются формулами

(11). Кроме того, число электронов $n(\Delta V)$ в бесконечно малом объёме ΔV выражается через величину электронной плотности вероятности, согласно основному определению (1). В результате получаем линейное дифференциальное уравнение в частных производных для электронной плотности вероятности f_s

$$\frac{p_1^2}{2m} \nabla^2 f_s + \frac{mc^2}{2} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f_s}{\partial t^2} = \frac{(h\nu - U_1)^2}{2mc^2} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f_s}{\partial t^2} \quad (17)$$

Здесь учитывается дополнительно зависимость плотности вероятности от времени: $f_s(x, y, z, t)$. Полученное дифференциальное уравнение в частных производных решается стандартным методом разделения переменных: $f_s(x, y, z, t) = f_{s1}(x, y, z) f_{s2}(t)$ [6]. После разделения переменных уравнение (17) распадается на два частных уравнения

$$\frac{p_1^2}{2m} \nabla^2 f_{s1}(x, y, z) - \lambda_1 \left[-\frac{m}{2} + \frac{(E_v - U_1)^2}{2mc^4} \right] f_{s1}(x, y, z) = 0 \quad (18.1)$$

$$\frac{d^2 f_{s2}(t)}{dt^2} - \lambda_1 f_{s2}(t) = 0, \lambda_1 = const \quad (18.2)$$

где $E_v = h\nu$ – средняя энергия электрона.

Рассматриваются только периодические решения второго уравнения (18.2), так как затухающие решения исключаются, и принимается $\lambda_1 = -\omega^2$. Решениями этого уравнения являются гармонические функции $f_{s2}(t) = \cos(\omega t), \sin(\omega t)$ с циклической частотой $\omega = 2\pi\nu$. Затем подставим найденное значение λ_1 в уравнение для стационарной функции (18.1). Выражая величину импульса электрона p_1 из уравнения (5), сократим обе части уравнения (18.1) на k^2 . Таким образом, в результате последовательного вычисления, только математическими методами выводится обобщённое стационарное **релятивистское уравнение Шрёдингера**

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 f_s(x, y, z) + \left[\frac{mc^2}{2} - \frac{(E_v - U_1)^2}{2mc^2} \right] f_s(x, y, z) = 0 \quad (19)$$

где опущен индекс 1 у стационарной плотности вероятности.

Приведенный вывод релятивистского уравнения Шрёдингера основан на квантовой теории электромагнитного поля Планка и Эйнштейна и на простых и наглядных предположениях Р. Фейнмана об атомной природе вещества [1]. Такой вывод полностью противоречит представлениям о волновой природе материи. Вывод и решение этого уравнения не может быть сведен к формальной подстановке линейных операторов в уравнения

классической физики, а затем к нахождению собственных функций и собственных значений, как в нерелятивистской квантовой механике.

Ещё большее значение имеет доказательство, что введённая независимо формулой (1) физическая характеристика – электронная плотность вероятности, – является решением уравнения Шрёдингера. Это независимое, простое и наглядное физическое определение должно заменить абстрактные и физически бессодержательные определения: функция состояния, волновая функция, комплексная ψ – функция.

Аналогично, можно тем же путём провести все вычисления, заменив в исходном уравнении (4) величину полной релятивистской энергии электрона E_1^R на нерелятивистскую кинетическую энергию $T_1 = mv^2/2$, а затем заменив основное релятивистское уравнение энергетического баланса (10) на соответствующее нерелятивистское уравнение. Тогда получается обычное стационарное **нерелятивистское уравнение Шрёдингера**. Это подтверждает правильность использованного метода.

Рассмотрим важное следствие. Предположим, что потенциал электрона равен нулю $U_1 = 0$. Подставим найденное общее решение $f_s = f_{s1}(x, y, z) f_{s2}(t)$ в уравнение (17) и выполним двойное дифференцирование во втором члене этого уравнения. Затем подставим величину p_1 из уравнения (5) и значение ω из уравнения (18.2) и произведём сокращение коэффициентов. В результате простых вычислений получаем вывод основного уравнения релятивистской квантовой механики – уравнения Клейна – Гордона [7]

$$\nabla^2 f_s(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f_s(x, y, z, t)}{\partial t^2} - k_0^2 f_s(x, y, z, t) = 0 \quad (20)$$

где $k_0 = mc/\hbar$.

Таким образом, уравнение Клейна – Гордона можно считать частным случаем релятивистского уравнения Шрёдингера при чисто теоретическом предположении нулевого потенциала для свободных электронов. Это подтверждает правильность релятивистского уравнения Шрёдингера. С другой стороны, уравнение Клейна – Гордона получено только на основе атомной теории вещества и квантовой теории электромагнитного взаимодействия, что противоречит волновой природе материи. При выводе не используется аксиоматическая подстановка операторов нерелятивистской квантовой механики в уравнения для числовых физических величин. Наконец, решение уравнения Клейна – Гордона f_s имеет чёткое физическое определение – это электронная

плотность вероятности, вместо абстрактной и физически бессодержательной волновой функции.

Наконец, переходим к решению нашей основной задачи – вычислению характеристик **модели нейтрона** Резерфорда. В этой простой и наглядной модели движение электрона происходит в непосредственной близости от ядра, масса которого составляет 1836 электронных масс. Так как взаимодействие между этими заряженными частицами имеет не непрерывный, соответствующий закону Кулона, а дискретный, путём обмена γ – квантами, квантовый характер, то движение электрона хаотическое. Каждый электрон следует рассматривать как отдельного представителя статистической совокупности образующих **электронный газ** эквивалентных частиц, которые под воздействием γ – квантов участвуют в случайном движении, подобном броуновскому движению молекулярно – кинетической теории.

Следовательно, положение электрона нельзя установить точно, оно является случайной величиной и задаётся вероятностью попадания в бесконечно малый объём пространства в окрестности точки с координатами (x, y, z) : $f_S(x, y, z)dV$. Поэтому основной физической характеристикой является электронная плотность вероятности, заданная статистическим определением (1), которая подчиняется релятивистскому уравнению Шрёдингера (19). Так как, в соответствии с физическими условиями, задача является центрально – симметричной, то необходимо перейти к сферическим координатам. Для оператора Лапласа имеем [6]

$$\nabla^2 f_S(x, y, z) = \nabla_r^2 f_S(r, \varphi, \theta) + \frac{1}{r^2} \nabla_{\varphi, \theta}^2 f_S(r, \varphi, \theta) \quad (21)$$

$$\nabla_r^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}$$

$$\nabla_{\varphi, \theta}^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + ctg \theta \frac{\partial}{\partial \theta}$$

Движение электрона является полностью хаотичным, в силу предельной близости частиц, и не зависит от угловых координат. Поэтому угловые члены уравнения (19), полученные с использованием сферического представления оператора Лапласа (21), равны нулю, и остаётся только радиальная часть. Тогда релятивистское уравнение Шрёдингера принимает следующую простую форму

$$\frac{d^2 f_S(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{df_S(r)}{dr} - \frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{mc^2}{2} - \frac{\bar{E}_b}{2mc^2} \right) f_S(r) = 0 \quad (22)$$

где \bar{E}_b – средняя энергия связи электрона (bind – связывать), $E_b = U_1 - E_v$.

Здесь в качестве достаточного приближения принимается среднее значение энергии связи E_b в

силу предельной близости электрона с протоном и невозможности точной детализации. Обыкновенное линейное дифференциальное уравнение приводится к такому каноническому виду [6, с.319]

$$r^2 f_S''(r) + 2r f_S'(r) + Ar^2 f_S(r) = 0 \quad (23)$$

$$A = \frac{m}{\hbar^2} \left(\frac{\bar{E}_b}{mc^2} - mc^2 \right)$$

Полученное уравнение решается стандартным методом разложения в степенной ряд [6, с.319]

$$f_S(r) = r^{n_0} (a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + a_3 r^3 + a_4 r^4) \quad (24)$$

Решая определяющее уравнение для показателя степени n_0 , выбираем имеющее физический смысл значение $n_0 = 0$. Затем подставим решение в виде (24) в уравнение (23). Методом неопределённых коэффициентов, приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях r , с достаточной точностью находим решение релятивистского уравнения Шрёдингера

$$f_S(r) = a_0 \left(1 - \frac{A}{6} r^2 + \frac{A^2}{120} r^4 \right) \quad (25)$$

Таким образом, хаотическое движение электрона происходит под случайным воздействием отдельных γ – квантов в чрезвычайно ограниченной области вблизи протона. Граничные условия задачи получаются в соответствии с физическими условиями, если вычислить корень r_0 биквадратного уравнения $f_S(r_0) = 0$. Область определения D функции $f_S(r)$ ограничена сферой радиуса r_0 и совпадает с областью движения электрона. Величину коэффициента a_0 находим из условия нормировки

$$\iiint_D f_S(x, y, z) dx dy dz = 4\pi \int_0^{r_0} f_S(r) r^2 dr = 1 \quad (26)$$

Электронная плотность вероятности $f_S(x, y, z)$ является радиально – симметричной, достигает максимума в центральной точке и имеет куполообразную форму, подобно нормальному распределению Гаусса.

Окончательно рассматриваемая физическая задача вычисления численных характеристик нейтрона сводится к известной математической задаче теории вероятностей. Электрон движется по случайной, ломаной траектории внутри малой сферы радиуса r_0 . В случайный момент времени ξ происходит **контакт** с ядром нейтрона, протоном, и распад нейтрона. Определим вероятность события, что контакт не произойдёт до момента времени t , или вероятность **существования нейтрона** $P(\xi > t)$. Разделим промежуток времени t на малые интервалы Δt . Тогда для вероятности существования нейтрона можно получить следующее уравнение

$$P(\xi \geq t + \Delta t) - P(\xi \geq t) = -P(\xi \geq t) \lambda \Delta t \quad (27)$$

Знак “минус” в правой части ставится, так как искомая величина вероятности убывает при

увеличении времени t . Коэффициент λ определяется как стационарная вероятность события, что электрон внутри сферы радиуса r_0 находится вне зоны контакта с протоном

$$\lambda = 1 - \iiint_{V_p} f_s(x, y, z) dx dy dz \quad (28)$$

где V_p – область, непосредственно занимаемая протоном.

Переходя к пределу, получаем обыкновенное дифференциальное уравнение для величины вероятности события, что распад нейтрона происходит в момент времени t

$$\frac{dp(t)}{dt} = 1 - \lambda p(t), p(t) = P(\xi \geq t) \quad (29)$$

Решение этого уравнения даёт показательное распределение вероятности для времени существования нейтрона

$$P(\xi \geq t) = \exp(-\lambda t) \quad (30)$$

Тем самым доказано, что время существования нейтрона, то есть время β – распада, подчиняется показательному закону распределения, который называется законом Пуассона или законом редких событий [4].

Время существования нейтрона ξ естественно рассматривается как случайная величина [4]. Основной характеристикой случайной величины ξ является функция распределения

$$F(t) = P(\xi < t) = 1 - P(\xi \geq t) = 1 - \exp(-\lambda t) \quad (31)$$

Второй характеристикой случайной величины ξ является плотность распределения

$$f(t) = \frac{dF}{dt} = \lambda \exp(-\lambda t) \quad (32)$$

Третьей характеристикой случайной величины ξ является математическое ожидание

$$M[\xi] = \int_0^{\infty} t f(t) dt = \lambda \int_0^{\infty} t \exp(-\lambda t) dt = \lambda^{-1} \quad (33)$$

Таким образом, найдено **среднее значение** времени существования нейтрона $T_{cp} = M[\xi] = \lambda^{-1}$. Экспериментально установлено, что нейтрон существует в среднем 16 минут [8]. Отсюда находим численное значение основного параметра модели нейтрона: $\lambda = 10^{-3}$ сек.⁻¹.

Таким образом, простая и наглядная модель нейтрона Рёзерфорда позволяет понять характер физических процессов при изучении нейтрона как системы и β – распада. В этой модели рассматривается хаотическое, случайное движение электрона в чрезвычайно малой окрестности ядра системы, то есть протона. Электрон **сталкивается** с протоном в случайный момент времени, который подчиняется закону Пуассона, после чего нейтрон распадается. Это полностью объясняет физический характер “слабого” взаимодействия, которое фактически является очень сильным, но **редким** [8].

Действительно, вычисление математических характеристик модели показывает, что взаимодействие электрона с протоном подчиняется вероятностному закону редких событий [4]. Полученный результат позволяет завершить исследования слабых взаимодействий, начатые гипотезой С. Вайнберга, Ш. Глэшоу и А. Салама, что природа слабого и электромагнитного взаимодействия едина.

В модели нейтрона Рёзерфорда используется **только электромагнитное** взаимодействие между элементарными частицами, с помощью γ – квантов, а прямое вычисление физических характеристик производится без всяких дополнительных предположений. Напротив, в гипотезе о слабых взаимодействиях формально – аксиоматически вводятся промежуточные или векторные бозоны, которые осуществляют взаимодействие [8]. Такое абстрактное предположение противоречит физическому смыслу рассматриваемого явления, так как огромная масса бозонов, переносчиков взаимодействия, на много порядков больше массы фактически участвующих в β – распаде элементарных частиц (порядка 200000 электронных масс). Это противоречие гипотезы о “электрослабых” взаимодействиях устранено в модели нейтрона Рёзерфорда, что подтверждает её правильность.

Наконец, применение модели нейтрона Рёзерфорда позволяет прямо объяснить физическую природу нейтрино, без абстрактных теоретических построений. Нейтрино появляется при контакте электрона с протоном как **осколок от удара**. Из этого следует, что нейтрино должно иметь отличную от нуля **массу**, как всякая частица вещества. Следовательно, скорость нейтрино не может быть равной скорости света.

Выводы. Прямым вычислением физических характеристик модели нейтрона Рёзерфорда подтверждено, что протон – не элементарная частица, а система из протона и электрона. На основе квантовой теории электромагнитного поля Планка и Эйнштейна показано, что движение электрона в условиях предельной близости от протона является хаотическим и чисто случайным. Вследствие этого применяется принципиально новый вероятностно – статистический подход Фейнмана вместо существующего формально – аксиоматического подхода. В качестве основной числовой характеристики в квантовую механику вводится соответствующее такому подходу точное физическое определение – электронная плотность вероятности, - вместо абстрактной функции состояния или волновой функции. Даётся вывод релятивистского уравнения Шрёдингера, для которого электронная плотность вероятности

является решением. Частным, чисто теоретическим случаем релятивистского уравнения Шрёдингера, когда потенциальная энергия электрона равна нулю, является основное уравнение релятивистской квантовой механики – уравнение Клейна – Гордона.

Для рассматриваемой модели нейтрона находится решение релятивистского уравнения Шрёдингера. В результате, связь между частями нейтрона объясняется только электромагнитным взаимодействием, а специфическое “слабое” взаимодействие исключается. Показано, что

векторных бозонов не существует в природе, а переносчиком взаимодействия являются только γ – кванты. Наконец, установлено, что нейтрино является осколком от удара при контакте электрона с протоном, и поэтому оно имеет ненулевую массу, а его скорость меньше скорости света. Таким образом, модель нейтрона Резерфорда полностью объясняет физическое явление β – распада. Следует подчеркнуть, что представленное объяснение показывает непригодность волновой гипотезы для понимания физических явлений в микромире.

Библиографический список.

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып.8. Квантовая механика. М., 1965.
2. Бор Н. Атомная физика и человеческое познание. М., 1961.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., 2002.
4. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М., 2003.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып.7. Физика сплошных сред. М., 1966.
6. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М., 1986.
7. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Теоретическая физика, Т.IV. Квантовая механика. Релятивистская теория. М., 1968.
8. Мякишев Г.Я., Синяков А.З. Физика. Оптика. Квантовая механика. М., 2001.

CALCULATION OF PHYSICAL CHARACTERISTICS FOR THE RUTHERFORD'S MODEL OF NEUTRON ON THE BASIS OF QUANTUM THEORY

G.E. Garber

Saratov State University

The Rutherford's model of neutron is considered as compound system, consisting of proton and electron, but not elementary particle. Coordinates and velocity vector of electron are accidental values as interaction electron with proton is discrete, with the help of γ – quanta. Therefore, ordinary statistical way is used for processing of great number of measuring, where physical characteristics are calculated by methods of theory of probabilities. As basic physical characteristic is determined electron probability density, which submit to Schrödinger's generalized relativistic equation. The Rutherford's model of neutron permits to determine cleanly electromagnetic nature of the “weak” interaction, to understand physical mechanism of β – disintegration and to refuse from hypothesis of vector bosons.

К юбилею физического факультета СГУ



Опыты с первым рубиновым лазером: монета, пробитая лучом

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

ОБЕСПЕЧЕНИЯ МИКРОКЛИМАТА И ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ В ПОДВИЖНЫХ СРЕДСТВАХ ГОРОДСКОГО ЭЛЕКТРОТРАНСПОРТА

Одной из наиболее важных проблем, решаемых применительно ко всем современным подвижным средствам городского и железнодорожного электрического транспорта, является проблема обеспечения в них максимально комфортного микроклимата. При этом ставится задача обеспечения микроклимата с минимальными затратами электроэнергии.

Постоянное повышение требований к обеспечению комфортного проезда пассажиров, в частности, к микроклимату в салонах вагонов трамваев и троллейбусов, электропоездов и поездов метро, а также к условиям работы водителей и машинистов вынуждают постоянно совершенствовать обеспечивающее эти требования климатическое оборудование.

Одновременно постоянно возрастают и требования к экономичному использованию электроэнергии. Зачастую это входит в противоречие с упомянутыми выше требованиями по повышению комфортности проезда пассажиров и работы водителей трамваев и троллейбусов.

В представленном цикле работ предлагается ряд компромиссных решений, позволяющих одновременно обеспечить выполнение этих взаимно противоречивых требований, создав максимально комфортные климатические условия для водителя и пассажиров при минимальных затратах электроэнергии.

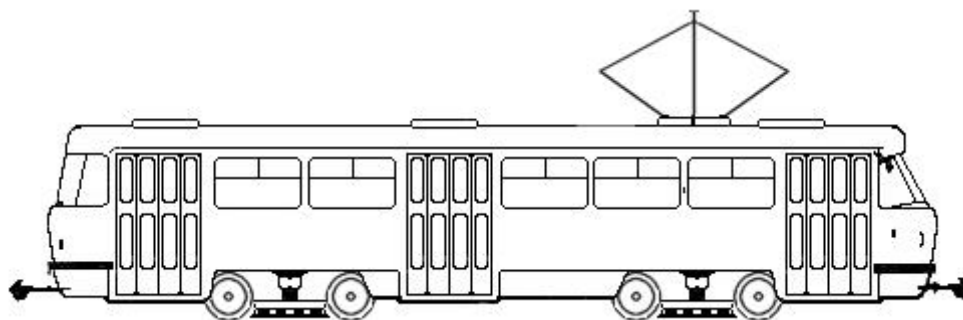
На основе проведенных теоретических и экспериментальных исследований в представленных вниманию читателей работах разработаны как научно – технические подходы к решению этих задач (базовые подходы к организации систем климат - контроля городского электротранспорта), а также

приведено описание конкретного оборудования (разработанного и проверенного в условиях эксплуатации) для реализации предложенных подходов.

Еще одной важной задачей применительно к современным троллейбусам и электропоездам является проблема рекуперации энергии, строящаяся на основе разработки и использования накопителей энергии. Для этого в различных работах исследуются пути создания накопительных устройств, как на основе аккумуляторных батарей, так и на основе использования относительно нового класса устройств – суперконденсаторов.

В предлагаемом цикле работ рассматриваются основы комбинированного подхода – построения накопителей использующих и аккумуляторные батареи, и суперконденсаторы. В предлагаемой обзорно-аналитической работе закладываются основы будущих исследований, направленных на наиболее рациональное построение такого комбинированного устройства, путей автоматического управления, обеспечивающего как минимальные потери энергии, так и максимальный срок службы входящих в него элементов.

Следует отметить, что одной из целей публикации этого цикла работ является привлечение внимания к проблемам современного электрического транспорта, при решении которых зачастую возникает необходимость решения достаточно сложных задач, как в области физики протекающих процессов, так и в части создания новых сложных устройств и электрических схем, обеспечивающих автоматизацию процессов создания микроклимата и рекуперации электроэнергии.



СИНТЕЗ КОНФИГУРАЦИИ СИСТЕМ КЛИМАТА ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТРАНСПОРТНЫХ СРЕДСТВ

Д.В. Буланов, И.А. Корнев, А.К. Кобец, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Буланов Дмитрий Витальевич, начальник разрабатываемой лаборатории ООО НПФ «ЭТНА»

Корнев Игорь Александрович, аспирант кафедры физики твердого тела ФНБМТ СГУ

Кобец Александр Константинович, инженер разрабатываемой лаборатории ООО НПФ «ЭТНА»

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор СГУ

Рассмотрены различные аспекты создания систем климата для подвижных средств городского и железнодорожного пассажирского электрического транспорта. На основе проведенных расчетов и экспериментальных исследований выработаны основные подходы к созданию систем, обеспечивающих максимально комфортные условия для пассажиров и водителя (машиниста) при минимальных затратах энергии на создание микроклимата.

1. Введение

В настоящее время отрасль общественного транспорта в России претерпевает существенные изменения. Происходит окончательная замена транспортных средств советского периода на современные, более безопасные и более комфортные. В настоящее время общественный транспорт, выпускаемый любым предприятием на территории РФ, должен соответствовать строгим требованиям безопасности и гигиены. Соответствующие мировому уровню подвижные средства транспорта становятся более энергоэффективными, комфортными. Однако, это неизбежно делает их сложнее и дороже. В настоящей работе рассматриваются различные подходы к созданию климатических систем подвижных средств городского и железнодорожного общественного электротранспорта, подходящих к реалиям отечественного рынка, систем, обеспечивающих максимально комфортный микроклимат при минимальных затратах энергии.

Несмотря на кажущуюся простоту, это требует решения сложной многопараметрической задачи [1-5], поиска компромиссных решений, касающихся взаимного соотношения различных параметров микроклимата пассажирского салона и кабины машиниста (водителя).

В настоящей работе рассмотрены несколько наиболее рациональных схем реализации системы климата пассажирского вагона, применительно к специфике, как городского электрического транспорта, так и поездов пригородного сообщения (электричек):

- системы климата железнодорожного вагона пригородного сообщения (максимально упрощенный вариант и более сложный, многофункциональный вариант для центральных регионов РФ);

- системы климата пассажирского вагона подвижного средства городского электротранспорта (ГЭТ) – например, трамвая - также в максимально упрощенном варианте и в более сложном и многофункциональном варианте реализации системы климата, создающей наиболее комфортные условия для пассажиров.

2. Общие требования к системам климата

Перечислим основные параметры, от которых зависит климатический комфорт:

Температура воздуха. В различное время года комфортная для пассажиров температура воздуха различна. В жаркие летние дни для здоровья опасно создавать температуру внутри вагона ниже 26 °С, а в морозные зимние – выше 10÷15 °С.

Влажность воздуха. Во влажном воздухе температура ощущается человеком не так, как в сухом воздухе. В летнее время избыточная влажность создаёт ощущение духоты, а в зимнее время более влажный воздух воспринимается, как более холодный.

Подвижность воздуха. Этот параметр для вагонов общественных транспортных средств в настоящее время также строго регламентируется законодательством. В зимнее время движение воздуха комнатной температуры со скоростью более 0,2 м/с создаёт ощущение холода и может нанести вред здоровью (движение прохладного воздуха может приводить к простудным заболеваниям). В летнее же время движение воздуха со скоростью до 0,4 м/с дает ощущение приятной прохлады даже при высоких температурах.

Концентрация CO₂ в воздухе. Этот параметр напрямую зависит от скорости обновления воздуха в салоне. Близкая к естественной концентрация CO₂ в воздухе необходима для комфортного пребывания пассажиров в салоне.

Количество солнечной радиации, проникающее в салон. В летнее время солнечное тепло может значительно разогревать все поверхности в салоне, а также самих пассажиров, что создаёт ощущение духоты в салоне при той же комфортной температуре, что и в пасмурные дни. Кроме того, из-за значительной площади остекления современных вагонов, возникает так называемый «парниковый эффект», который ведёт к значительному тепловыделению внутри салона, что необходимо учитывать при расчёте системы климата.

Система климата, таким образом, должна прямым или косвенным образом эффективно влиять на эти параметры внутри салона или учитывать их при своей работе. Также она должна быть максимально простой, ремонтпригодной и энергоэффективной, ведь в зимний период существующие системы отопления расходуют до

половины всей энергии, потребляемой транспортным средством.

3. Специфика систем климата для железнодорожного и городского транспорта

Пригородные ж/д поезда характеризуются:

- сравнительно малым количеством пассажиров на единицу объёма салона (около 1 чел/м³ салона при полной населённости вагона);

- достаточно долгим временем движения между остановками (10÷12 минут), поэтому систему климата можно строить без учета открывания дверей;

- наличием (либо отсутствием) тамбуров, перекрывающих поток поступающего в салон на остановках зимнего холодного воздуха и, напротив, тёплого воздуха - в летнее время;

- отсутствием дверных проёмов на протяжении основной части пассажирского салона.

В отличие от них, троллейбусы и трамваи характеризуются:

- высокой плотностью заполнения салона пассажирами (0,6 м³ объёма на 1 человека);

- малым временем движения между остановками, значительным (относительно него) временем нахождения на остановках (с открытыми дверьми);

- большой площадью дверей, открывающихся прямо в салон, большой площадью остекления и, как следствие, худшей теплоизоляцией салона.

Для простоты понимания основных принципов создания систем климата транспортного средства рассмотрим различные подходы к созданию комфортного микроклимата в пассажирском салоне:

4. Способы создания комфортного микроклимата в пассажирском салоне подвижного средства городского электрического транспорта (троллейбуса или трамвая).

Следует учитывать, что далеко не все эксплуатационные организации в нашей стране имеют возможность приобретать транспортные средства мирового уровня, поэтому рассмотрим две основные концепции систем климата – более функциональную, но и значительно более дорогостоящую, и максимально упрощённую (предельно дешёвую по начальным и эксплуатационным затратам).

В первую из них входит система кондиционирования воздуха - технологически сложная и энергоёмкая система, стоимость которой, например, для многосекционного трамвая может достигать 2 млн. руб. и более. В этом варианте в систему климата должны входить:

- устройства отопления;
- устройства кондиционирования и вентиляции (распределения потоков воздуха);
- устройства автоматического управления и силовой коммутации различных элементов системы климата.

Во втором варианте в систему не включают устройства кондиционирования воздуха, а также, возможно, устройства управления, так как отопительные и вентиляционные приборы принципиально возможно задействовать и принудительно.

Очевидно, что грамотное построение современных систем климата должно строиться на расчете и формировании ее исходных параметров, обеспечивающих ее эффективное и энергосберегающее функционирование во всем диапазоне значений температуры и диапазонах возможного изменения прочих параметров окружающей среды. Поэтому решение задачи определения параметров устройств, входящих в систему климата, нужно начинать с расчета теплового баланса пассажирского вагона. Покажем это на самом простом примере расчета теплового баланса салона односекционного трамвайного вагона.

5. Тепловой расчёт вагона трамвая в режимах отопления и кондиционирования

Расчёт проводился для трамвая производственной компании «Транспортные системы» модели 71-911 и основывался на следующих типовых исходных данных (см. табл. 1):

Таблица 1.

Участок поверхности	Площадь, м ²	Коэффициент теплопередачи, Вт/м ² *К
Окна 1 сторона	8,5	4,5
Окна 2 сторона	2,1	4,5
Двери	5,8	3,0
1 сторона	6,8	1,7
2 сторона	9,0	1,7
Потолок и пол	60,0	1,7

Количество пассажиров в салоне – 170.

В соответствии с гигиеническими нормами, расход воздуха, обновляемого в салоне, считался равным 8 м³/ч на человека в режиме отопления и 20 м³/ч в режиме кондиционирования (для кондиционирования рассматривался и «облегчённый вариант» -10 м³/ч на человека).

Температура, поддерживаемая в данных режимах внутри салона, выбиралась наиболее комфортной для людей с учётом температуры на улице и степени пропускания тепла летней и зимней одежды самих пассажиров.

Требуемая для поддержания температуры воздуха в салоне мощность нагрева рассчитывалась, исходя из необходимости компенсации тепловых потерь внутренних помещений транспортного средства при соответствующей температуре окружающей среды. Расчет проводился путем суммирования потерь тепловой энергии через различные поверхности вагона (на всех поверхностях теплообмена между салоном вагона и окружающей средой):

$$P_{тп} = (T_{зв} - T_{ос}) * \Sigma G_i * S_i, \tag{1}$$

где T_{зв} - заданная гигиеническими требованиями температура салона,

T_{oc} - текущая температура окружающей среды,

B_1 – коэффициент теплопередачи соответствующей группы поверхностей тепловой границы (внутренних поверхностей салона трамвая),

S_i – суммарная площадь поверхностей с коэффициентами теплопередачи B_i ;

n – количество поверхностей с различными коэффициентами теплопередачи.

Результаты расчета суммарной мощности тепловых потерь трамвайного вагона [Вт] в режиме отопления, проведенного на основе представленных выше данных приведены в табл. 2.

Таблица 2.

$T_{воздуха}$ (наружного), °C	$T_{салона}$, °C	Мощность тепловых потерь без учета обновления воздуха в салоне, Вт	Общая мощность тепловых потерь, Вт	Предполагаемая мощность потерь через открытые двери (с завесами) Вт	Оценочная мощность, требуемая для поддержания температуры, Вт
10	15	1236	3704	2994	4115
5	15	2472	7408	5989	8231
0	15	3708	11112	8983	12346
-5	10	3708	11112	8983	12346
-10	10	4944	14815	11978	16461
-15	10	6180	18519	14972	20576
-20	10	7416	22223	17967	24692
-25	10	8652	25927	20961	28807
-30	0	8652	25927	20961	28807
-35	0	9888	29631	23956	32922
-40	0	11124	33335	26950	37037

ПРИМЕЧАНИЕ к таблице 2: здесь суммарная мощность потерь без обновления воздуха – потери непосредственно через остекление и теплоизолированные поверхности, общая мощность тепловых потерь – их сумма с потерями на нагрев обновляемого воздуха. Мощность потерь через открытые двери – то тепло, которое теряется на остановках с выходящим через двери тёплым воздухом (предполагается, что эффективность работающих тепловых завес в данном случае близка к теоретически достижимой и составляет 60%). Последний столбец таблицы является оценкой влияния потерь через двери на остановках с учётом типичного графика движения (3 минуты движение, 30 секунд – остановка) с усреднением добавочных тепловых потерь через открытые двери по времени. Следует отметить, что в данном расчёте не учтено тепловыделение самих людей, находящихся в салоне, которое трудно оценить (в силу различия населенности вагона), но которое может быть

значительным - по данным, приведенным в [1], средняя мощность тепловыделения каждого пассажира - 110 Вт.

Однако, населенность вагона может существенно различаться, а поддерживать в нем заданную гигиеническими нормами температуру воздуха нужно во всем диапазоне изменения этих условий, например, в наиболее холодное ночное зимнее время, когда вагон идет практически пустой, а температуру салона нужно обеспечивать при близкой к нулю суммарной мощности тепловыделения пассажиров.

Для наглядности табличные данные представлены на рис.1.

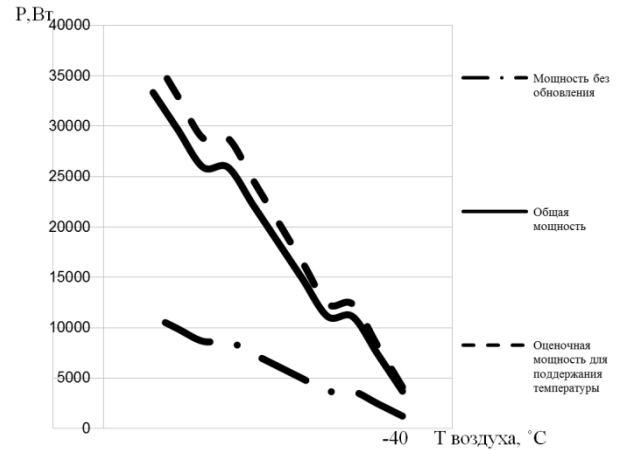


Рис.1. Тепловой баланс салона трамвая в режиме отопления.

Аналогичные расчёты были проведены и для режима кондиционирования, их результаты приведены в табл. 3 (показаны цифры для нормы обновления воздуха 20 м³/ч на человека).

Таблица 3.

$T_{воздуха}$ (наружного), °C	$T_{салона}$, °C	Мощность потерь без учета обновления воздуха в салоне, Вт	Общая мощность потерь, Вт	Предполагаемая мощность потерь через открытые двери (с завесами), Вт	Оценочная мощность, требуемая для поддержания температуры, Вт
20	18	494	2962	1198	3140
25	18	1730	10368	4192	10990
30	20	2472	14811	5989	15699
35	25	2472	14811	5989	15699
40	25	3708	22217	8983	23549

Данные по требуемой (для компенсации тепловых потерь салона) холодопроизводительности

в режиме кондиционирования показаны на рис.2. На этом графике показаны результаты для обновления воздуха 20 и 10 м³/ч на человека.

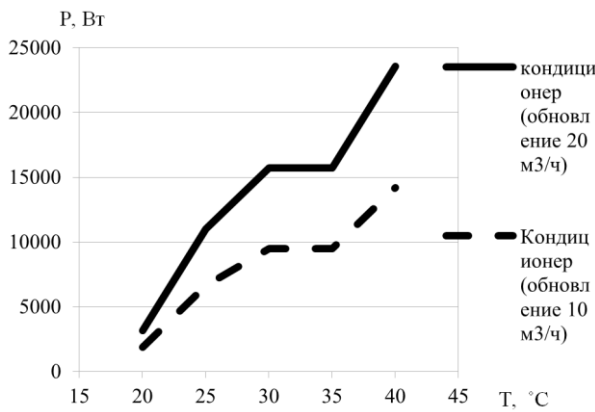


Рис.2. Тепловой баланс салона трамвая в режиме кондиционирования.

Таким образом, для самых критических температур (- 40°C в зимнее время и 40°C в летнее время) для трамвая модели 71-911 требуется 40÷45 кВт тепловой энергии в режиме отопления и 15÷20 кВт холодопроизводительности в режиме кондиционирования. Эти цифры взяты с небольшим запасом (с расчетом на несколько худшее качество теплоизоляции, а, соответственно, и несколько большие коэффициенты теплопередачи трамвая).

При отоплении, кондиционировании и вентиляции салона естественным образом нормализуется влажность и уровень CO₂ в воздухе. К столь неочевидному выводу можно прийти, учитывая тот факт, что в зимнее время на полу салона, как правило, постоянно находится водяная плёнка. Так же, источником влажности воздуха являются и сами пассажиры (их дыхание). Для наглядности приведены результаты измерений климатических параметров салона троллейбуса производства «Мегаполис» ЗАО «Тролза» (не оборудованного устройствами принудительного обновления воздуха в салоне и тепловыми завесами дверей), проведённых авторами зимой 2013 году при температуре окружающей среды около минус 6°C.

Эти данные приведены на рис. 3

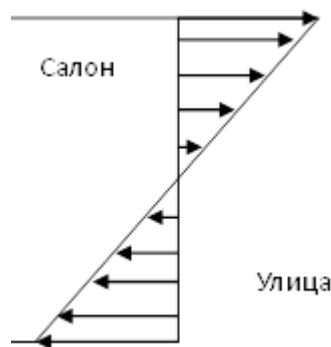


Рис. 3. Распределение скорости воздуха по высоте дверного проёма в безветренную погоду.

Данные показывают, что влажность в салоне даже без принудительного обновления воздуха в

салоне остаётся в допустимых пределах. Причем, что важно, она слабо зависит от количества пассажиров. Очевидно, это связано с частым обновлением воздуха в салоне и обменом воздуха в салоне с окружающей средой при открывании дверей на остановках.

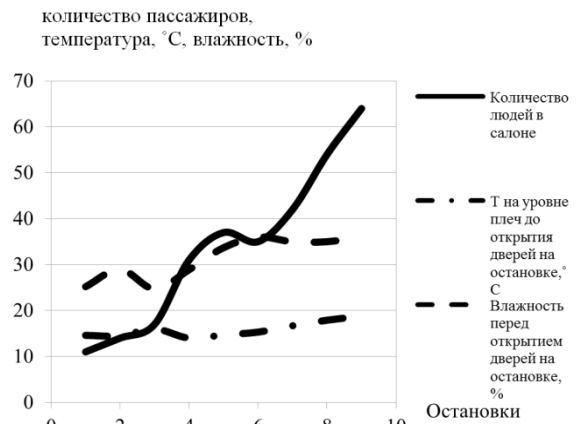


Рис. 4. Изменение во времени температуры воздуха салона и влажности воздуха в нем в привязке к населенности салона

При этом достаточно влажный и холодный воздух из окружающей среды, попадая в салон нагревается обогревательным оборудованием салона и с ростом температуры его относительная влажность существенно снижается. Это позволяет при проектировании систем климата (для транспортных средств, в которых двери не оснащены тепловыми завесами) не вводить специальные средства для осушения воздуха в зимнее время.

Следует отметить, что вопрос о необходимости тепловых завес, защищающих двери транспортного средства от активного проникновения наружного воздуха, заслуживает отдельного рассмотрения. В табл. 4 приведены результаты расчёта естественного обновления воздуха в салоне для трамвая модели 71-911 в зависимости от температуры на улице, основанные на упомянутых выше испытаниях. Следует отметить, что измеренные данные Q_{изм} (2-ой столбец таблицы) получены при открытых дверях. Однако необходимо учитывать, что при движении трамвая (троллейбуса) двери закрыты, и обмен воздуха между салоном и окружающей средой не происходит. С учетом этого фактическое суммарное обновление воздуха в салоне Q_{факт} нужно пересчитать с учетом соотношения времени остановки t_{ост} к суммарному времени остановки и среднего времени движения трамвая между остановками t_{ид} (интервала движения):

$$Q_{\text{факт}} = Q_{\text{изм}} * t_{\text{ост}} / t_{\text{ид}} \tag{2}$$

Эти данные приведены в 3-м столбце табл. 4:

Таблица 4.

Разность температур, °С	Расход воздуха через двери, м ³ /ч	Расход воздуха через двери, усреднённый по остановкам (30 сек – остановка, 3 мин – движение), м ³ /ч
5	450	65
10	900	130
15	1350	193
20	1800	257
25	2250	321
30	2700	385
35	3150	450

Эти данные говорят о том, что даже при большой разнице температур между салоном и улицей фактическое суммарное обновление воздуха в салоне составляет всего несколько сотен кубических метров в час. В то же время даже по сниженным нормативам зимнего времени (8 м³/ч на каждого пассажира) необходимо при полной заселенности салона данного трамвая обеспечить обновление воздуха на уровне порядка 1300÷1400 м³/ч.

Это свидетельствует о необходимости принудительного обновления воздуха в салоне, особенно в летнее время, когда разница температур воздуха в салоне и окружающей средой невелика, и обмен воздуха через двери минимален. В жаркие летние дни, когда и все остальные параметры микроклимата далеко не идеальны, это особенно актуально.

Исходя из изложенного выше, а также с учетом накопленного ранее опыта, несложно сформулировать основные подходы к формированию микроклимата подвижного средства городского электрического транспорта.

6. Разработка концепции обеспечения климата в вагоне подвижного средства городского электрического транспорта

На основании представленных выше результатов расчетов, экспериментов и их анализа несложно сформулировать основные принципы построения системы климата городского транспортного средства:

1. Нагрев и охлаждение воздуха в салоне (а по аналогии - и в кабине водителя) должны обеспечивать полную компенсацию тепловых потерь вагона (теплообмен через все участки теплопередачи) при самых низких зимних и самых высоких летних температурах.

2. Должно быть предусмотрено управление мощностью разогрева и холодопроизводительностью системы климата [3-5]. Это

управление необходимо для обеспечения требуемых температур салона (кабины) во всем возможном диапазоне температур окружающей среды. Это в свою очередь позволяет обеспечить и наиболее комфортные климатические условия, и минимизацию затрат энергии на обеспечение микроклимата вагона.

3. Наилучшим образом это реализуется, если система отопления состоит из безынерционных нагревательных устройств [6-8], гибко включаемых системой управления в произвольной комбинации, имеющих встроенную подстройку мощности нагрева и защиту от скачков напряжения в контактной сети.

4. Наиболее эффективное отопление реализуется при равномерном распределении источников тепловой энергии по площади салона. Кроме того, желательно обеспечить активное перемешивание воздуха тепловентиляторами.

5. Исходя из гигиенических требований [1] и природы ощущений человека, тепловентиляторы не должны создавать температуру выходящего из них воздуха менее 36 °С и более 60°С.

6. Необходимо принудительное обновление воздуха в салоне, причем для достижения скорости воздуха, регламентированного [1] нормами НИИЖГ (0,4м/с), это должна быть либо система, состоящая из множества вентиляторов, либо централизованная система с воздушными каналами, равномерно раздающими воздух по салону. Последний вариант предпочтительнее, так как моноблочное решение получается более простым с точки зрения управления, дешевым и позволяет совместить в себе функции системы вентиляции, тепловых завес и, что важно - кондиционирования, так как дорогая сплит-система в любом случае будет установлена в виде одного мощного устройства.

7. В зимнее время при подаче свежего воздуха с улицы, необходимого для достаточного обновления воздуха в салоне [1], его нужно подогревать, так как струя воздуха даже с температурой +10÷15°С (смешанного с рециркуляционным) может вызывать простудные явления. Поэтому, в моноблоке отопления, вентиляции и кондиционирования целесообразно применить и нагревательные элементы, одновременно обслуживающие систему тепловых завес (при централизованной организации таковой).

8. Таким образом, в более развитом и функциональном сценарии построения системы обеспечения климата в неё должны войти [3-5]:

- несколько цифровых датчиков температуры салона;
- датчики влажности салона;
- отопители салона и включающие их реле (контакты);
- блок отопления, вентиляции и кондиционирования с заслонками, общим вентилятором притока и рециркуляции, нагревательным блоком, кондиционером и вспомогательной электроникой;
- каналы, раздающие приточный воздух по салону и к тепловым завесам;
- вытяжные вентиляторы на крыше вагона;
- канал сбора рециркуляционного воздуха;

- блок управления.

7. Заключение

В настоящей работе на основе проведенных расчетов и экспериментальных исследований сформулированы основные подходы к формированию систем климата подвижных пассажирских транспортных средств. В качестве базовой (для изучения параметров климата и

создания подходов к обеспечению наиболее комфортного микроклимата с минимальными затратами энергии) была выбрана система климата трамвая. Однако полученные выводы и рекомендации легко транспонируются на любое другое транспортное средство, включая электропоезда различного назначения и вагоны метро.

Библиографический список

1. СП 2.5.1198-03. Гигиена и эпидемиология на транспорте. Санитарные правила по организации пассажирских перевозок на железнодорожном транспорте.
2. В. Соловецкий. Душегубки на железнодорожных колесах//Интернет-издание «Свободная пресса», <http://svpressa.ru/society/article/47275/>.
3. Мирошник А.В., Явчуновский В.Я. Климат – контроль, как наиболее эффективный подход к энергосбережению на городском электротранспорте. Часть 1. Экспериментальные данные и предварительные расчеты// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.18. 2012. С. 3-16.
4. Мирошник А.В., Явчуновский В.Я., Козлов А.В. Климат – контроль, как наиболее эффективный подход к энергосбережению на городском электротранспорте. Часть 2. Теоретическая оценка энергопотребления// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.18. 2012. С.16-22.
5. Безрукавный С.В., Явчуновский В.Я. Проблемы стабилизации температуры воздуха в вагонах электропоездов в режиме стационарного обогрева. Часть 1. Анализ источников неустойчивости теплового режима и разработка подходов к решению проблемы. // Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.19. 2012. С.14-25.
6. Козлов А.В., Шаповалов А.С., Явчуновский В.Я. Сравнительный анализ характеристик открытых спиралей и ТЭНов в составе электронагревательных приборов. Часть 1. Расчет тепловых полей в стационарных и нестационарных тепловых режимах// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып. 15. 2008. С. 53-58.
7. Козлов А.В., Шаповалов А.С., Явчуновский В.Я. Сравнительный анализ характеристик открытых спиралей и ТЭНов в составе электронагревательных приборов. Часть 2. Экспериментальное исследование стационарных и нестационарных режимов// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып. 15. 2008. С. 58-63.
8. Козлов А.В. Исследование нелинейных теплофизических характеристик открытых спиралей и трубчатых электронагревателей, реализуемых в нестационарных режимах их работы.// Естественные и технические науки. 2010 г. № 4, С. 41-45.

DEVELOPMENT A CONFIGURATION OF CLIMATE SYSTEMS FOR PUBLIC ELECTRIC TRANSPORT

D.V. Bulanov, I.A. Kornev, A.K. Kobets, A.S. Schapovalov

Authors have considered various aspects of creation of climate systems for urban and railway electric passenger transport. Based on calculations and experimental studies were developed key approaches of such systems functioning providing maximum comfort for passengers and drivers (driver) with minimal energy to create a microclimate.

СОВРЕМЕННЫЕ ПУТИ ФОРМИРОВАНИЯ СИСТЕМ ОБЕСПЕЧЕНИЯ КЛИМАТА ТРАМВАЙНЫХ ВАГОНОВ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ РЕГИОНОВ РФ

В.Я. Явчуновский, С.В. Иванов, А.К. Кобец

Явчуновский Виктор Яковлевич, д.ф.-м.н., генеральный директор ООО НПФ «Этна».

Иванов Сергей Васильевич, зам. генерального директора ПК «Транспортные системы».

Кобец Александр Константинович, инженер разрабатывающей лаборатории ООО НПФ «Этна».

Рассмотрены пути создания высокоэффективных систем формирования микроклимата, обеспечивающих режимы отопления, вентиляции и кондиционирования салонов современных низкопольных трамвайных вагонов. Разработанные конструкции позволяют одновременно реализовать режим воздушных тепловых завес, обеспечивающий минимизацию затрат энергии на обмен тепловой энергией с окружающей средой в режимах отопления и кондиционирования воздуха салона. Принятое моноблочное решение системы климата позволяет предельно удешевить систему и максимально снизить стоимость жизненного цикла системы климата и всего транспортного средства в целом.

1. Введение

При создании современных транспортных средств особое внимание приходится уделять проблеме обеспечения максимального комфорта для пассажиров. Это - и 100%-но низкий пол вагона. Это - и почти не ощутимый человеческим ухом уровень акустического давления, создаваемого различными механизмами трамвайного вагона.

И, конечно же, это высокий климатический комфорт, который должен обеспечиваться во все времена года - от самого жаркого летнего климата до самого холодного зимнего периода времени [1]. При этом к современным транспортным средствам предъявляется еще и требования по минимизации затрат на обеспечение микроклимата [2,3]:

- начальных затрат, обусловленных стоимостью изготовления и монтажа системы климата,

- а также эксплуатационных затрат - преимущественно формируемых стоимостью затраченной на обеспечение микроклимата электроэнергии (более 90%) и в меньшей мере затратами на обслуживание самих систем обеспечения климата (6÷8%) на всем протяжении жизненного цикла транспортного средства.

При создании транспортных средств для последующей эксплуатации в различных регионах РФ эта задача усложняется наличием очень сильно различающихся по летним и зимним температурам климатических зон - от сильных морозов (до минус 50°C) в самых северных городах до 50-градусной жары при одновременно высокой интенсивности солнечной радиации в южных городах РФ [4].

2. Основные принципы создания современной системы микроклимата

В обеспечение этих достаточно противоречивых требований при создании трамвайных вагонов моделей 71-911 и 71-931 ПК «Транспортные системы» совместно с НПФ «Этна» (специализирующейся на проблемах обеспечения климата электрических

транспортных средств) была разработана принципиально новая климатическая система.

В основу этой системы был положен специально разработанный для этих моделей трамвая моноблок отопления, вентиляции и кондиционирования, реализующий одновременно режим воздушных тепловых завес. Конструктивно блок выполнен из двух функционально связанных между собой агрегатов (рис. 1, 2, 3) - агрегата отопления, вентиляции и воздушных тепловых завес (разработки НПФ «Этна») и агрегата кондиционирования воздуха салона (разработки ПК «Техника транспорта»).



Рис. 1. Внешний вид моноблока со стороны каналов подачи воздуха в салон и рециркуляционного канала

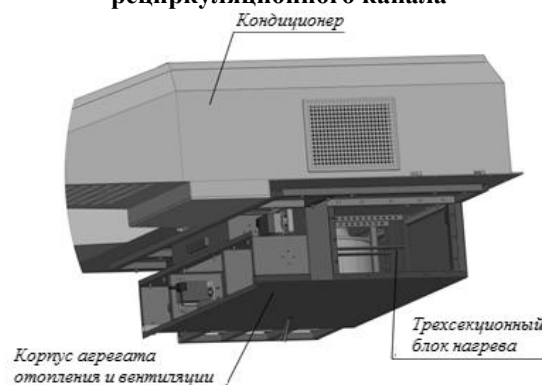


Рис.2. Внешний вид моноблока со стороны канала тепловых завес

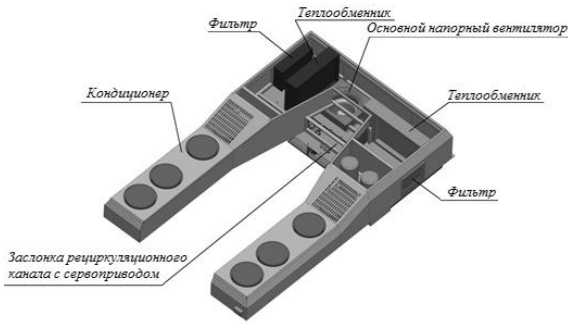


Рис. 3. Вид моноблока сверху (со стороны кондиционера)

Конструктивно моноблок расположен над корпусом трамвая (разделяющие его агрегаты пластина ложится на раму, расположенную на крыше трамвая - рис. 4), перед токоприемником.

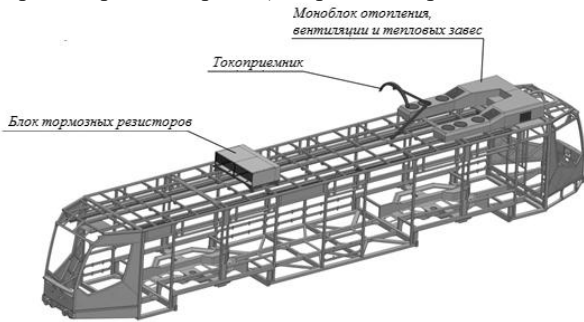


Рис. 4. Размещение моноблока на крыше трамвая

Эффективность предложенной системы во многом обеспечивается за счет герметично, сочленяемой с моноблоком системой воздухопроводов, расположенных в потолочной области, непосредственно под крышей трамвая (над его фальш - потолком). Эта система состоит из 4-х воздушных каналов (см. ответные каналы моноблока на рис. 1, 2):

- канала воздушных тепловых завес, расположенного над дверями вагона;
- двух каналов раздачи воздуха в режимах вентиляции, кондиционирования и подачи сверху теплого воздуха;
- одного канала сбора воздуха из салона (рециркуляционного воздуха).

В сам агрегат отопления, вентиляции и воздушных тепловых завес, кроме 4-х каналов, герметично соединяющих рабочий объем агрегата с каналами системы воздухопроводов, конструктивно входят:

- приточный вентилятор, соединенный внутренними каналами агрегата с каналами системы воздухопроводов;
- заслонки всех воздушных каналов агрегата с сервоприводами;
- многосекционный блок нагрева воздуха;
- блок контакторов, коммутирующих нагревательные секции блока нагрева.

Все элементы агрегата отопления, вентиляции и воздушных тепловых завес и кондиционера крепятся на единой разделительной пластине, устанавливаемой на

арматурной раме - на крыше электрического транспортного средства. При этом агрегат отопления, вентиляции и воздушных тепловых завес устанавливается под разделительной пластиной, а кондиционер - над ней.

Забор приточного наружного воздуха осуществляется через соответствующие механизмы (входные решетки, фильтры) кондиционера, а забор рециркуляционного воздуха - через выполненный на канале сбора воздуха из салона агрегата отопления, вентиляции и воздушных тепловых завес патрубок. В состав этого патрубка входит управляемая сервоприводом заслонка, регулирующая соотношение приточного (обновляемого) и рециркуляционного (собранный из салона) воздуха в составе воздушного потока, подаваемого в вагон во всех режимах работы моноблока.

В процессе компоновки моноблока с целью минимизации его габаритов и стоимости удалось наиболее компактно соединить его агрегаты в единую композицию. Так диффузор входящего в состав нижнего агрегата вентилятора, обеспечивающего во всех режимах работы моноблока подачу воздуха в салон трамвая и одновременно забор из него рециркуляционного воздуха, выходит через разделительную плиту в объем агрегата кондиционирования.

Система воздухопроводов трамвайного вагона герметично соединяется с двумя каналами раздачи воздуха в режимах вентиляции, кондиционирования и подачи сверху теплого воздуха и с каналом сбора воздуха из салона (рециркуляционного воздуха) агрегата через гибкие вставки, а с основным каналом воздушных тепловых завес - через жесткие фланцы.

Переключение, регулировка расходов потоков воздуха в различных режимах работы входящих в моноблок агрегатов осуществляется с помощью установленных во всех 4-х каналах агрегата отопления, вентиляции и воздушных тепловых завес, управляемых автономными сервоприводами заслонок. Каждая из упомянутых заслонок каналов раздачи воздуха в режимах вентиляции, кондиционирования и подачи сверху теплого воздуха, канала сбора воздуха из салона (рециркуляционного воздуха) агрегата, и основного канала воздушных тепловых завес закреплена на азимутально - подвижной оси, соединенной с отдельным управляющим сервоприводом.

3. Обеспечение режима тепловых завес

Особое внимание в описываемой системе было уделено созданию тепловых завес дверей. В последнее время они все шире применяются в электрическом транспорте, поскольку при открывании дверей происходит наиболее интенсивный теплообмен внутренних помещений трамвая с окружающей средой. В климатических условиях наиболее холодных городов РФ потери тепловой энергии через

открывающиеся на остановках двери составляют десятки киловатт даже с учетом относительно малого времени открывания дверей по сравнению с интервалами движения. А это, очевидно, и соответствующие затраты электроэнергии на их компенсацию.

И в этой связи следует особо отметить оригинальную, впервые примененную в этой системе обеспечения климата конструкцию тепловых завес. Широко рекламируемые в последнее время трамвайные тепловые завесы с тангенциальными крыльчатками показали себя крайне ненадежными при возникающих при движении трамвая вибрационных и ударных нагрузках.

В отличие от них в этой системе функция генерации и нагрева воздуха реализуется непосредственно в моноблоке, точнее во входящем в него агрегате отопления, вентиляции и тепловых завес. Подача воздуха в нем осуществляется специально разработанным для работы при типовых транспортных механических нагрузках радиальным вентилятором, а нагрев реализуется в отдельном, дистанционно удаленном от вентилятора, многоступенчатом (выполненном на несколько уровней мощности) блоке нагрева. При такой компоновке системы нет опасности выхода из строя подшипников крыльчатки (из-за больших консольных вибрационных нагрузок), невозможен недопустимый с позиций электробезопасности механический контакт крыльчатки с нагревательными элементами.

И, кроме того, в такой системе реализуемы достаточно большие скорости воздушного потока (до 10÷12 м/с), обеспечивающие эффект «air knife» («воздушного ножа»), без которого воздушная завеса не способна эффективно защищать дверные проемы трамвая от проникновения существенно отличающегося по температуре наружного воздуха.

Однако высокая эффективность работы системы тепловых завес обеспечивается не только за счет изложенных выше конструктивных особенностей агрегата отопления и вентиляции. В большой степени эта эффективность достигается за счет конструктивных особенностей воздушного тракта (воздуховода трамвая) герметично состыкованного с соответствующим каналом агрегата. Этот тракт (основной воздушный канал тепловых завес) проходит вдоль всей длинной стороны трамвая, вдоль которой расположены двери вагона.

В самом этом канале имеются окна, расположенные над дверными проемами трамвая, и равные им по ширине. От этих окон отходят герметично подсоединенные к основному каналу обводные каналы, проходящие вокруг механизмов открывания дверей и заканчивающиеся щелями-коллиматорами, расположенные непосредственно над дверными проемами.

На границах основного канала воздушных тепловых завес и обводных каналов (в области окон) установлены блоки вентиляторов, обеспечивающие дополнительное избыточное давление воздуха на выходе из щелей-коллиматоров, а также выравнивание скорости воздушных потоков на выходе из них над всеми дверями. В состав вентиляционных блоков входят специальные регулируемые резисторы, позволяющие подбирать (в процессе настройки системы) напряжение на каждом из блоков с целью выравнивания скорости воздушных потоков из щелей-коллиматоров над всеми дверями за счет обеспечения соответствующей величины дополнительного избыточного давления воздуха на выходе из щелей-коллиматоров.



Рис. 5. Внешний вид отопителей салона в трамвайном вагоне 71-911

4. Обогрев салона

Основной обогрев салона трамвая осуществляется с помощью автономных отопителей салона (рис. 5), расположенных под пассажирскими сиденьями. В салоне трамвайного вагона 71-911 устанавливается 8 отопителей мощностью 3,5 кВт, в салоне трамвайного вагона 71-931 - 14 таких отопителей (все мощности нагрева указаны для номинального напряжения контактной сети - 600 В). Таким образом, максимальная суммарная мощность отопления «снизу» трамвайного вагона 71-911 составляет 28 кВт, трамвайного вагона 71-931 - 49 кВт.

Все автономные отопители салона установлены попарно (под соседними сиденьями). Однако в зависимости от температуры окружающей среды (тепловых потерь трамвая) системой управления климата трамвая могут включаться либо один, либо оба отопителя в каждой паре.

5. К алгоритму работы системы

Следует отметить, что при разработке алгоритма работы системы обеспечения климата в режиме отопления пришлось столкнуться со следующей дилеммой:

- с одной стороны, приоритет в отоплении салона должен быть отдан автономным

отопителям салона (теплый воздух лучше идет снизу вверх);

- кроме того, наличие горизонтальных составляющих скорости воздуха на выходе из отопителей обеспечивает наилучшее перемешивание воздуха в салоне и выравнивание температуры воздуха по всем координатам); с этих позиций, подача теплого воздуха сверху должна играть вспомогательную роль. Она должна использоваться только в тех случаях, когда не хватает мощности нагрева автономных отопителей салона. А это имеет место лишь при наиболее низких температурах окружающей среды;

- с другой стороны, обновление воздуха, снижение уровня CO₂ (меряем мы его или нет, просто выдерживая нормативы по притоку наружного воздуха) может быть реализовано исключительно с использованием наружного воздуха, который поступает только через моноблок; в этом плане его использование неизбежно, начиная с верхней температурной границы режима отопления – от плюс 10°C.

Правда, следует отметить, что теплый воздух сверху будет опускаться только при наличии избыточного давления во 2-м и 4-м воздуховодах. На расстоянии 10÷20 см от потолочного перекрытия (не доходя до голов пассажиров) его скорость не будет уже ощущаться и температуру этого воздуха можно делать очень невысокой - на уровне 10÷15°C.

Кроме того, при открывании дверей моноблок должен осуществлять подачу в канал тепловых завес нагретого воздуха с температурой не ниже плюс 35°C (а лучше - порядка 40÷45°C). А держать режим тепловых завес постоянно включенным неэффективно с энергетической точки зрения. Соответственно, при открывании дверей воздух из тепловой завесы должен мгновенно выйти на рабочую температуру.

С этой целью НПФ «Этна» во всех системах этого типа использует исключительно безынерционные системы с нагревательными элементами на открытых спиралях [5-7]. Такие системы входят в рабочий температурный режим за 2÷3 секунды с момента подачи напряжения нагрева. Именно такого типа нагревательный блок установлен в составе упомянутого моноблока (рис. 6). Система с использованием традиционных ТЭНов (трубчатых

электронагревателей) выходила бы в режим за время, существенно превышающее время остановки трамвая (порядка 30 секунд).

Однако подача на находящихся у дверей вагона пассажиров сверху холодного воздуха с упомянутой выше скоростью (10÷12 м/с) даже в течение первых 2÷3 секунды после включения тепловых завес создало бы существенный дискомфорт. Поэтому было принято решение все время держать включенной 1-ую ступень нагрева этого блока даже во время движения трамвая между остановками.

Это обеспечивает в момент переключения заслонок моноблока с режима отопления (выход воздуха с небольшой скоростью из верхних воздушных каналов) на высокоскоростной режим тепловых завес температуру воздуха на выходе из щелей-коллиматоров над дверными проемами на уровне не ниже 30°C.

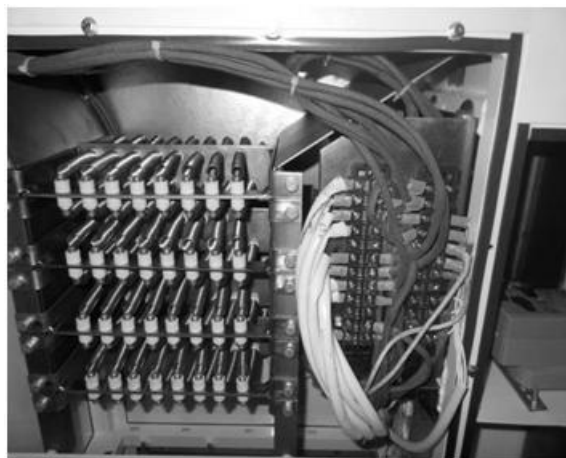


Рис. 6. Фото нагревательного блока агрегата отопления, вентиляции и тепловых завес.

Одновременно включаются 2-ая, а в сильные морозы и 3-ья ступени нагрева моноблока и в течение 2÷3 секунд температуру воздуха на выходе тепловых завес достигает рабочих 40÷45°C.

Такой подход несколько (примерно на 4÷5%) увеличивает энергопотребление трамвая по сравнению с использованием в режиме отопления только автономных отопителей салона. Однако за счет этого удалось устранить последние элементы климатического дискомфорта пассажиров.

Построенная по описанным принципам система полностью автоматизирована. По показаниям многочисленных температурных датчиков (в салоне, в воздуховодах, датчика

температуры окружающей среды) система управления климатом самостоятельно, без участия водителя автоматически переключает режимы работы системы, реализую все возможные режимы ее работы - отопления, вентиляции, кондиционирования, тепловых завес, «сама управляет» уровнями мощности нагрева и охлаждения воздуха.

6. Заключение

Разумеется, в такой короткой статье невозможно подробно изложить все потенциальные возможности, заложенные в эту систему, равно как и подробно описать все

механизмы ее работы. За рамками статьи остались пока и прорабатываемые в настоящее время модификации системы, ее диверсификация применительно к регионам с различными климатическими условиями. В последующих изданиях будут приведены результаты расчетов и экспериментального исследования этой системы, возможно - дополнительные меры по повышению комфортности микроклимата и и снижению затрат энергии на ее функционирование.

Библиографический список

1. СП 2.5.1198-03. // Гигиена и эпидемиология на транспорте. Санитарные правила по организации пассажирских перевозок на железнодорожном транспорте.
2. Мирошник А.В., Явчуновский В.Я. // Климат – контроль, как наиболее эффективный подход к энергосбережению на городском электротранспорте. Часть 1. Экспериментальные данные и предварительные расчеты// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.18. 2012. С. 3-16.
3. Мирошник А.В., Явчуновский В.Я., Козлов А.В. // Климат – контроль, как наиболее эффективный подход к энергосбережению на городском электротранспорте. Часть 2. Теоретическая оценка энергопотребления// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.18. 2012. С.16-22.
4. Безрукавный С.В., Явчуновский В.Я. // Проблемы стабилизации температуры воздуха в вагонах электропоездов в режиме стационарного обогрева. Часть 1. Анализ источников нестабильности теплового режима и разработка подходов к решению проблемы. // Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.19. 2012. С.14-25.
5. Козлов А.В., Шаповалов А.С., Явчуновский В.Я. // Сравнительный анализ характеристик открытых спиралей и ТЭНов в составе электронагревательных приборов. Часть 1. Расчет тепловых полей в стационарных и нестационарных тепловых режимах// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып. 15. 2008. С. 53-58.
6. Козлов А.В., Шаповалов А.С., Явчуновский В.Я. // Сравнительный анализ характеристик открытых спиралей и ТЭНов в составе электронагревательных приборов. Часть 2. Экспериментальное исследование стационарных и нестационарных режимов// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып. 15. 2008. С. 58-63.
7. Козлов А.В. // Исследование нелинейных теплофизических характеристик открытых спиралей и трубчатых электронагревателей, реализуемых в нестационарных режимах их работы.// Естественные и технические науки. 2010 г. № 4, С. 41-45.

MODERN WAYS OF FORMING SUPPORT SYSTEMS CLIMATE OF TRAMCARS FOR DIFFERENT REGIONS OF THE RUSSIAN FEDERATION

V.Y. Yavchunovsky, S.V. Ivanov, A.K. Kobets

The approaches to design high-effective microclimate system for heating, ventilation and air-conditioning cabins of modern low-floor trams were considered. Designed constructions permit to realize the air curtains mode parallel with air conditioning or heating modes for protecting salon from the outdoor air. Selected centralized one-peace solution allows reduce the price of system maximally and reduce the price of climate system life cycle and generally the price of tram life cycle.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ И РЕЖИМОВ РАБОТЫ ТЕПЛОВЫХ ЗАВЕС ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТРАНСПОРТНЫХ СРЕДСТВ

ЧАСТЬ 1. ОБЩИЕ ПОДХОДЫ К ПРОЕКТИРОВАНИЮ ВОЗДУШНЫХ ЗАВЕС

Д.В. Буланов, И.А. Корнев, А.К.Кобец

Саратовский государственный университет

Буланов Дмитрий Витальевич, начальник разрабатывающей лаборатории ООО НПФ «ЭТНА»

Корнев Игорь Александрович, аспирант кафедры физики твердого тела ФНБМТ СГУ

Кобец Александр Константинович, - инженер разрабатывающей лаборатории ООО НПФ «ЭТНА»

Исследована проблема защиты помещений подвижных средств городского и железнодорожного электрического транспорта от проникновения внутрь воздуха из окружающей среды. Проведены расчеты и описана энергетическая сторона влияния попадающего в салоны вагонов электрического транспорта воздуха из окружающей среды на работу систем обеспечения микроклимата. Предложены различные конструктивные варианты защиты дверей от проникновения внешнего воздуха.

1. Введение

В работе [1] авторами описана проблема создания максимально экономичных и многофункциональных систем климата для подвижных средств городского электрического и пригородного ж/д транспорта. При этом для некоторых видов транспорта (трамвай, троллейбус, вагоны так называемого «лёгкого метро») актуальной проблемой является значительное охлаждение воздуха на остановках. Детальное исследование потоков воздуха, протекающих через открытые двери транспортного средства, показало, что на компенсацию тепловых потерь воздуха через открытые двери на остановках затрачивается до 20 % всей тепловой энергии, выделяемой в системе отопления. Органичным решением данной проблемы представляется организация системы эффективных воздушных завес на тех транспортных средствах, в графике движения которых часты остановки и, следовательно, велика доля времени, в течение которого транспортное средство стоит с открытыми дверями. Данная статья является обобщением теоретического и практического опыта создания воздушных завес для салонов электротранспорта, которые сейчас успешно применяются на вагонах трамваев городского электрического транспорта.

2. Назначение, принцип работы и функции воздушных завес

Воздушной завесой принято называть определённым образом сориентированную струю воздуха, отделяющую объём воздуха с одними климатическими параметрами (температура, влажность, пыль/загрязнения) от другого. Тепловой завесой считается разновидность воздушных завес, в которой струя воздуха дополнительно подогревается для комфорта людей, оказавшихся в зоне работы завесы.

Завесы применяются там, где эффективное разделение двух сред невозможно другими способами. Тепловые завесы также позволяют обеспечить дополнительный обогрев помещения. Общий принцип работы воздушно-тепловой завесы показан на рис. 1.

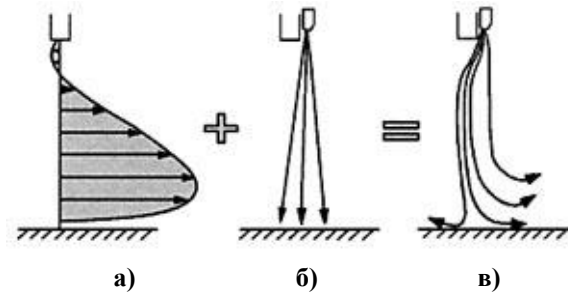


Рис. 1. Конфигурация поля скоростей проникающего в салон внешнего воздуха (а), направления движения потока воздуха от тепловой завесы (б) и распределение потоков проникающего в салон воздуха из окружающей среды под воздействием тепловой завесы (в).

3. Виды воздушных и тепловых завес

Воздушные завесы различаются по способу подачи воздуха, по способу организации нагрева, по расположению и типу воздушного канала.

По способу подачи воздуха завесы бывают централизованные и автономные на каждом проёме. В первом случае воздух раздаётся от централизованного нагнетательного устройства по каналам ко всем завесам в помещении, во втором – каждая завеса имеет своё нагнетательное устройство.

По способу организации нагрева воздуха промышленные завесы бывают без нагрева, с жидкостным нагревом, с электрическим нагревом.

В первом случае для нагрева воздуха обычно используют тепло охлаждающей жидкости транспортного средства, либо, для стационарных помещений, тепло воды системы центрального отопления. Мощность нагрева воздуха в тепловой завесе – один из важнейших экономических параметров, определяемых ещё на стадии проектирования завесы, о чём подробнее будет рассказано ниже.

По расположению тепловой завесы относительно проёма, завесы бывают вертикальные и горизонтальные, в свою очередь перекрывающие проём полностью или не полностью. Подробнее о преимуществах и недостатках каждой из этих конфигураций воздушных завес также будет сказано ниже.

4. Основные параметры воздушно - тепловых завес

4.1. Расход воздуха. Объёмный расход воздуха является самым важным параметром воздушной завесы, напрямую определяющим её эффективность. Чем он больше, тем она выше. Однако, принимая во внимания сложность и дороговизну высокопроизводительных нагнетателей воздуха, их высокое энергопотребление, а также, в случае с тепловой завесой, необходимость огромной мощности нагрева воздуха для обеспечения нормальной работы, становится очевидным, что слишком большой расход воздуха для воздушной завесы экономически не выгоден. Поэтому в каждом конкретном случае приходится искать компромисс между эффективностью тепловой завесы (защиты дверных проёмов, которую она обеспечивает) и ее энергопотреблением.

4.2. Скорость струи воздушной завесы. Наряду с расходом воздуха, скорость струи – важный параметр, который косвенно определяет эффективность завесы. Её соотношение с расходом воздуха, шириной струи и шириной/высотой проёма определяет эффективность и экономическую выгоду установки воздушно-тепловой завесы на конкретном дверном проёме.

4.3. Направленность струи воздушной завесы. Это - параметр, определяемый конструкцией воздухораспределительного устройства, от которого зависит дисперсия потока воздуха на протяжении высоты/ширины проёма. Он также сильно влияет на эффективность завесы. Здесь следует отметить, что, вообще говоря, завесы далеко не всегда проектируются с направлением потока воздуха, перпендикулярного проёму. Об особенностях направления пучка будет подробнее сказано ниже.

4.4. Мощность нагрева воздуха тепловой завесой – определяет температуру воздуха, выходящего из воздухораспределительного устройства и, в конце концов, комфортность людей при проходе через струю воздуха и нахождении рядом с ней.

4.5. Стоимость жизненного цикла изделия или комплекса изделий, входящих в систему воздушно-тепловых завес.

5. Особенности конструирования систем воздушно-тепловых завес

При проектировании комплекса завес для вагона подвижного средства городского электротранспорта следует исходить из компоновочных соображений, обусловленных:

- способом механизации открывания дверей (расположением привода по бокам дверного проёма либо сверху него);
- наличием или отсутствием в вагоне автоматической регулируемой моноблочной системы климата [2];
- шириной и высотой, количеством проёмов;
- возможностью разместить воздухораспределительные короба достаточного сечения.

При проектировании систем воздушных завес следует учитывать также следующие ограничения:

- для здоровья пассажиров на электротранспорте температура воздуха на выходе из них не должна быть меньше 36°C , иначе велик риск возникновения простудных заболеваний;

- при организации тепловой завесы с подачей воздуха сверху или снизу в распределяющий вертикальный канал сбоку от дверного проёма, необходимо, чтобы сечение этого канала было значительным (подробнее будет описано ниже). Для большинстве проёмов, встречающихся на транспортных средствах, его площадь должна быть не менее $0,02\div 0,25\text{ м}^2$ что достаточно трудно реализовать при плотной компоновке других механизмов транспортного средства (в первую очередь, механизмов открывания дверей);

- многие тангенциальные вентиляторы, используемые для стационарных тепловых завес, непригодны для применения на транспортных средствах, так как их длинные ажурные крыльчатки не выдерживают неизбежных на транспорте вибрационных и ударных нагрузок;

- уровень акустического давления вентилятора тепловой завесы, аэродинамический шум возникающий при движения с большой скоростью воздушных потоков через воздухораспределительное устройство и выходную щель воздуховода не должны превышать по уровню звуковое давление, создаваемое в салоне подвижного транспортного средства другими механизмами (в первую очередь, двигателем).

Рассмотрим некоторые спроектированные ООО НПФ «Этна» системы воздушно-тепловых завес для подвижных средств электрического транспорта и их особенности.

6. Система тепловых завес вагона трамвая с индивидуальными завесами-тепловентиляторами над дверным проёмом

В качестве одного из вариантов, реализованных специально для модернизируемых старых трамвайных вагонов, была спроектирована тепловая завеса (рис. 2.), аналогичная тепловым завесам, используемым обычно для защиты дверных проёмов производственных, торговых и складских помещений.

В отличие от последних конструкций, в ней были приняты специальные меры для обеспечения надёжной работы данной конструкции в условиях весьма значительного воздействия механических и климатических факторов, типичных для подвижных средств городского и железнодорожного транспорта.

В данном случае над дверными проёмами трамвая было достаточно места, вопрос об энергосбережении стоял не так остро, как необходимость защитить салон от холода с улицы. Поэтому перед разработчиками стояли в основном

технические задачи: обеспечение надежности работы примененного здесь решения:

- надежность функционирования вентилятора с тангенциальной крыльчаткой большой длины;
- обеспечение защиты от проникновения посторонних предметов внутрь устройства (поражения электрическим током);
- обеспечение термозащиты изделия;
- обеспечение электропрочности.

Главной же задачей являлось обеспечение мощной равномерной вертикальной струи воздуха, имеющей даже в районе пола скорость порядка 2±3 м/с.

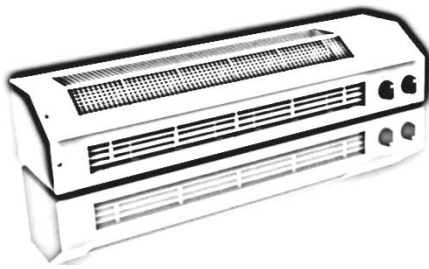


Рис. 2. Общий вид спроектированной воздушной тепловой завесы, используемой для модернизации трамвайных вагонов.

При этом были найдены основные технические решения, позволившие достигнуть нужных характеристик – большая площадь забора воздуха тангенциальным вентилятором, перенос нагревательного блока из зоны прямой досягаемости напротив выходного отверстия, применение двойного контура изоляции высоковольтной части электрической схемы.

7. Система тепловых завес вагона трамвая с централизованным моноблочным нагнетательно - нагревательным устройством.

В качестве одного из альтернативных вариантов была разработана централизованная система воздушных завес с основным блоком, обеспечивающим подачу и нагрев воздуха - моноблоком [2].

Воздух от него подавался по воздушным каналам в подкрышном пространстве трамвая, ответвления от которого к дверям и узкие воздушные каналы между приводом двери и наружной обшивкой салона и являлись направляющими устройствами для создания вертикальной струи воздушной завесы. Полная схема системы климата трамвайного вагона, в которую входила и описываемая система тепловых завес представлена на рис. 3:

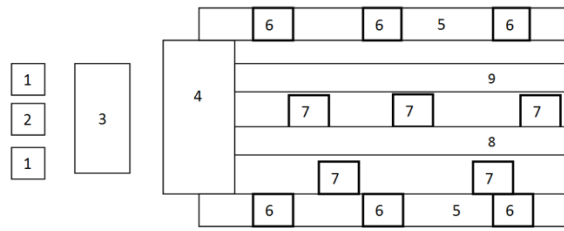


Рис.3. Схематическое изображение комплексной моноблочной системы климата трамвайного вагона: 1- отопители кабины, 2 – нагнетатель свежего воздуха, 3 – кондиционер кабины, 4 – моноблок отопления, вентиляции и кондиционирования салона, 5 – каналы тепловых завес, 6 – дополнительные нагнетательные блоки, 7 – отопители салона, 8 – канал забора рециркуляционного воздуха, 9 – канал подачи кондиционированного воздуха.

Внешний вид моноблока показан на рис. 4.

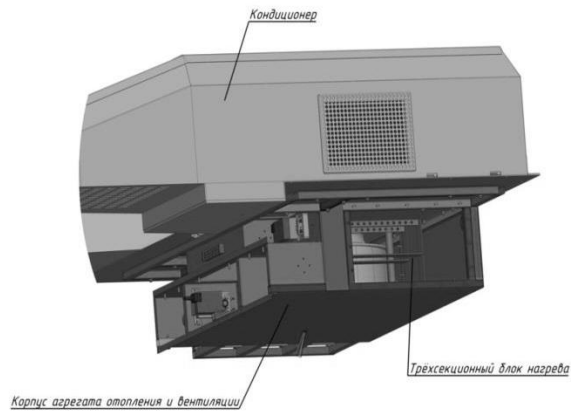


Рис. 4. Внешний вид главного моноблока отопления, вентиляции и кондиционирования салона, обеспечивающего в частности, работу системы тепловых завес.

Необходимость создания системы с такой компоновкой была, в частности, обусловлена тем, что в данной конфигурации трамвая [3] привод дверей расположен над их проёмами, и для воздушных каналов по бокам проёмов место так же не предусмотрено. В данном случае, перед разработчиками стояли две основные задачи:

- синтез соотношения расходов воздуха центральным воздухораспределительным устройством, мощности нагрева, ширины воздушного канала воздухораспределительного устройства и других параметров, которое было бы максимально экономически выгодным и достаточно комфортным для пассажиров (речь идёт о температуре выходящего из воздуховода воздуха не менее 36°С);

- исправление существенного недостатка данной компоновки системы воздушных завес – неравномерного выхода воздуха на разных дверях и неравномерной скорости потока воздуха на протяжении выходного отверстия каждой двери по длине трамвая.

Первая задача была решена с помощью методик, подробно описанных в части 2 настоящей работы. Важным техническим решением здесь является применение безынерционных нагревательных элементов на открытых спиралях [4-6], так как тепловые завесы включаются только во время открывания дверей, и нагревательные элементы на ТЭНах не успеют прогреться и дать воздух расчетной температуры даже к концу времени остановки транспортного средства. Элементы же на открытых спиралях успевают полностью нагреться за время, сопоставимое со временем раскрутки основного нагнетающего вентилятора - 2÷4 секунды, так что из воздухопроводов сразу идет теплый воздух. Также такой режим работы системы завес потребовал применения сравнительно быстродействующих сервоприводов соответствующих воздушных заслонок.

Вторая задача потребовала нахождения целого комплекса разнообразных технических решений:

- проведения комплекса работ по максимально возможной герметизации канала под крышей трамвая (иначе не удавалось получить достаточное избыточное давление внутри, и воздух из завесы не достигал нужной скорости 3÷3,5 м/с у пола салона);

- применение воздуховода переменного сечения, площадь которого уменьшалась после каждого ответвления на дверь, что позволило выровнять скорости и расходы воздуха по дверям;

- применение индивидуальных блоков компактных осевых вентиляторов, расположенных в воздушном канале напротив каждой из дверей салона, не влияющих на общий расход воздуха, но расположенных таким образом, что стало возможным получить практически равномерное распределение скорости воздуха по всей длине выходного отверстия. Как показали многочисленные эксперименты, установка пластин-дефлекторов внутри канала не может дать такого результата, так как создаваемое ими аэродинамическое сопротивление значительно снижает общий расход воздуха системой из-за значительных завихрений воздушного потока и потерь, ими обусловленных. Основным же назначением этих блоков вентиляторов являлось обеспечение поворота потока воздуха, проходящего вдоль всей длины вагона по распределительным воздуховодам.

В данном случае за счет этих блоков соответствующая часть воздуха направлялась от основного потока по центральным воздуховодам под прямым углом и в обход механизмов открывания дверей направлялась в коллиматорные щели, из которых теплый воздух с большой скоростью (9÷12 м/с) направлялся вертикально вниз. Это и создавало защитный поток в дверных проемах, препятствующий проникновению наружного воздуха.

8. Система тепловых завес вагона электропоезда с индивидуальными нагнетательно-нагревательными устройствами

Описанные выше два варианта организации воздушных тепловых завес позволяют организовать защиту дверных проемов в большинстве модификаций конструкции вагонов городского и железнодорожного электрического транспорта. Однако существуют варианты конструкции вагонов, в которых оба этих варианта конструкции воздушных тепловых завес применить невозможно. Это - варианты конструкции вагонов, в которых механизмы открывания дверей расположены непосредственно над дверными проемами, и где в надпотолочном пространстве отсутствует место для создания сквозных воздушных каналов вдоль всей длины вагона. Для таких конструкций в качестве альтернативы предложенным выше системам воздушных тепловых завес был предложен вариант, разработанный специально для электропоезда «Иволга», разработанного и выпускаемого Тверским вагоностроительным заводом.

В рамках этого варианта защита каждого дверного проема обеспечивалась (см. схематическое изображение на рис. 4) двумя независимыми вертикальными завесами («левой» и «правой»), воздух из которых выходил по всей высоте соответствующей боковой стороны дверного проема в близком к горизонтальному направлении. Каждая такая завеса (и «левая», и «правая») состояла из индивидуального блока нагнетания и нагрева воздуха и распределительного воздуховода [7-9].

Тепловые завесы «использовали» воздух, забираемый из верхней части вагона (там он чистый и при движении вагона с пассажирами нагретый до 20÷25°C). Этот воздух засасывался центробежным вентилятором индивидуального блока нагнетания и нагрева воздуха (БННВ), причем забор вентилятором воздуха осуществлялся через цилиндрический нагревательный модуль БННВ. При этом воздух нагревался примерно на 30°C и выбрасывался мощным высокоскоростным потоком через не показанный на рисунке поворотный воздухопровод в вертикальный распределительный воздухопровод переменного сечения.

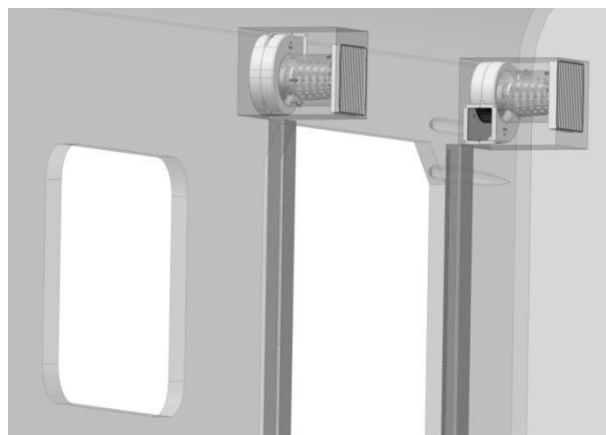


Рис. 5. Схематическое изображение системы тепловых завес для электропоезда «Иволга».

Конструкция распределительных воздухопроводов, синтез обеспечивающего равномерное распределение воздушных потоков их переменного сечения и формы коллиматорных щелей, задающих углы наклона воздушных потоков в вертикальном и горизонтальном направлении, подробно описаны во 2-ой части настоящей работы.

9. Заключение.

В представленной работе подробно описаны проблемы эффективной защиты дверных проемов подвижного состава городского и железнодорожного транспорта от холодного наружного воздуха.

Описаны принципы действия и основные параметры воздушных тепловых завес - устройств,

необходимых как для обеспечения комфортного проезда пассажиров, так и для минимизации затрат энергии на отопление.

Представлены разработанные НПФ «ЭТНА» различные варианты воздушных тепловых завес для городского и железнодорожного пассажирского электрического транспорта. Предложенные разработанные и выпускаемые предприятием 3 различных типа тепловых завес решают задачи эффективной и энергосберегающей защиты дверей вагонов самого различного типа и могут быть в дальнейшем использованы практически в любых вновь появляющихся моделях троллейбусов, трамвайных и железнодорожных вагонов.

Библиографический список

1. Буланов Д.В., И.А. Корнев, А.К. Кобец, А.С. Шаповалов. Синтез конфигурации систем климата для электрических транспортных средств// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. Вып. 22. 2015. С. 65-70.
2. Явчуновский В. Я. Эффективные пути снижения стоимости жизненного цикла комплектующих изделий электротранспорта// Протранспорт. Вып. 5. 2014.
3. Винокур Ф. Л., Иванов С. В., Явчуновский В. Я. Современные пути формирования систем обеспечения климата трамвайных вагонов для различных регионов РФ//Протранспорт. Вып. 2. 2015.
4. Козлов А.В., Шаповалов А.С., Явчуновский В.Я. Сравнительный анализ характеристик открытых спиралей и ТЭНов в составе электронагревательных приборов. Часть 1. Расчет тепловых полей в стационарных и нестационарных тепловых режимах// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. Вып. 15. 2008. С. 53-58.
5. Козлов А.В., Шаповалов А.С., Явчуновский В.Я. Сравнительный анализ характеристик открытых спиралей и ТЭНов в составе электронагревательных приборов. Часть 2. Экспериментальное исследование стационарных и нестационарных режимов// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. Вып. 15. 2008. С. 58-63.
6. Козлов А.В. Исследование нелинейных теплофизических характеристик открытых спиралей и трубчатых электронагревателей, реализуемых в нестационарных режимах их работы.// Естественные и технические науки. 2010 г. № 4, С. 41-45.
7. Устройство нагрева воздуха: пат. на изобретение №2557875 Рос. Федерация/ Безрукавный С. В., Корнев И. А., Тимофеев А. И.; патентообладатель НПФ «ЭТНА», заявл. 29.04.14, выд. 30.06.15 г., опубл. 27.07.2015, Бюл. № 21.
8. Устройство для создания воздушно - тепловой завесы вагона электротранспорта: пат. на полезную модель №ПМ143153 Рос. Федерация/ Безрукавный С. В., Корнев И. А., Тимофеев А. И.; патентообладатель НПФ «ЭТНА», заявл. 29.04.14, выд. 29.06.2014, опубл. 20.07.2014 г., Бюл. № 20.
9. Блок нагнетания и нагрева воздуха: пат. на пат. на полезную модель №ПМ143310 Рос. Федерация/ Безрукавный С. В., Корнев И. А., Тимофеев А. И.; патентообладатель НПФ «ЭТНА», заявл. 29.04.14, выд. 29.06.2014, опубл. 20.07.2014 г., Бюл. № 20.

COMPARATIVE ANALYSIS OF DIFFERENT CONFIGURATIONS AND OPERATION MODES OF AIR CURTAINS FOR PUBLIC ELECTRICAL TRANSPORT

PART 1. COMMON APPROACHES TO DESIGN OF AIR CURTAINS

D.V. Bulanov, I.A. Kornev, A.K. Kobets

The problem of defense from infiltrating the outdoor air in cabins of public electric transport was studied. Authors provide calculations and describe the energy aspect of getting outdoor air and its influence on climate-control system work. A variety of designs providing the defense from penetrating air were offered.

**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ И РЕЖИМОВ РАБОТЫ
ТЕПЛОВЫХ ЗАВЕС ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТРАНСПОРТНЫХ СРЕДСТВ
ЧАСТЬ 2. ПРОЕКТИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ ВОЗДУШНОТЕПЛОВЫХ ЗАВЕС ДЛЯ ВАГОНА
ПРИГОРОДНОГО ЭЛЕКТРОПОЕЗДА**

Д.В. Буланов, И.А. Корнев, А.К. Кобец

Саратовский государственный университет

Буланов Дмитрий Витальевич, начальник разрабатывающей лаборатории ООО НПФ «ЭТНА»

Корнев Игорь Александрович, аспирант кафедры физики твердого тела ФНБМТ СГУ

Кобец Александр Константинович, инженер разрабатывающей лаборатории ООО НПФ «ЭТНА»

Описаны подходы к проектированию системы воздушно-тепловых завес для вагона пригородного электропоезда, предназначенных для защиты салона пассажирского вагона от проникновения внутрь воздуха из окружающей среды. Проведены расчеты, необходимые для выбора параметров воздушно-тепловых завес и конфигурации входящих в них распределительных воздухопроводов. Окончательный выбор конфигурации распределительных воздухопроводов и их взаимного расположения проведен на основе экспериментальных исследований, позволивших довести эффективность тепловых завес до близкой к теоретически достижимой величины около 70%.

1. Введение

В работе [1] авторами описана проблема создания воздушно-тепловых завес для вагона пригородного электропоезда и других подвижных средств электрического транспорта. Показано, что для этих видов транспорта актуальной проблемой является значительное охлаждение воздуха на остановках. В настоящей работе проводятся расчеты, необходимые синтеза параметров тепловых завес, включая конфигурацию входящих в них распределительных воздухопроводов. Данная статья является обобщением теоретического и практического опыта создания воздушных завес для салонов электротранспорта, которые сейчас успешно применяются на вагонах трамваев городского электрического транспорта.

2. Расчет базовых параметров для салона вагона пригородного электропоезда.

В ходе работы авторами были произведены измерения переносов потоков воздуха через открытую дверь вагона из салона в окружающую среду и из окружающей среды в салон. Как следует из экспериментальных данных, теплый воздух выходит из салона в верхней части дверного проема, а холодный воздух входит в салон через нижнюю часть дверного проема. После усреднения большого количества измерений, была выявлена следующая приближённая картина распределения скоростей воздуха в дверном проёме в отсутствие ветра при средневзвешенной разнице температур между салоном и улицей 18°C (рис. 1).

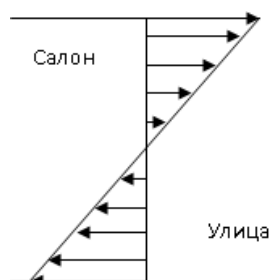


Рис. 1. Схематическое изображение потоков воздуха в открытом дверном проеме в отсутствие воздушной завесы.

На основании полученных данных был произведен расчет для системы воздушно-тепловых завес для вагона электропоезда «Иволга» разработки и производства Тверского вагоностроительного завода. Исходные параметры для расчета:

- размеры дверного проёма: 1200x2000мм;
- площади теплопередающих поверхностей вагона 208 м²;
- населенность салона – до 200 человек, следовательно, необходимость обновления воздуха в салоне – 1600 м³/ч;
- подача воздуха возможна только сбоку от дверного проёма, так как верхняя сторона дверного проёма отведена под механизм привода дверей, а под полом салона нет необходимого пространства для размещения завесы (кроме того, представляется нецелесообразным размещение коллиматорных щелей в области пола, поскольку внутрь завесы будет попадать пыль и грязь от обуви пассажиров);
- необходимо иметь возможность индивидуального включения воздушной завесы каждой из дверей, так как на остановке будут открываться не все двери, а только те двери, которые будут открываться «по требованию» пассажиров принудительно (нажатием кнопки);
- в летнее время система воздушных завес должна подавать воздух без его подогрева, дабы отделить внутренний объём, охлаждаемый кондиционером, от улицы.

Таким образом, была согласована компоновка воздушно-тепловой завесы с блоками нагнетания и нагрева воздуха, расположенными под фальш-потолком салона в непосредственной близости от верхних углов дверного проёма, и воздушными каналами, расположенными вертикально по бокам дверного проёма [1].

В процессе проектирования изначально рассматривался вариант единой тепловой воздушной завесы каждого дверного проема, с одним более мощным нагнетателем и одним воздухораспределительным воздухопроводом. Однако этот вариант был впоследствии отвергнут из-за

Таблица 1

невозможности размещения требующихся в этом случае более габаритного блока подачи и воздушного канала достаточного сечения под облицовками салона вагона электропоезда. Поэтому был выбран вариант установки на каждом дверном проеме двух («левой» и «правой») тепловых завес, направляющих потоки нагретого предварительно нагретого воздуха с двух сторон от дверного проема.

После принятия решения о конструкции встала задача синтеза конфигурации блока подачи и нагрева воздуха и воздухораспределительного устройства, наиболее эффективно и экономически выгодно исполняющего свои функции.

Авторы наиболее известных работ в области теории тепловых завес указывают [2-4] на то, что струя воздуха воздушной завесы для наибольшей эффективности должна быть направлена под определённым углом из помещения наружу. Причем, этот угол зависит как от многих из перечисленных выше параметров завесы, так и от разности давлений между помещением и окружающим воздухом.

Однако, в нашем случае площадь дверей очень велика для того объёма помещения и той производительности системы приточно-вытяжной вентиляции, что реализована в вагоне, в связи с чем можно считать, что после открывания дверей давление в вагоне сразу выравнивается с атмосферным давлением (на улице). Дальнейшие расчеты проводились именно с учетом этого упрощающего предположения.

Однако, и с учетом этого допущения адекватно рассчитать конфигурацию тепловой завесы не представляется возможным, так как задача расчёта получается зависимой от параметров струи воздушной завесы, а они на начальном этапе расчетов ещё не синтезированы.

В связи с этим было принято решение сначала найти параметры струи воздушной завесы, которая бы уверенно препятствовала проникновению сквозь неё струи наружного воздуха со скоростью до 0,5 м/с на половине ширины дверного проёма (0,6 м). А уже затем экспериментально найти ориентацию такой струи в пространстве, с тем, чтобы получить наиболее эффективную защиту от проникновения воздуха.

В данной системе присутствует ограничение сверху по расходу воздуха воздушной завесой, выше которого завеса становится экономически невыгодной (затрачиваемая на нее энергия превышает тепловые потери вагона в ее отсутствии). С целью определения этого ограничения рассчитаем максимально допустимый в данной ситуации расход воздуха.

Прежде всего, произведем расчет зависимости тепловых потерь салона электропоезда от температуры наружного воздуха с учетом теплопроводности через стены и необходимого обновления воздуха в салоне. Результаты расчета по методике, описанной в работе [1], представлены в табл.1:

<i>Температура окружающей среды, °С</i>	<i>Мощность тепловых потерь салона вагона, кВт</i>
+10	5,2
+5	10,5
0	15,1
-5	24,1
-10	31,3
-15	36,5
-20	41,7
-25	47,0
-30	52,2
-35	57,4
-40	62,7

Рассчитаем теперь описанным выше способом мощность тепловых потерь через двери без воздушных завес с учетом следующих типовых входных характеристик:

- средняя скорость воздуха через половину сечения двери - 0,15 м/с;
- площадь сечения трех дверей - 7,2 м²;
- расход воздуха через двери при разнице температур 18°С - 1950 м³/ч.

Тогда получим зависимость мощности естественных тепловых потерь от разницы температур между салоном и улицей, представленную в табл. 2 (с учетом того, что температура в салоне электропоезда должна поддерживаться на уровне 15°С):

Таблица 2

<i>Температура окружающей среды, °С</i>	<i>Естественный расход, м³/ч</i>	<i>Естественная мощность потерь, кВт</i>	<i>Экономия (из расчета эффективности завесы 60%), кВт</i>
+5	1083	3,89	2,3
0	1625	8,8	5,3
-5	2167	15,7	9,4
-10	2708	24,5	14,7
-15	3250	35,3	21,3
-20	3791	48,1	28,8
-25	4333	62,9	37,7
-30	4875	79,6	47,7
-35	5417	98,2	58,9
-40	5958	118,9	71,3

ПРИМЕЧАНИЕ: во всех расчетах в данной работе не учитывается зависимость плотности воздуха и его теплоёмкости от температуры, так как при таких изменениях температуры эти изменения не превышают единиц процентов.

Исходя из проведённого расчета, несложно оценить, сколько электроэнергии экономит система тепловых завес при различных температурах окружающего воздуха. Однако реальная экономия меньше, так как система тепловых завес сама по себе имеет значительное энергопотребление. Впрочем, часть воздуха из тепловой завесы не выбрасывается на улицу, а остаётся внутри

помещения, согревая его. Таким образом, учесть экономию электроэнергии от применения системы завес достаточно точно не представляется возможным, так как доля воздуха струи завесы, попадающая обратно внутрь вагона, сильно зависит от давления в салоне и угла, под которым направлена струя завесы. В зимнее время температура в г. Москва составляет в среднем - 6,2°С, таким образом, грамотно спроектированные воздушные завесы позволят сэкономить при открывании дверей на остановках в чистом виде около 11,5 кВт тепловой энергии (на каждую открытую дверь) и еще не менее 30% энергии блока нагрева самой тепловой завесы.

Оценочная зависимость экономии электроэнергии на один вагон в зависимости от суммарной мощности её блоков нагрева показана в табл. 3

Таблица 3

Мощность блока нагрева, кВт	Экономия, кВт
2	10,1
4	8,7
6	7,3
8	5,9
10	4,5
12	3,1
14	1,7
16	0,3
18	-1,1
20	-2,5
22	-3,9
24	-5,3
26	-6,7
28	-8,1

Из таблицы следует, что экономия электроэнергии (для рассмотренных выше параметров) возможна при мощности нагрева до 16 кВт. Исходя из таких соображений, определяем и расход воздуха каждой из вертикальных боковых завес по известной приближённой эмпирической формуле $3R_{нагрева} = Q/\Delta T$. В нашем случае температура воздуха на выходе из завесы должна быть не менее 36°С, следовательно, расход воздуха составит не более 1370 м³/ч. Принимая во внимание погрешности оценочного расчёта и необходимость покрыть экономией стоимости самой системы воздушно-тепловых завес, целесообразно ограничиться расходом воздуха на завесу с одной стороны двери порядка 1000 м³/ч.

3. Синтез конфигурации блока подачи и нагрева воздуха и воздухораспределительного воздуховода.

3.1. Выбор вентилятора и конструкции блока подачи и нагрева воздуха

В литературе [2-4] достаточно подробно описаны параметры типовых воздушных завес аналогичной конфигурации, эффективность которых близка к теоретически предельно достижимой (60÷65%). Существенным отличием расчета тепловой завесы

от расчета теплоventилиатора является необходимость получения требуемых значений импульса струи воздушного потока, и её начальной скорости.

Эффективные воздушные завесы имеют при близкой к описанной выше конфигурации дверного проёма скорость потока воздуха на выходе из канала [2-4] не менее 8 м/с.

Для создания такой скорости воздуха, а также преодоления побочных аэродинамических сопротивлений нагревательного блока и переходных каналов был выбран [1] вентилятор центробежного типа с загнутыми вперед лопатками в корпусе формы логарифмической спирали. Его напорная характеристика (зависимость расхода воздуха от аэродинамического сопротивления) представлена на рис. 2.

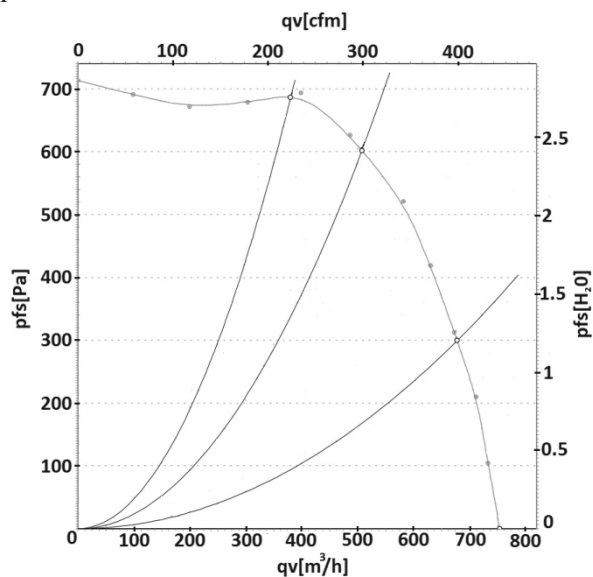


Рис.2. Напорная характеристика вентилятора EBM G2E180 EH 03-01.

Эта модель вентилятора имеет слабую зависимость расхода воздуха от давления в области давлений до 600 Па, что идеально подходит для создания большого избыточного давления в воздуховоде.

Очевидно, что тепловая завеса должна использовать рециркуляционный воздух, так как использование воздуха с улицы повлечет огромный перерасход электрической энергии на его нагрев, что соответствует описанной в [1, 5-7] компоновке.

Пространство под крышей вагона очень ограничено, задача защиты изделия от несанкционированного проникновения внутрь изделия в данном случае не стояла, поэтому была выбрана конструкция блока подачи и нагрева воздуха (БПНВ), в которой нагревательный элемент мощностью 2,5 кВт расположен на входе в вентилятор.

После выбора конструкции БПНВ, было принято решение экспериментально найти конфигурацию воздухораспределительного воздуховода и его выходных отверстий, которая надёжно перекрывала бы половину площади дверного проёма, используя в качестве источника воздуха данную модель

вентилятора. Для этого были намечены два этапа экспериментальной работы:

- поиск конфигурации воздуховода и его выходных отверстий, обеспечивающей равномерный выход воздуха по всей высоте воздуховода, максимальный интегральный расход воздуха через данный воздуховод и, как критерий эффективности, максимальную скорость воздушного потока на расстоянии 600 мм от выходного отверстия;

- поиск положения воздухопроводов относительно дверного проёма, обеспечивающего наилучшую теплоизоляцию проёма с помощью воздушной завесы.

3.2. Определение оптимальной конфигурации воздуховода

Поиск оптимальной конфигурации воздуховода был проведён экспериментально, в ходе проведенных экспериментов были решены следующие задачи:

- поворот струи воздуха на выходе из воздуховода - от вертикального движения струи по воздуховоду к струе воздуха, направленной практически горизонтально вдоль плоскости дверного проёма;

- выравнивание скоростей воздушного потока по всей длине выходного отверстия воздуховода;

- поиск параметров выходных отверстий и направляющих элементов, формирующих воздушный поток, обеспечивающих наибольшую скорость движения струи воздуха на расстоянии 600 мм от выходного отверстия.

В ходе исследований были выявлены следующие общие закономерности, компромисс между проявлениями которых и есть оптимальная в данном случае комбинация геометрических параметров воздуховода:

- сечение воздуховода для достижения равномерного распределения скоростей потока по выходному отверстию должно быть переменным, так как иначе наибольшая часть воздуха будет выходить из воздуховода в его нижней части;

- для обеспечения выхода воздуха из верхней трети длины выходного отверстия распределительного воздуховода, выходное отверстие не должно начинаться в начальной части воздуховода. В воздуховоде должна быть сформирована некая «разгонная» область, в которой воздух распределяется по его объёму после нагнетания в воздуховод вентилятором. В случае данного дверного проёма высотой 2000 мм эта часть должна быть длиной не менее 200 мм.

- поперечное сечение воздуховода не должно быть меньше площади выходного отверстия, а желательно – значительно больше него, так как от этого зависит соотношение скоростей движения воздуха вниз по воздуховоду и из воздуховода наружу. Невозможно повернуть воздушный поток на 90 градусов в воздуховоде, воздух по которому движется с большой скоростью (в данном случае порядка $15 \div 20$ м/с). Эта закономерность накладывает существенные ограничения на компоновку воздухопроводов внутри салона.

- для обеспечения выхода воздуха под углом 90 градусов к вертикальной оси воздуховода, на каждом его выходном отверстии должно располагаться направляющее устройство, состоящее из двух вертикальных пластин, проходящих вдоль всего отверстия, и множества горизонтальных пластин между ними, расположенных на расстоянии не более $1,5 \div 2$ величин ширины выходного отверстия друг от друга. Такое устройство формирует концентрированную воздушную струю, направленную горизонтально. Ширина выходного отверстия воздуховода окончательно определялась на 2 этапе.

По итогам экспериментальных исследований на 1 этапе была синтезирована конструкция воздуховода, обеспечивающая:

- равномерную по всей длине выходного отверстия скорость выходящего воздуха, направленного перпендикулярно выходному отверстию;

- минимальную дисперсию струи воздуха по мере удаления от выходного отверстия;

- скорость воздуха на расстоянии 600 мм от выходного отверстия порядка 3 м/с, что должно обеспечивать достаточную эффективность воздушной завесы [2-4].

Примерная конфигурация выходных окон распределительного воздуховода, синтезированная по итогам проведенных экспериментальных работ, приведена на рис.3. Как показали дальнейшие исследования, такая конфигурация обеспечила заданные характеристики тепловой завесы, необходимые для эффективной защиты дверей вагона (см. раздел 3.3 настоящей работы).

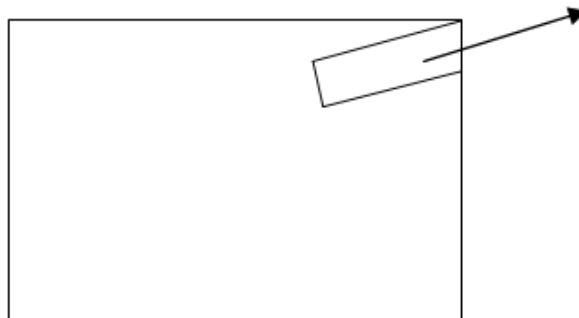


Рис. 3. Схематическое изображение конфигурации выходных окон распределительного воздуховода (поперечное сечение).

3.3. Поиск положения распределительных воздухопроводов относительно дверного проёма.

Для проверки эффективности работы воздушных завес был проведен натурный эксперимент, в котором были смоделированы разделенные друг от друга дверным проёмом объёмы с различной температурой. Внутреннее, более теплое пространство имело объём, равный объёму трети вагона пригородного электропоезда (в типовой конструкции вагона - 3 двери). Внутри него были размещены электронагреватели.

В ходе эксперимента дверной проём закрывался, затем внутри включались нагреватели и

выдерживалось время до достижения теплового равновесия с внешним объёмом, обусловленное теплопроводностью стенок. После этого дверной проём открывался, и одновременно включались тепловые завесы. Фиксировалось время установления теплового равновесия с внешним объёмом и установившаяся температура во внутреннем объёме после открывания проёма. Пути внешнего холодного и внутреннего горячего воздуха визуализировались с помощью дымогенератора. По результатам исследований стали ясны некоторые общие закономерности, которые в совокупности с описанными выше позволяют расположить воздухораспределительные воздуховоды наиболее оптимальным образом:

- потоки воздуха от воздушных завес, направленные строго друг на друга параллельно плоскости дверного проёма, «гасят» скорости друг друга в его центральной части, освобождая проход для холодного воздуха; поэтому потоки воздуха нужно направлять под небольшим углом наружу относительно плоскости дверного проема;

- наиболее важным является получение значения импульса воздушного потока (не ниже заданного) именно в нижней части дверного проёма (что позволяет немного уменьшить сечение воздушного канала, пожертвовав в разумных пределах равномерностью распределения потока воздуха по высоте);

- увеличение угла направления воздушного потока наружу из дверного проёма более чем на $17\div 20^\circ$ влечет за собой ухудшение общей эффективности системы, так как создаются условия для выхода забираемого завесами воздуха салона

наружу и потери его тепловой энергии (см. выше). Холодный воздух при этом заходит внутрь в образовавшиеся между воздушными завесами и проёмом треугольные горизонтальные области;

- направление струи воздушной завесы внутрь дверного проёма ухудшает эффективность воздушных завес, так как струя воздуха завесы как бы засасывает за собой холодный воздух, который стремится внутрь объёма помещения около пола;

- уменьшение ширины выходного отверстия (относительно найденной на первом этапе оптимальной величины, обеспечивающей максимальный расход воздуха через завесу), также нежелательно. Оно, правда, несколько увеличивает скорость воздуха в боковых областях дверного проёма, однако влечет сильное ухудшение эффективности тепловой завесы в его центральной части.

4. Выводы

На основе найденных закономерностей, была синтезирована конфигурация самих воздушных каналов и их положение в пространстве, обеспечивающие наилучшую энергетическую эффективность выбранного на основе расчетов блока нагнетания и нагрева воздуха. Эта конфигурация позволяет приблизиться к максимально эффективной для воздушных завес величине коэффициента отражения проходящего воздуха порядка 70%, и в то же время сама по себе является наиболее экономически выгодной не только по экономии электроэнергии, но и по стоимости жизненного цикла системы в целом и комфортности проходящих мимо воздушных завес пассажиров.

Библиографический список

1. Буланов Д. В., Корнев И. А., Кобец А. К. Сравнительный анализ различных конфигураций и режимов работы тепловых завес для электрических транспортных средств. Часть 1. Общие подходы к проектированию тепловых завес // Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып. 22. 2015. С.76-80.
2. Никулин М. В. Теплообмен струи воздушной завесы // Гидромеханика отопительно-вентиляционных устройств: Межвуз. сб. Казань: КИСИ, 1989.
3. Стронгин А. С., Никулин М. В. Новый подход к расчету воздушно-тепловых завес // Строительство и архитектура: Сер. изв. ВУЗов. 1991. № 1.
4. Никулин М. В., Савин В. К., Стронгин А. С. Экспериментальные исследования теплообмена струй воздушных завес // Гидромеханика отопительно-вентиляционных устройств: Межвуз. сб. Казань: КИСИ, 1991.
5. Дискин М. Е. К вопросу о расчете воздушных завес // АВОК. 2003. № 7. С. 58—64.
6. Устройство нагрева воздуха: пат. на изобретение №2557875 Рос. Федерация/ Безрукавный С. В., Корнев И. А., Тимофеев А. И.; патентообладатель НПФ «ЭТНА», заявл. 29.04.14, выд. 30.06.15 г., опубл. 27.07.2015, Бюл. № 21.
7. Устройство для создания воздушно - тепловой завесы вагона электротранспорта: пат. на полезную модель №ПМ143153 Рос. Федерация/ Безрукавный С. В., Корнев И. А., Тимофеев А. И.; патентообладатель НПФ «ЭТНА», заявл. 29.04.14, выд. 29.06.2014, опубл. 20.07.2014 г., Бюл. № 20.
8. Блок нагнетания и нагрева воздуха: пат. на пат. на полезную модель №ПМ143310 Рос. Федерация/ Безрукавный С. В., Корнев И. А., Тимофеев А. И.; патентообладатель НПФ «ЭТНА», заявл. 29.04.14, выд. 29.06.2014, опубл. 20.07.2014 г., Бюл. № 20.

COMPARATIVE ANALYSIS OF DIFFERENT CONFIGURATIONS AND OPERATION MODES OF AIR CURTAINS FOR PUBLIC ELECTRICAL TRANSPORT PART 2. DESIGN OF AIR CURTAINS SYSTEM FOR COMMUTER TRAINS

D.V. Bulanov, I.A. Kornev, A.K. Kobets

The approaches to design systems of air and air-heating curtains for commuter trains for defense the passenger cabine from infiltration the environment air inside were described. Authors calculated parameters of air-heating curtains and its air-distributing ducts. The final choose of distributing ducts configuration and it's mutual arrangement was made based on experimental study and allowed to raise efficiency of curtains up to theoretical limit about 70%.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СУПЕРКОНДЕНСАТОРОВ В СИСТЕМАХ ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ И ОБЕСПЕЧЕНИЯ АВТОНОМНОГО ХОДА ПОДВИЖНЫХ СРЕДСТВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА

И. А. Корнев, А. В. Скрипаль, Д. А. Усанов

Саратовский государственный университет

Корнев Игорь Александрович, аспирант кафедры физики твердого тела ФНБМТ СГУ

Скрипаль Александр Владимирович, д.ф.-м.н., профессор кафедры физики твердого тела ФНБМТ СГУ

Усанов Дмитрий Александрович, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой физики твердого тела ФНБМТ СГУ

Рассмотрены основные проблемы создания накопителей энергии на основе комбинации аккумуляторных батарей и батарей суперконденсаторов. На основе рассмотрения специфики работы электрических транспортных средств с транзисторным приводом сформулированы основные проблемы взаимодействия аккумуляторов и суперконденсаторов, намечены пути схемного решения этих проблем. Учтены вопросы, возникающие при взаимодействии накопителей энергии на основе комбинации аккумуляторов и суперконденсаторов с остальным электрооборудованием подвижных средств электрического транспорта.

Введение

В данной работе показано, что решение двух наиболее актуальных проблем современного электротранспорта - увеличения автономного хода и максимальной экономии энергии за счет ее рекуперации и накопления - может быть наиболее рациональным образом построено на использовании комбинированных накопителей энергии, состоящих из суперконденсаторов (далее по тексту - СК) и аккумуляторных батарей (АБ). В настоящей части работы предлагаются подходы к созданию схем на их основе, обеспечивающих решение многофакторной задачи взаимодействия этих устройств между собой и с другими электрическими устройствами троллейбуса, потребляющими и генерирующими электроэнергию (электродвигателем, блоками тормозных резисторов и т.д.), а также с контактной сетью и подстанциями.

Соответствующие исследования не проводились ни в части организации взаимодействия в рамках единой схемы СК и аккумуляторных батарей (АБ), ни тем более в части их взаимодействия с другими электрическими аппаратами троллейбуса и контактной сетью.

В этой связи в настоящей работе обсуждается сущность этих проблем и рассматриваются основные подходы к их решению.

1. Обоснование проблемы.

Частые энергетические кризисы, постоянный, опережающий другие источники энергии, рост цен на углеводородные источники энергии, сбой в их поставках, более низкий коэффициент полезного действия двигателей, работающих на жидком и газовом топливе, бурно нарастающий рост показателей потребности углеводородного топлива к их запасам являются главными причинами перехода на электрические источники энергии. Немаловажную роль при этом играет и экологическая сторона проблемы.

По мнению большинства экспертов, будущее автомобилестроения - за электрическими видами транспорта.

В рамках этой тенденции следует отдельно отметить проведение мировыми флагманами автомобилестроения в США, Японии, Германии, Франции, Китае и Корее, а также в нашей стране

интенсивных разработок по созданию транспортных средств массового спроса, работающих на электрической тяге. Основной задачей при создании электромобилей и электробусов является изготовление мощных и ёмких накопителей энергии и зарядных электростанций.

При этом необходимо отметить, что промежуточным транспортным средством между автобусом и электробусом должен, очевидно, стать троллейбус с большим автономным ходом, который и при массовом использовании электробусов будет применяться по причине экономической целесообразности, так как, по оценкам экспертов, всегда будет дешевле электробусов. На первом этапе появления электробусов функции зарядных станций могут выполнять существующие контактно-кабельные линии городского электрического транспорта.

В качестве альтернативы контактными сетям и в дополнение к ним в мире в настоящее время распространены три вида возможных источников автономного энергоснабжения электрических транспортных средств: аккумуляторы (наилучшие показатели обеспечивают литий-ионные аккумуляторы - далее по тексту ЛИА), суперконденсаторы (СК) и дизель-электростанции (ДЭ). Однако все эти источники не нашли пока широкого применения по следующим причинам.

СК быстро заряжаются и быстро разряжаются, поэтому электробусы не могут удалиться от зарядной станции более, чем на 2÷3 км.

Дальность поездки электробусов на ЛИА без подзарядки многократно больше - примерно 150÷180 км. Однако сами электробусы характеризуются высокой стоимостью - примерно 500÷700 тыс. долларов США. Вес самой батареи составляет 3,5 т, а время зарядки большими токами - 1,5÷2 часа, что требует развитых мощных электрических кабельных линий.

При использовании электробусов с ДЭ принципиально неразрешимой представляется экологическая сторона проблемы (снижения выбросов в атмосферу). Кроме того, они малоэффективны с энергетической точки зрения.

Известны пути повышения КПД сжигания дизельного топлива (на этапе преобразования энергии сжигания топлива в механическую

энергию) за счет выбора «правильной» скорости вращения. Однако этот эффект практически полностью нивелируется за счет потерь при преобразовании механической энергии в электрическую.

Поэтому основные усилия исследователей направлены именно на создание эффективных и емких электрических накопителей энергии. Исследования в этой области постоянно продолжаются, количество выпускаемых электрических средств год от года увеличивается, и параметры их быстро улучшаются.

Основные же вопросы применения накопителей энергии на транспорте на данном этапе научно-технического развития связаны с обоснованием и выбором источника энергии, а также режимами его функционирования. Большой прорыв в этом направлении начался с открытия в начале этого века высоких показателей проводимости у железо-фосфата лития в совокупности с нанотехнологиями нанесения на катод углерода. Во многом, именно благодаря этому, открылись новые перспективы в развитии электромобилестроения.

2. Преимущества внедрения электротранспорта с возможностью автономного хода.

Троллейбус с возможностью автономного хода позволяет:

- проезжать специальные части контактной сети (стрелки, пересечения) на большой скорости с опущенными токоприёмниками, что, в свою очередь, позволяет убрать контактную сеть и её специальные части с отдельных улиц и площадей;
- продлить существующие троллейбусные маршруты;
- расширить троллейбусную маршрутную сеть за счёт возможности передвижения от одной троллейбусной линии к другой.

При этом автобусы на маршрутах, имеющих частично общую трассу с троллейбусами, можно заменить троллейбусами.

3. Развитие систем управления движением троллейбусов.

Как известно [1-4], питание троллейбусов осуществляется от контактной сети 550В постоянного тока. В связи с этим, до недавнего времени в отечественных троллейбусах использовались коллекторные тяговые двигатели постоянного тока.

До недавнего времени существовали три метода управления коллекторным электродвигателем - изменение напряжения на якоре, изменение сопротивления цепи якоря, изменение потока возбуждения. Обычно на подвижном составе использовались два, иногда три способа. Рассмотрим подробнее работу не имеющих электроники систем управления тяговыми электродвигателями (ТЭД).

Имея несколько двигателей, можно регулировать напряжение на них, изменяя схему соединения. Если при напряжении в контактной сети 600 вольт соединить два двигателя последовательно, то на каждый придёт по 300 вольт, если же

параллельно, то напряжение удвоится и составит 600В, следовательно, через какое-то время удвоится и скорость транспортного средства. Такой метод экономичен (не используется никаких дополнительных аппаратов, кроме выполняющих переключение контакторов) и поэтому применяется в основном на электровозах, где установлено много мощных двигателей.

Второй метод регулирования [4] - изменение сопротивления якорной цепи — осуществляется вводом в цепь якоря балластных сопротивлений, объединённых в пусковой или, в случае, если на транспортном средстве имеется динамическое торможение, пуско-тормозной реостат. Реостат может быть выполнен как отдельными резисторами, которые переключаются с помощью контакторов, так и единым аппаратом.

Ввиду того, что при реостатном пуске энергия рассеивается на реостате в виде Джоулева тепла, этот вид пуска считается неэкономичным. Кроме того, нагрев резисторов может привести к их перегоранию.

Третий метод регулирования - ослабление потока возбуждения двигателя. Число оборотов двигателя постоянного тока обратно пропорционально напряжению обмотки возбуждения, поэтому при его уменьшении число оборотов растёт. Так как на электротранспорте возбуждение двигателей чаще всего последовательное, то для ослабления потока параллельно обмотке возбуждения подключаются резисторы или иные шунтирующие устройства - часть тока проходит по ним в обход обмотки возбуждения, против ЭДС якоря падает, при этом якорный ток и частота вращения растут. Из-за ухудшения коммутации (повышения искрения) на коллекторе при работе на ослабленном возбуждении, особенно на переходных режимах, этот способ регулирования используется только тогда, когда диапазон других методов регулирования уже закончился - реостат выведен, а для перехода на следующее соединение слишком мала скорость либо соединение последнее. Доля тока, проходящего по обмотке возбуждения, называется коэффициентом возбуждения: если 36 % тока проходит по обмотке, а 64 % по шунтам, то это называется ослаблением возбуждения до 36 %.

После изобретения в 70-х годах мощных электронных коммутирующих устройств, их начали активно внедрять в силовые электрические цепи на производствах и на транспорте.

Суть электронного управления [5] сводится к тому, что электронные ключи путем коммутации с высокой частотой нагрузки и источника питания могут гибко изменять среднее действующее значение напряжения на нагрузке, которой в данном случае является тяговый двигатель. Как правило, для этого используется широтно-импульсная модуляция. Также такие устройства могут модулировать трехфазные цепи, имея в качестве источника цепь постоянного тока. Это даёт возможность отказаться от двигателей постоянного

тока в пользу асинхронных двигателей, со всеми их преимуществами.

Для полноценной имитации трехфазного источника питания в современных городских электротранспортных средствах используется т.н. "схема с тремя параллельными полными мостами" на двенадцати электронных ключах, которая при работе на активно-индуктивную нагрузку, которой являются тяговые электродвигатели, позволяет управлять скоростью транспортного средства. Общий вид силовой части такой схемы показан на рис.1.

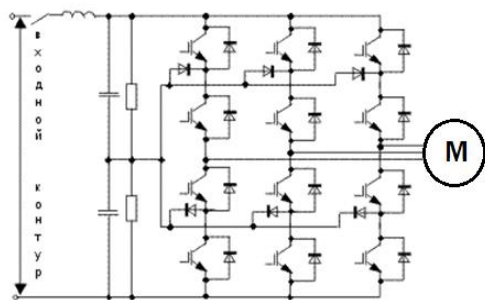


Рис. 1. Схема на трех параллельных полных мостах.

Очень важным преимуществом данной электронной схемы является возможность передачи электрической энергии от нагрузки к питающей сети постоянного тока [5] при переходе двигателя в режим генерации (при торможении транспортного средства). В качестве ключей могут быть использованы тиристоры, МДП (МОП)-транзисторы или БТИЗ (IGBT)- транзисторы. Сигналы на них подаются генератором импульсов блока управления. Контроллеры привода (инверторы) такого типа применяются на большинстве современных троллейбусов.

4. Выбор параметров накопителя энергии.

В контексте создания накопителей энергии на основе комбинации аккумуляторов и суперконденсаторов, обеспечивающих наибольшую экономию энергии на электротранспорте, следует учитывать и иные особенности (специальные характеристики) входящих в состав этих накопителей элементов.

Известно, что сегодня в мире наиболее применяемым автономным источником энергии в транспортных средствах становятся батареи литий-ионных аккумуляторов. Очевидно, что именно их и нужно использовать при создании рассматриваемых комбинированных (комплексных) накопителей энергии.

Современные технологии позволяют в батареях литий-ионных аккумуляторов достигать удельной ёмкости свыше 100 Вт*ч/кг [6] и при этом избавиться от большинства недостатков, присущих предыдущим поколениям элементов питания. Однако, технология производства литий-ионных батарей и сегодня подразумевает некие серьёзные ограничения, влияющие на их применение в городском электротранспорте, а именно:

- значительное снижение их эффективности (отношения получаемой от них при разряде энергии к энергии, затрачиваемой на их зарядку) при низких температурах окружающей среды;
- ограниченное количество циклов заряда/разряда, и сильная зависимость реализуемого числа этих циклов от средней глубины разряда в процессе срока жизни;
- сильную зависимость ресурса батареи от напряжения на конечном этапе зарядки, необходимость очень точного контроля напряжения зарядного устройства (ЗУ) или иного источника энергии, резкое снижение эффективности зарядки на её конечном этапе;
- невозможность зарядки большими токами - величинами тока, большими выраженной в ампер-часах ёмкости, как минимум, в массовых, относительно недорогих моделях батарей;
- ограниченную отдачу тока, необходимость встроенной защиты в виде сопротивлений с положительным температурным коэффициентом и других электронных активных средств защиты.

Получившие также широкое распространение суперконденсаторы (СК) на сегодняшний день не могут самостоятельно применяться непосредственно в качестве накопителей энергии - в качестве основного источника автономного хода электротранспорта, так как обладают значительно меньшей удельной ёмкостью (всего около 5÷8 Вт*ч/кг). Однако, по аналогии с уже получившими распространение комбинированными источниками электроэнергии, они могут в значительной мере восполнить недостатки основной тяговой батареи литий-ионных аккумуляторов, если их установить в комбинации с ними на транспортном средстве.

Основные преимущества СК с точки зрения использования их в городском электротранспорте уже достаточно хорошо исследованы. К ним относятся:

- большая мощность в режимах зарядки и отдачи энергии;
- прямая зависимость напряжения от количества запасенной энергии;
- они лучше всего работают именно при низких температурах, когда потребление тока электрическим транспортным средством максимально;
- СК характеризуются большим эксплуатационным ресурсом – не менее 50000 циклов заряда - разряда;
- и, наконец, они имеют возможность разряда до нулевого напряжения, при этом уровень их зарядки в процессе эксплуатации практически не влияет на их срок службы и количество реализуемых в процессе эксплуатации циклов заряда - разряда.

К основным недостаткам СК следует отнести:

- низкое напряжение ячейки (2,5÷2,7В на серийных ячейках), снижение срока службы конденсатора при его повышении;
- изменение напряжения при работе в широких пределах;

- ухудшение характеристик, ресурса и надежности с ростом температуры, особенно выше 40°C.

Таким образом, наиболее выгодной концепцией применения СК на городском электрическом транспорте является применение СК (батарей СК) в качестве небольшого по ёмкости, но мощного накопителя, используемого совместно с аккумуляторными батареями (в комплексе с ними). Такой накопитель будет максимально выгодно использовать энергию рекуперативного торможения собственно транспортного средства, а также других транспортных средств, находящихся в данный момент на участке тяговой подстанции. При этом он позволит снизить нагрузку на контактную сеть при разгоне транспортного средства и его движении на подъём, а также значительно продлит ресурс тяговой батареи.

Для удовлетворения этим требованиям, накопитель энергии на основе СК должен иметь ёмкость, позволяющую полностью (с некоторым запасом) перевести энергию торможения транспортного средства в электрическую энергию. И, кроме того, он должен работать с напряжениями и токами, характеризующими работу тягового двигателя в режиме генерации.

Вычислим количество энергии, выделяющееся при торможении, например, троллейбуса с его практически максимальной скоростью в городском цикле - 60 км/ч. Масса современных троллейбусов в загруженном состоянии составляет около 20 тонн. Таким образом, кинетическая энергия в начале торможения составит примерно 3МДж или, по несложной формуле ($1 \text{ кВт} \cdot \text{ч} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж}$) – около 1кВт*ч.

С учётом потерь на трение и потерь в электрических цепях, можно считать, что накопитель СК ёмкостью 2 кВт*ч обеспечит рекуперацию энергии торможения троллейбуса полностью, даже без применения на торможении колёсных тормозов троллейбуса. Последнее нежелательно, поскольку приводит к «чистой» потере энергии. Анализ рынка существующих недорогих суперконденсаторных элементов показывает, что вес ячеек такого накопителя составит около 200 кг, а стоимость - около 1000 долл. США. Пиковый ток зарядки/разрядки этих накопителей может достигать 10000 А.

Один из авторов настоящей работы участвовал в разработке используемого для гашения энергии торможения блока тормозных резисторов (на котором гасится - преобразуется в тепло энергия, выделяемая двигателем троллейбуса в режиме генерации). Полученные в ходе тягово - энергетических испытаний характеристики блоков тормозных резисторов свидетельствуют, что на существующих моделях троллейбусов двигатель в режиме генерации формирует при экстремальном торможении напряжение до 770В. При этом на типовом блоке резисторов сопротивлением 1,8 Ом ток в максимуме (в начале экстремального торможения) достигал значения 420А. Таким образом, комплект суперконденсаторов и

встроенная в модуль накопителя энергии электронная схема должна без значительного выделения тепла допускать зарядку с мощностью до 320 кВт.

Среди прочих требований, предъявляемых к накопителям энергии и входящим в них суперконденсаторам, следует отметить возможность их работы в диапазоне температур от -40 до + 40°C, стойкость к механическим воздействиям по группе М 29 ГОСТ 17516.1, возможность оперативной замены какой-либо вышедшей из строя (или значительно ухудшившей свои параметры) ячейки. По предварительным данным, использование СК в таких условиях не должно приводить к их ускоренному выходу из строя.

5. Техническая реализация.

Низкое рабочее напряжение, его изменение в широких пределах при работе ячейки требует использования преобразователя напряжения с функцией стабилизатора, так как при разряде напряжение на обкладках конденсатора изменяется в широких пределах. Построение преобразователя напряжения для подключения нагрузки и зарядного устройства являются нетривиальной задачей.

Именно сложностью с построением преобразователя и стабилизатора (рис. 2) можно объяснить тот факт, что суперконденсаторы, серийный выпуск которых был начат еще в 70-х годах XX века, только сейчас стали широко использоваться в самых разных областях. Однако батареи суперконденсаторов ввиду их весьма высокого ресурса уже применяются в городском электрическом транспорте. Пока самым удачным из реализованных проектов внедрения суперконденсаторов можно считать новые троллейбусы российского производства модели «Мегаполис» (ЗАО «Тролза»), вышедшие недавно на улицы Москвы.

При прекращении подачи напряжения в контактную сеть или же при «слетании» токоъемников троллейбус может проехать на небольшой (порядка 15 км/ч) скорости несколько сотен метров в место, где он не будет мешать движению на дороге. Источником энергии при таких маневрах для него является батарея суперконденсаторов.

Хорошие суперконденсаторы способны выдержать сотни тысяч циклов заряда-разряда. Но, как и у электролитических конденсаторов, у суперконденсаторов имеется проблема старения из-за постепенной утечки электролита и химической деградации при высоких температурах и близких к предельному рабочим напряжениям. Пока сколько-нибудь полной статистики выхода из строя суперконденсаторов по данной причине не накоплено, но по косвенным данным, срок службы суперконденсаторов можно приблизительно оценить величиной 15 лет.

Однако, для продолжения функционирования накопителя при изменении параметров какой-то из ячеек необходимо вводить в состав накопителя энергии на суперконденсаторах балансную схему, которая выравнивала бы напряжение на ячейках

батареи. При этом предпочтительнее активные балансные схемы, более сложные, но и более энергоэффективные. В такие схемы взамен резисторов, обеспечивающих перетекание тока от более заряженной ячейки к менее заряженной (и, тем самым, постоянно расходующей энергию), встроены компараторы напряжения, которые сравнивают напряжение на ячейках и соединяют их особым образом лишь тогда, когда есть такая необходимость. Также нужна схема, ограничивающая ток зарядки суперконденсаторного накопителя.

Анализ литературных источников [3] показывает, что существуют также импульсные DC-DC преобразователи, позволяющие непрерывно поддерживать напряжение на выходе разряжающегося СК-накопителя на требуемом уровне, с КПД не менее 90%. Основные элементы гибридного накопителя энергии, его функциональная электрическая схема показаны на рис. 2.

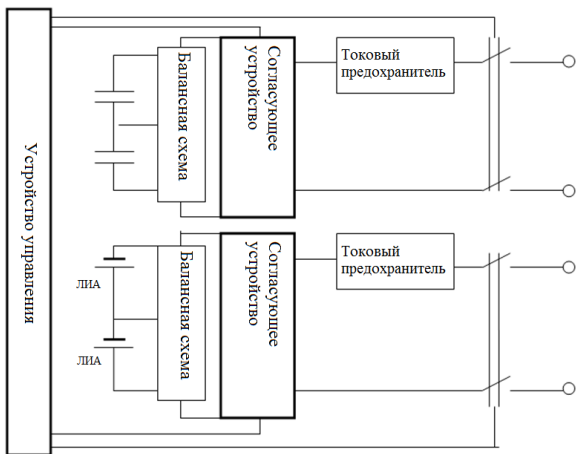


Рис.2. Функциональная схема гибридного накопителя энергии.

Устройство управления в зависимости от режима движения подключает накопитель к остальным частям силовой электрической цепи троллейбуса, а так же генерирует сигналы широтно-импульсной (ШИМ) модуляции для задания режимов заряда/разряда различных частей накопителя.

Однако, при проектировании подходящего преобразователя, необходимо учитывать взаимодействие огромной электрической ёмкости конденсаторов с ключами и индуктивностями при ШИМ-модуляции коммутирования накопителя с остальной частью схемы. Также, эффективность передачи энергии в суперконденсаторах и их ёмкость сильно зависят от частоты. Эти вопросы требуют дальнейшего тщательного изучения, однако примеры [7] удачного конструирования преобразователей для других задач говорят о принципиальной возможности внедрения удовлетворяющего всем требованиям преобразователя-стабилизатора и на городском электротранспорте.

Рассмотрев вышеуказанные факты, можно сделать несколько важных выводов о пользе применения устройств на основе

суперконденсаторов в современных средствах электрического транспорта.

Во-первых, оправданно применять именно суперконденсаторы для обеспечения проезда специальных участков контактной сети (в частности, нейтральных вставок) и обеспечения маневренности при обесточивании тяговых подстанций, что уже успешно внедряется в современных моделях троллейбусов.

Во-вторых, использование модулей суперконденсаторов с большой мощностью (с малым внутренним сопротивлением и большой мощностью встроенных преобразователей) сулит значительный экономический эффект в плане использования энергии, освобождающейся при торможении.

Причем этот эффект будет достигнут как для самого транспортного средства в процессе (для обеспечения) его автономного хода, так и для других транспортных средств, находящихся в данный момент на участке тяговой подстанции. Количество энергии, которую можно запасти в относительно небольшой и недорогой батарее суперконденсаторов, фактически не меньше, чем требуется для того, чтобы реализовать даже экстренное электрическое торможение с большой скорости при полной массе троллейбуса. Впоследствии эту энергию можно направить, например, на обогрев, кондиционирование и освещение салона троллейбуса, а также, при реализации соответствующих схемотехнических решений - на питание тягового двигателя при разгоне для снижения нагрузки на контактную сеть и для минимизации «просадки» напряжения.

Современная силовая электроника делает такое применение суперконденсаторов вполне возможным. Ещё одним важным преимуществом внедрения суперконденсаторов на троллейбусах в связи с вышесказанным является упразднение либо значительное упрощение блока тормозных резисторов троллейбуса, что частично компенсирует затраты на модуль накопителей энергии.

6. Взаимодействие накопителя энергии с использованием суперконденсаторов и аккумуляторных батарей с другими электрическими механизмами транспортного средства.

При построении общей схемы, в которую входят как накопители энергии, так и все её источники и потребители, необходимо решить достаточно сложные и многоплановые задачи их наиболее рационального взаимодействия. Для анализа этих проблем и выработки на этой основе подходов к их решению можно рассмотреть приближенную блок - схему (рис. 3), которая позволяет понять закономерности обмена энергией между различными элементами силовой части электрической цепи троллейбуса.

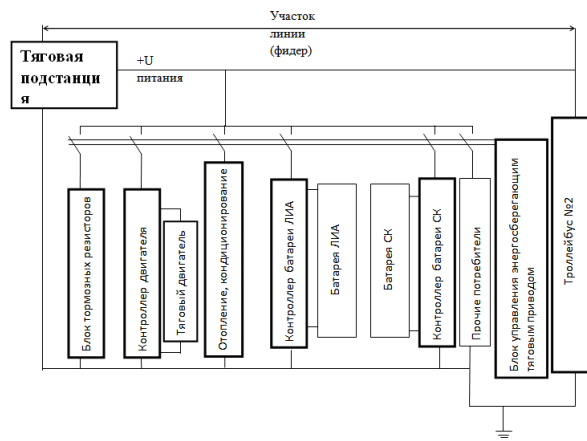


Рис. 3. Приближенная блок - схема для анализа взаимодействия (обмена энергией) различных электрических модулей троллейбуса между собой, с контактной сетью и другими троллейбусами на участке, обслуживаемом одной подстанцией.

Из анализа данной схемы ясно, что при движении троллейбуса возможны несколько основных сценариев её работы:

- накопитель энергии заряжен, двигатель троллейбуса потребляет энергию, контактная сеть подключена. В данном случае двигатель, отопление/кондиционирование или прочие потребители должны быть соединены с накопителем параллельно с контактной сетью. Нужно передавать энергию из накопителя на тяговый двигатель и, если его потребление в данный момент мало, то передавать часть ее на отопление/кондиционирование салона или прочие потребители. Процесс передачи энергии нужно остановить после того, как разрядится батарея суперконденсаторов. Разряд батареи ЛИА осуществляться не должен.

- в накопителе энергии частично разряжены СК и заряжены ЛИА, двигатель потребляет энергию, контактная сеть подключена. В этом случае движение осуществляется аналогично режиму движения обычного троллейбуса.

- в накопителе энергии частично разряжены СК и заряжены ЛИА, двигатель отдает энергию в режиме генерации, контактная сеть подключена. В этом режиме контактная сеть должна быть отключена от двигателя, пока накопитель не зарядится полностью. Также двигатель должен питать системы отопления и кондиционирования и прочих потребителей. После полной зарядки накопителя двигатель и его контроллер должны подключиться к контактной сети и параллельно с питанием собственных нужд рекуперировать энергию в сеть при наличии потребителей. В противном случае необходимо сбрасывать излишек энергии в блок тормозных резисторов.

- в накопителе энергии частично разряжены СК и частично разряжены ЛИА, двигатель потребляет энергию, контактная сеть подключена. В этом режиме контактная сеть приоритетно должна питать двигатель, отопление/кондиционирование, прочие внутренние потребители и заряжать батарею ЛИА, а потом переходить к первому режиму, описанному выше.

- в накопителе энергии частично заряжены СК и частично разряжены ЛИА, двигатель потребляет энергию, контактная сеть отключена. В данном режиме нужно разряжать СК, на потребление тягового двигателя и внутренние нужды, а потом разряжать батарею ЛИА. При этом накопитель будет готов к максимально эффективному потреблению энергии при ее рекуперации при торможении.

Потребление тока на отопление/кондиционирование салона и прочие собственные нужды составляет около 30А. Потребление тока на зарядку ЛИА составляет (при сколько-нибудь заметной её разрядке) около 40А. С учетом наличия ещё и разряженного блока накопителей СК, практически нет необходимости в использовании блока тормозных резисторов в режиме автономного хода троллейбуса, что позволяет использовать энергию торможения практически полностью (с потерями только на преобразование электрической энергии).

Заключение

В настоящей работе рассмотрено использование комбинированных накопителей энергии, состоящих из суперконденсаторов и аккумуляторных батарей, с целью решения двух наиболее актуальных проблем современного электротранспорта - увеличения автономного хода и максимальной экономии энергии за счет ее рекуперации и накопления.

Рассмотрены проблемы создания таких комбинированных накопителей энергии. Рассмотрение проводилось с учетом специфики работы электрических транспортных средств с транзисторным приводом. В рамках данного рассмотрения сформулированы основные проблемы взаимодействия аккумуляторов и суперконденсаторов, намечены пути схемного решения этих проблем. Учтены вопросы, возникающие при взаимодействии накопителей энергии на основе комбинации аккумуляторов и суперконденсаторов с остальным электрооборудованием подвижных средств электрического транспорта. На основе построения и последующего рассмотрения и анализа блок - схемы всех участвующих в процессе рекуперации и накопления энергии электрических механизмов транспортного средства предложены пути наиболее рационального построения автономных комбинированных накопителей энергии.

Библиографический список

1. The World Electric Vehicle Journal. Страница компании Titan Power Solutions [электронный ресурс], URL:<http://www.titanps.ru/files/perevod-stati-superkondensator-uluchshil-sistemy-jelektricheskoi-tjagi.pdf> (дата обращения 15.12.15).
2. Страница компании Titan Power Solutions [электронный ресурс], URL: <http://www.titanps.ru/files/metodika-rascheta.pdf> (дата обращения 15.12.15).
3. LSUM 016R2C 0500F EA Product specification .Каталог компании LS Ultracapacitors.
4. Корягина Е.Е., Коськин О.А.. Электрооборудование трамваев и троллейбусов. Учебник для техникумов городского транспорта. М.: Транспорт, 1982. 296С.
5. Ротанов Н.А., Курбасов А.С., Быков Ю.Г., Литовченко В.В. Электроподвижной состав с асинхронными тяговыми двигателями. Под редакцией Ротанова Н.А. М., Транспорт, 1991. - 336 с.
6. Каталог продукции компании Winston [электронный ресурс], URL:<http://winston-battery.ru/products/cells/wb-lyp100aha-a>
7. Конденсатор вместо аккумулятора. Алексей Васильев. Онлайн-журнал «Электротехнический рынок». Страница компании «Елес». [Электронный ресурс]. URL: <http://www.elec.ru/articles/kondensator-vmesto-akkumulyatora/>

USE OF SUPERCAPACITORS IN ENERGY SAVING SYSTEMS
AND PROVIDING AUTONOMOUS RUN OF ELECTRIC TRANSPORT VEHICLES

I.A. Kornev, A.V. Skripal, D.A. Usanov

Saratov State University

The main problems of creating energy storage based on a combination of accumulator batteries and supercapacitor batteries are considered. Based on consideration the specifics of electric vehicles with transistor drive formulated the basic problem of interaction between the batteries and supercapacitors, the ways of circuit solving these problems. Issues arising from the interaction of energy storage based on a combination of batteries and supercapacitors with the other equipment of the electric vehicles were taken into account.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И СФЕРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

М.В. Давидович, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев

Саратовский государственный университет

Давидович Михаил Владимирович, д.ф.-м.н., профессор

Корнев Игорь Александрович, аспирант СГУ

Тимофеев Антон Игоревич, аспирант СГУ

Рассмотрены нестационарные азимутально- и сферически-симметричные уравнения теплопроводности с учетом переноса излучения внутри тела по закону Стефана-Больцмана и соответствующие глобальные балансы тепла. Предложен метод сведения уравнения в частных производных к обыкновенному дифференциальному уравнению на основе глобального баланса тепла. Получен ряд аналитических стационарных решений и численное решение нелинейной задачи динамики нестационарного остывания цилиндра.

Введение

Обычно в задачах теплофизики используется линейное уравнение теплопроводности (УТ) [1–7], хотя реально входящие в него коэффициенты зависят от температуры (обычно слабо). Закон Стефана-Больцмана, определяющий, как известно, глобальное (интегральное) излучение с поверхности тела, используется в задачах теплофизики как нелинейное граничное условие. В задачах же переноса лучистой энергии рассматривают уравнения переноса обычно без учета теплопроводности [8–15]. Учет переноса тепла за счет теплопроводности и излучения требует введения в УТ локального нелинейного члена, соответствующего радиационному переносу тепла, т.е. решения нелинейного уравнения теплопроводности и выполнения глобального теплового баланса. Это обычно соответствует сильно и неоднородно нагретым телам, когда радиационный перенос уже существенен, а теплопроводностью пренебречь еще нельзя. В нестационарных задачах переноса тепла в сильно нагретых сферических и цилиндрических структурах учет таких членов необходим. При этом решение подобных задач может демонстрировать ряд интересных свойств и явлений, а также описывать ряд физических объектов. В данной работе получены и решены такие нелинейные уравнения теплопроводности в цилиндрической и сферической системах координат. Рассмотрены случаи азимутальной и меридианальной симметрии в сферической системе и азимутальной симметрии в цилиндрической системе при отсутствии зависимости от координаты z . Это означает исследование нестационарных и одномерных в отношении координат задач. Величиной r далее мы будем обозначать как цилиндрическую координату $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, так и сферическую координату $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. В первом случае нет зависимости от z , и в обоих случаях нет зависимости от углов.

1. Уравнение теплопроводности и тепловой баланс в цилиндрической системе

Дифференциальное уравнение (ДУ) теплопроводности есть не что иное, как локальный (дифференциальный) баланс тепла [1]. Рассмотрим цилиндрическую область с границами $r, r + dr$ и баланс тепла для нее. Отсутствие зависимости от z

означает однородность и бесконечность вдоль указанного размера. Поэтому будем рассматривать баланс на единицу длины цилиндров. Достаточно нагретый цилиндр с радиусом r можно рассматривать как почти абсолютно черное тело, излучающее внутрь рассматриваемой области, а цилиндр радиуса $r + dr$ излучает во внешнюю область (в силу симметрии излучение идет в радиальном направлении). Разность излучений двух таких цилиндров есть излучение слоя. Если температура в слое не меняется ($\partial T / \partial r = 0$), то с точностью до dr потока лучистой энергии из слоя и соответственно через поверхность $r = const$ нет (полные внешний и внутренний потоки равны и противоположны). Известно, что, хотя в законе Стефана-Больцмана присутствует температура поверхности, реально излучение определяется неким слоем в глубине от нее (зависящим от коэффициента черноты ε). Записывая указанный баланс при $dr \rightarrow 0$, получим

$$c(r)\rho(r) \frac{\partial T(t,r)}{\partial t} = p(t,r) + \frac{k(r)}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(t,r)}{\partial r} \right) - \sigma \left[\varepsilon(r) \left(\frac{T^4(t,r)}{r} + 4T^3(t,r) \frac{\partial T(t,r)}{\partial r} \right) + \frac{T^4(t,r)}{r} \frac{\partial \varepsilon(r)}{\partial r} \right]. \quad (1)$$

здесь c – теплоемкость, ρ – плотность, k – коэффициент теплопроводности, σ – постоянная Стефана-Больцмана, ε коэффициент черноты, T – температура, t – время, p – удельная мощность источников (отрицательное значение соответствует стоку тепловой энергии, например, при реакциях с поглощением тепла). Если на границе $r = r_s$ цилиндра есть теплообмен, то для глобального (интегрального) баланса тепла на единицу длины цилиндра имеем уравнение

$$\frac{\partial Q(t)}{\partial t} = 2\pi \int_0^{r_s} \left\{ c(r)\rho(r) \frac{\partial T(t,r)}{\partial t} \right\} r dr = - 2\pi \int_0^{r_s} \left\{ k(r) \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(t,r)}{\partial r} \right) + rp(t,r) \right\} dr - \tilde{S} \{ \sigma \varepsilon(r_s) [T^4(t,r_s) - \theta^4] - h [T(t,r_s) - \theta] \}. \quad (2)$$

Здесь h – коэффициент теплосъема (теплоотдачи) на единицу длины цилиндра, θ – температура среды, окружающей цилиндр радиуса r_s , $\tilde{S} = 2\pi r_s$ – площадь цилиндра единичной длины (длина окружности). Заметим, что коэффициент теплосъема может зависеть от времени, а в нестационарном случае все введенные коэффициенты слабо зависят

от температуры. Поэтому даже в пренебрежении излучением уравнение теплопроводности квазилинейное [1]. Если температура поверхности тела весьма высока по сравнению с температурой окружающей его среды, то в правой части (2) можно взять T^4 (что обычно и делают). Полагая степень черноты постоянной и равной значению на поверхности $\varepsilon(r_s)$, видим, что член, соответствующий закону Стефана-Больцмана в (2) есть результат интегрирования второго члена в правой части (1) при наличии скачка температуры. Это собственно и есть подтверждение применимости ДУ (1). Если же считать коэффициент черноты изменяющимся и для простоты положить $\theta = 0$, то за эффективный коэффициент черноты следует взять получающуюся интегрированием по частям величину

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon(r_s) - \frac{1}{r_s T^4(t, r_s)} \int_0^{r_s} T^4(t, r) \varepsilon'(r) r dr.$$

Если температура растет с глубиной, то производная $\varepsilon'(r)$ меньше нуля, а эффективная температура поверхности больше, чем поверхностная, что соответствует концепции участия в излучении глубинных слоев. Таким образом, если имеем два одинаковых тела с одинаковой температурой на границе, одно из которых нагрето равномерно, а другое нет, то излучать они будут по-разному: более нагретое внутри излучает лучше. Однако $\varepsilon_{ef} < 1$, что налагает условие на производную $\varepsilon'(r)$. Если на границе имеется термостат, то имеем граничное условие с заданной температурой. В случае теплосъема (2) выступает в качестве граничного условия. В начале координат температура и ее производная должны быть конечными. Член, соответствующий закону Стефана-Больцмана, существенен для больших температур. Уравнение (1) следует также решать с начальным условием. Оно определяет распределение температуры вдоль радиуса в начальный момент, например, при $t_0 = 0$. Из уравнения (1) в ряде случаев можно найти указанное распределение, или же его следует задать. Пусть, например, исследуется переходный процесс из некоего стационарного состояния при $t < 0$. Такой переход характерен, например, при отключении источников в тепловыделяющем элементе – термоэлектрическом электронагревателе (ТЭНе). В центре ТЭНа имеется сильно нагретая спираль, окруженная теплопроводящей средой, заключенные в оболочку. Пусть ТЭН находится в стационарном режиме. В момент выключения тока спирали мощность источников обращается в нуль. В стационарном режиме

$$p(r) = \begin{cases} P_0, & r \leq r_s \\ 0, & r > r_s \end{cases}, \quad (3)$$

а также $\frac{\partial Q(t)}{\partial t} = 0$. В силу этого из (1) для произвольного r имеем

$$\frac{k(r)}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(t, r)}{\partial r} \right) + p(r) = \sigma \left[\varepsilon(r) \left(\frac{T^4(t, r)}{r} + 4T^3(t, r) \frac{\partial T(t, r)}{\partial r} \right) + \frac{T^4(t, r)}{r} \frac{\partial \varepsilon(r)}{\partial r} \right]. \quad (4)$$

Здесь время удовлетворяет условию $t \leq 0$. Полагая его нулю и интегрируя (4), найдем

$$\frac{\partial T(0, r)}{\partial r} = \frac{1}{r} \int_0^r d\tilde{r} \frac{\tilde{r}}{k(\tilde{r})} \left\{ \sigma \varepsilon(\tilde{r}) \left[\frac{T^4(0, \tilde{r})}{\tilde{r}} + 4T^3(0, \tilde{r}) \frac{dT(0, \tilde{r})}{d\tilde{r}} \right] + T^4 t, r r \partial \varepsilon r - p r = F r, \right. \quad (5)$$

откуда

$$T(0, r) = T(0, 0) + \int_0^r F(\tilde{r}) d\tilde{r}. \quad (6)$$

Формула (6) позволяет получить распределение температуры в стационарном режиме. При этом мы положили $t = 0$, что соответствует началу переходного процесса. Если предположить, что теплоемкость, теплопроводность и плотность однородны, то, используя (3), получим следующее распределение температуры:

$$T(0, r) = T(0, 0) + \sigma \varepsilon T^4(0, r) / k - \frac{P_0}{4k} \begin{cases} r^2, & r \leq r_0 \\ r_0^2 [1 + \ln(r/r_0)], & r > r_0 \end{cases}. \quad (7)$$

Иначе формула (6) представляет собой нелинейное интегродифференциальное уравнение, решение которого дает начальное распределение температуры, т.е. начальное условие задачи. При низкой температуре и высокой теплопроводности членом $\sigma \varepsilon T^4(0, r) / k$ можно пренебречь. Иначе следует решать уравнение четвертой степени (7). При малых r

$$\frac{dT(0, r)}{dr} = \frac{\sigma \varepsilon T^4(0, r) - P_0 r / 2}{k - 4 \sigma \varepsilon T^3(0, r)},$$

поэтому для того чтобы тепло излучалось во внешнюю область, температура с ростом радиуса должна уменьшаться быстрее, чем по закону $1/\sqrt[4]{r}$ (предполагается, что $k > 4 \sigma \varepsilon T^3(0, r)$ для всех $r < r_0$). В области больших радиусов ($r > r_0$)

$$\frac{dT(0, r)}{dr} = \frac{\sigma \varepsilon T^4(0, r) - P_0 r_0^2 / (4r)}{k - 4 \sigma \varepsilon T^3(0, r)}.$$

Здесь производная температуры может менять знак в точках $r_1 = P_0 r_0^2 / (4 \sigma \varepsilon T^4(0, r_1))$ и $r_2 = k / (4 \sigma \varepsilon T^3(0, r_2))$, что указывает на возможность немонотонного распределения температуры.

Таким образом, решая (1) с указанными условиями, определим искомую динамику нестационарного процесса. Если ограничиться решением (7) без радиационного переноса излучения, то температура от центра убывает по квадратичному закону, а вне источников – по логарифмическому закону, при этом $T(0, r_s) = T(0, 0) - P_0 r_0^2 [1 + \ln(r_s/r_0)] / (4k)$. Это соотношение связывает температуру в центре и на поверхности. Чтобы найти другое аналогичное соотношение, надо записать полный баланс тепла (2) на единице длины для стационарного случая, т.е. для $t \leq 0$, полагая

$$\frac{\partial T(t, r)}{\partial t} = 0 \text{ и } \frac{\partial Q(t)}{\partial t} = 0. \text{ Получим}$$

$$\int_0^{r_s} P(0, r) dr = 2\pi r_s \{ \sigma \varepsilon(r_s) [T^4(0, r_s) - \theta^4] + h [T(0, r_s) - \theta] \} \quad (8)$$

В (8) положено $t = 0$. Смысл баланса (8) весьма прост: вся генерируемая мощность источников в стационарном режиме излучается и снимается с поверхности, в том числе и излучением, т.е. тепло не накапливается. Вычисляя интеграл в (8) для случая (3), получим

$$2\pi r_s \{ \sigma \varepsilon(r_s) [T^4(0, r_s) - \theta^4] + h [T(0, r_s) - \theta] \} = P_0 r_0^2 / 2. \quad (9)$$

Это есть второе соотношение для температуры на поверхности, через которое она получается как решение уравнения четвертой степени. Если она мала, первым членом можно пренебречь, и тогда $T(0, r_s) = \theta + P_0 r_0^2 / (4\pi r_s h)$. Видно, что эта температура определяется мощностью источников, их распределением и условием теплосъема. Если теплосъема нет ($h = 0$), то пренебречь первым членом в (9) нельзя, и тогда $T^4(0, r_s) = \theta^4 + P_0 r_0^2 / (4\pi r_s \sigma \varepsilon(r_s))$, (10) что характерно для излучения в вакууме или при наличии тепловых экранов. Таким образом, рассмотрение теплового баланса позволяет определить распределение температуры в начальный момент переходного процесса.

Уравнение в частных производных (1) при рассмотренных условиях может представлять собой сложную достаточно жесткую задачу, решение которой желательно получать неявными безусловно устойчивыми методами [16]. В разделе 3 на примере задачи о выключении ТЭНа мы рассмотрим метод приближенного сведения указанной задачи к задаче Коши для обыкновенного дифференциального уравнения (ОДУ) во временной области, а также и численный метод решения (1).

2. Уравнение теплопроводности и тепловой баланс в сферической системе

Рассмотрим шар радиуса r_s в сферической системе координат. Уравнение локального баланса для бесконечно малого по толщине сферического слоя приводит к ДУ теплопроводности вида (для простоты коэффициент черноты считаем постоянным)

$$c(r)\rho(r) \frac{\partial T(t, r)}{\partial t} = \frac{k(r)}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T(t, r)}{\partial r} \right) - \sigma \varepsilon \left[\frac{2T^4(t, r)}{r} + 4T^3(t, r) \frac{dT(t, r)}{dr} \right] + p(t, r). \quad (11)$$

Уравнение (11), как и (1), характеризует баланс в бесконечно малом объеме и оперирует с плотностными характеристиками (отнесенными к единице объема). Интегральный баланс имеет вид:

$$\frac{\partial Q(t)}{\partial t} = \frac{\partial \bar{Q}(t)}{\partial t} + P(t) - \Sigma = 4\pi \int_0^{r_s} \left\{ k(r) \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T(t, r)}{\partial r} \right) + p(t, r)r^2 \right\} dr - S \{ \sigma \varepsilon [T^4(t, r_s) - \theta^4] - h [T(t, r_s) - \theta] \}. \quad (12)$$

Здесь $P(t)$ – выделенная в шаре мощность источников, $\frac{\partial \bar{Q}(t)}{\partial t}$ – запасенная в нем за счет теплоемкости тепловая мощность, Σ – поток мощности за счет излучения и теплосъема, $S = 4\pi r_s^2$ – площадь сферы, h – коэффициент теплосъема на единицу поверхности. В (12) мы взяли общий случай зависимости теплопроводности от температуры, что, например, характерно для плазмы. Запасенную тепловую мощность в (12) (первый член после равенства) можно проинтегрировать по частям так:

$$\frac{\partial \bar{Q}(t)}{\partial t} = Sk(t, r_s) \frac{\partial T(t, r_s)}{\partial r} - \int_0^{r_s} \left\{ r^2 \frac{\partial T(t, r)}{\partial r} \frac{\partial k(t, r)}{\partial r} \right\} dr. \quad (13)$$

Таким образом, в (12) выделяется член с производной температуры по времени на

поверхности, что весьма существенно. Второй член в правой части (13) можно согласно (12) интерпретировать как некие фиктивные источники. Если же считать тело однородным, а коэффициент теплопроводности не зависящим от температуры, то этот член отсутствует. В стационарном случае величины от времени не зависят, и (11) интегрируется так:

$$T(r) = T(0) + \int_0^r \frac{1}{r'^2} \int_0^{r'} \Phi(r'') dr'' dr', \quad \text{где введена функция}$$

$$\Phi(r) = \frac{r^2}{k(r)} \left\{ \sigma \varepsilon \left[\frac{2T^4(r)}{r} + 4T^3(r) \frac{dT(r)}{dr} \right] - p(r) \right\}.$$

Заметим, что ее можно переписать в виде $\Phi(r) = \left\{ \sigma \varepsilon \frac{d}{dr} (r^2 T^4(r)) - r^2 p(r) \right\} / k(r)$, и если коэффициенты черноты и теплопроводности постоянны, то $T(r) = T(0) + \frac{\sigma \varepsilon}{k} \int_0^r T^4(r') dr' - \frac{1}{k} \int_0^r \frac{1}{r'^2} \int_0^{r'} r''^2 p(r'') dr'' dr'$. (13)

Температура на поверхности тела имеет вид

$$T(r_s) = T(0) + \frac{\sigma \varepsilon}{k} \int_0^{r_s} T^4(r) dr - T_p,$$

где $T_p = \frac{1}{k} \int_0^{r_s} \frac{1}{r'^2} \int_0^{r'} r''^2 p(r'') dr'' dr'$. Для того чтобы тепло излучалось во вне, уменьшение температуры с радиусом должно теперь быть быстрее, чем по закону $1/\sqrt{r}$. При такой зависимости энергия всегда конечна, однако температура с центре тоже должна быть конечной, т.е. распределение температуры имеет более сложный характер, а тепло из центра не излучается. Если тепловыделение постоянное, будем иметь $T(r) = T(0) + (\sigma \varepsilon / k) \int_0^r T^4(r') dr' - pr^2 / 6k$. Для постоянной температуры шара имеем интегральное уравнение для определения распределения в нем мощности источников:

$$T^4 r = \frac{1}{\sigma \varepsilon} \int_0^r \frac{1}{r'^2} \int_0^{r'} r''^2 p(r'') dr'' dr'.$$

Очевидно, оно имеет решение, получаемо на основе (11): $p(r) = 2\sigma \varepsilon T^4 / r$. Таким образом, постоянная температура во всем шаре в стационарном состоянии поддерживаться реальными источниками с конечной плотностью не может. Уравнение (11) при излучении в вакуум при нулевой температуре $\theta = 0$ проверяется интегрированием по объему шара, при этом получаем (12) при $h = 0$.

3. Численный пример

Рассмотрим следующую модель. Бесконечный вдоль оси z цилиндрический трубчатый электронагреватель ТЭН, описываемый уравнением (1), находится в стационарном режиме при заданной постоянной выделяемой мощности (3) внутренней спиралью и при теплосъеме потоком воздуха от вентилятора. В момент $t = 0$ отключаются тепловыделение и теплосъем. Это означает, что коэффициент теплоотдачи h скачком изменяется от достаточно большого значения до малого. Стационарное распределение температуры в таком ТЭНе найдено выше. Для нестационарной задачи следует решать уравнение (1). Интересно получить приближенную модель на основе глобального баланса (2) при постоянстве всех коэффициентов. Интегрируя левый интеграл в (2) по частям, имеем

$$\frac{dQ(t)}{dt} = c\rho\pi r_s^2 \frac{dT(t, r_s)}{dt} - \pi c\rho \int_0^{r_s} \frac{\partial^2 T(t, r)}{\partial t \partial r} r^2 dr = cm \frac{dT(t, r_s)}{dt} - P_Q(t), \quad (14)$$

где интеграл обозначен как фиктивный источник $P_Q(t)$, связанный с накопленным в объеме теплом. Обозначая также фиктивный источник, связанный с градиентом температуры на поверхности как

$$P_T(t) = 2\pi r_s k \frac{\partial T(t, r_s)}{\partial r} = Lk \frac{\partial T(0, r_s)}{\partial r} f(t), \quad (15)$$

запишем уравнение баланса

$$cm \frac{dT(t, r_s)}{dt} = P_Q(t) + P_T(t) + \tilde{S}\{\sigma\varepsilon[T^4(t, r_s) - \theta^4] + h[T(t, r_s) - \theta]\}. \quad (16)$$

В соотношениях (15)-(16) m – масса единицы длины, $L = 2\pi r_s$ – длина окружности, $f(t)$ – некоторая функция, определяющая временную зависимость градиента температуры на ней. Очевидно, $f(0) = 1$, $f(\infty) = 0$. В стационарном случае (16) связывает поток тепла через границу за счет градиента температуры с потоком излучения и теплообмена, т.е. является граничным условием. Если известны достаточно хорошие аппроксимации для фиктивных источников, получаем задачу Коши для $T(t, r_s)$, которую можно решить методами прямого интегрирования ДУ. Дифференцируя (9), найдем

$$\frac{\partial T(0, r_s)}{\partial r} = - \frac{\{\sigma\varepsilon[T^4(0, r_s) - \theta^4] + h_0[T(0, r_s) - \theta]\}}{r_s\{\sigma\varepsilon 4T^3(0, r_s) + h_0\}}. \quad (17)$$

Температура в цилиндре со временем выравнивается, при этом градиент температуры уменьшается при больших временах до нуля. Теперь осталось получить аппроксимацию интеграла $P_Q(t)$. Оценим среднюю температуру тела:

$$T_a(0) = \frac{3}{r_s^3} \int_0^{r_s} T(0, r) r^2 dr.$$

В общем случае ее определяем численно с использованием решения уравнения (7). Эта температура со временем уменьшается примерно по экспоненциальному закону, стремимся к величине θ : $T_a(t) \approx \theta + [T_a(0) - \theta]\exp(-\alpha t)$. Имеем усредненный баланс:

$$c\rho S_0 \frac{dT_a(t)}{dt} - \tilde{S}k \frac{\partial T(t, r_s)}{\partial r} + \tilde{S}\{\sigma\varepsilon[T^4(t, r_s) - \theta^4] + h_1[T(t, r_s) - \theta]\} = 0.$$

Здесь $S_0 = \pi r_s^2$ – площадь сечения цилиндра. Этот баланс перепишем так:

$$\tilde{S}\{\sigma\varepsilon[T^4(t, r_s) - \theta^4] + h_1[T(t, r_s) - \theta]\} - c\rho S_0 [T_a(0) - \theta]\exp(-\alpha t) - \tilde{S}k \frac{\partial T(0, r_s)}{\partial r} f(t) = 0 \quad (18)$$

Отсюда при $t = 0$ следует соотношение

$$\alpha = \frac{\tilde{S}\{\sigma\varepsilon[T^4(0, r_s) - \theta^4] + h_1[T(0, r_s) - \theta]\} - \tilde{S}k \frac{\partial T(0, r_s)}{\partial r}}{c\rho S_0 [T_a(0) - \theta]}. \quad (19)$$

Уравнения (18) приближенно определяет функцию $f(t)$, если известна температура на поверхности. Введем следующую аппроксимацию для температуры:

$$T(t, r) = \theta + [T(0, r) - \theta]\exp(-\alpha T(t, r)/T_a(t)). \quad (20)$$

Она удовлетворяет всем физическим условиям. Именно, при $t = 0$ имеем $T(0, r)$, при $t \rightarrow \infty$, соответственно, $T(t, r) \rightarrow \theta$. Физический смысл аппроксимации (20) весьма прост: область, для которой $T(t, r) = T_a(t)$ остывает со средней скоростью, т.е. как тело в среднем с декрементом затухания α , при этом соответствующая точка r решения уравнения $T(t, r) = T_a(t)$ перемещается

наружу. Более горячие области остывают быстрее, менее горячие – медленнее. Аппроксимация (20) есть трансцендентное уравнение для первоначального приближенного определения распределения температуры $T(t, r)$. Решив его, найдем температуру на поверхности $T(t, r_s)$ и функцию $f(t)$. Далее эти грубые оценки позволяют определить мощность фиктивных источников

$$P_Q(t) = \pi c\rho \int_0^{r_s} \frac{\partial^2 T(t, r)}{\partial t \partial r} r^2 dr. \quad (21)$$

Таким образом, имеются все данные для решения ДУ (16). На основе такого решения уточняется функции $f(t)$. Затем можно повторно решать уравнение (16) несколько раз до сходимости такого итерационного процесса. В принципе для каждого фиксированного t уравнение (1) является обыкновенным ДУ второго порядка, для которого значения $T(t, r_s)$ и $(\partial/\partial r)T(t, r_s)$ теперь известны. Интегрируя это ДУ от r_s до нуля, получаем возможность уточнения величины $P_Q(t)$.

Для численного решения ДУ (1) в частных производных как задачи с начальными и граничными условиями соотношение (2) является неудобным. Начальным условием служит распределение температуры $T(0, r) = \tau(r)$ (6), причем $\tau'(0) = 0$. Очевидно, в центре $\partial T(t, 0)/\partial r = 0$. Второе условие на границе имеет вид $\partial T(t, r_s)/\partial r = -\{\sigma\varepsilon[T^4(t, r_s) - \theta^4] + h[T(t, r_s) - \theta]\}/k$. Если разбить область $0 < r < r_s$ равномерно точками r_n , $n = 0, 1, \dots, N$, $\Delta r = r_s/N$, а временные отсчеты взять в виде $t_m = m\Delta t$, $m=0, 1, 2, \dots$, т.е. использовать отсчеты $T_{m,n}$, то имеем условия $T_{m,0} = T_{m,1}$ и

$$T_{m,N} = T_{m,N-1} - \Delta r\{\sigma\varepsilon[T_{m,N}^4 - \theta^4] + h_0[T_{m,N} - \theta]\}/k. \quad (22)$$

Наиболее просто уравнение (1) без источников дискретизируется при постоянных коэффициентах и $\varepsilon = 1$. Удобно использовать неявный метод [16] для интегрирования во времени:

$$T_{m+1,n} = T_{m,n} + \frac{\Delta t[\varphi_{m,n} + \varphi_{m+1,n}]}{2}, \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad (23)$$

где введены обозначения

$$\varphi_{m,n} = \frac{k}{c\rho} \left(\frac{T_{m,n} - T_{m,n-1}}{n\Delta r^2} + \frac{T_{m,n+1} - 2T_{m,n} + T_{m,n-1}}{\Delta r^2} \right) - \frac{\sigma}{c\rho} \left[\left(\frac{T_{m,n}^4}{n\Delta r} + 4T_{m,n}^3 \frac{T_{m,n} - T_{m,n-1}}{\Delta r} \right) \right]. \quad (24)$$

Соотношение (23) позволяет вычислить температуру во всех точках цилиндра в момент $(m+1)\Delta t$, если она известна в момент $m\Delta t$ ($m = 0, 1, 2, \dots$). Для того, чтобы начать вычисления, следует положить $\varphi_{m+1,n} = \varphi_{m,n}$, а далее использовать итерации как в (23), так и при вычислении (24). Достаточно сделать 2–3 итерации. Получать температуру на поверхности также необходимо путем итерационного решения нелинейного уравнения (22) при начальном условии $T_{m,N} = T_{m,N-1}$.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования распределения температуры по цилиндру ТЭНа в начальный момент $t = 0$ (кривая 1), при $t = 50$ сек (2) и $t = 100$ сек (3). Рассмотрены следующие параметры: внешний радиус 2 см, радиус спирали 1 мм, теплоемкость 1000 Дж/(кг К), коэффициент теплопроводности 2.5 Вт/(м К), плотность 2000 кг/м³, температура внешнего

воздуха 25°C , коэффициент теплоотдачи при свободной конвекции $h = 5 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, а при вынужденной $h = 70 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$. Пусть погонная мощность спирали 3 кВт , которая внезапно отключается при $t=0$ вместе с обдувом. В этот

момент более чем на порядок падает конвекционный теплообмен, и тело начинает остывать (рис. 1)

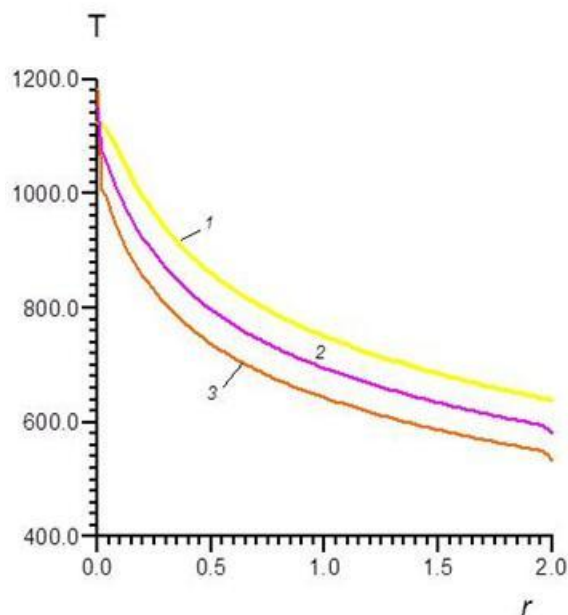


Рис. 1. Распределение температуры (К) в зависимости от радиуса (см) в момент $t = 0$ (кривая 1), $t = 50$ сек (2) и $t = 100$ сек (3)

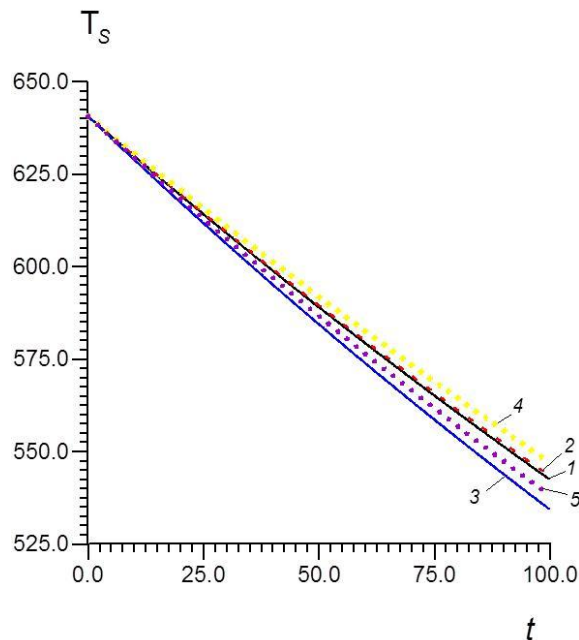


Рис. 2. Динамика остывания поверхности T_s (К) в зависимости от времени (сек): кривая 1 – $h = 5 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$; 2 – $h = 1 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$; 3 – $h = 70 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$; 4 – $h = 5 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ без учета излучения ($\sigma = 0$); 5 – $h = 5 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ на основе приближенной модели

Динамика температуры на поверхности приведена на рис. 2. Видно, что как распределение температуры, так и временная динамика монотонно затухающие, что связано с цилиндричностью задачи: запасенная энергия и масса цилиндрической области пропорциональны квадрату радиуса. Можно рассмотреть аналогичную одномерную тепловую задачу в декартовых координатах. Формально она соответствует распространению тепла вдоль тонкого стержня без бокового теплообмена [1] или одномерному распространению тепла в трехмерной однородной по двум оставшимся координатам области. Здесь следует задать либо температуру на левой границе, либо поток тепла, а на правой границе условие типа (22). Вторая задача более интересная. В этом случае уменьшение параметра h приведет со временем к увеличению температуры поверхности. Отличие рассмотренных задач от одномерной декартовой в том, что в них при $r = 0$ отсутствует входной поток тепла.

Заключение

Записаны уравнения теплопроводности в частных производных в цилиндрической и сферической

системах координат с учетом нелинейных членов, соответствующих переносу тепла излучением по закону Стефана-Больцмана. Уравнения в частных производных сведены к ОДУ. Указанное сведение осуществлено с использованием глобального теплового баланса. При этом из одного ОДУ определяется температура на поверхности в зависимости от времени, а затем из другого ОДУ определяется распределение температуры по глубине для каждого момента. Процесс может быть итерационным. Известны полудискретные методы сведения уравнения теплопроводности (уравнений в частных производных) к ОДУ [16], в частности, неполный метод Галеркина. Все они проекционные, тогда как предложенный метод итерационный. Получены цилиндрически-симметричные и сферически симметричные стационарные и нестационарные решения. Итерационное решение на основе ОДУ хорошо совпадает с решением уравнения в частных производных. Результаты могут быть использованы при расчетах различных цилиндрических и сферических структур, соответствующих ряду физических объектов. Они обобщаются при наличии угловых зависимостей.

Библиографический список

1. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 736 с.
2. Шашков А.Г., Бубнов В.А., Яновский С.Ю. Волновые явления теплопроводности. М: УРСС, 2004. 298 с.
3. Дульнев Г.Н., Парфенов В.Г., Сигалов А.В. Применение ЭВМ для решения задач теплообмена. М.: Высшая школа, 1990. 207 с.
4. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости Перевод с английского под редакцией В.Д. Виленского. М.: Энергоатомиздат, 1984. 512 с.
5. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Изд. 5-е перераб. и доп. М: Атомиздат, 1979, 416 с.
6. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление. М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
7. Оцисик М.Н. Сложный теплообмен. М: Мир, 1976. 615 с.
8. Иванов В.В. Перенос излучения и спектры небесных тел. М.: Наука, 1969. 472 с.
9. Зигель Дж., Хауэлл Р. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975, 651 с.
10. Фаврский О.Н., Каданер Я.С. Вопросы теплообмена в космосе. М.: Высш. школа, 1972. 280 с.
11. Тепловое излучение газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 544 с.
12. Адзериho К.С. Лекции по теории переноса лучистой энергии. Под ред. М.А. Ельяшевича. Минск, изд-во БГУ, 1975. 192 с.
13. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. Перевод с английского. Под редакцией Е.С. Кузнецова. М.: ИЛ, 1953. 433 с.
14. Апресян Л.А., Кравцов Ю.А. Теория переноса излучения: Статистические и волновые аспекты. М.: Наука, 1983. 216 с.
15. Нагирнер Д.И. Лекции по теории переноса излучения: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во С.-Петербур. ун-та, 2001. 284 с.
16. Ортега Дж., Пул У. Введение в численные методы решения дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1986. 288 с.

NONLINEAR DYNAMICS OF HEAT TRANSFER IN CYLINDRICAL
AND SPHERICAL STRUCTURES

M. V. Davidovich, I. A. Kornev, A. I. Timofeev

Saratov State University

The non-stationary azimuthally symmetric and spherically symmetric heat conduction equation taking into account the radiation transfer inside the body according to the Stefan-Boltzmann law and the relevant global balances of heat have been considered. The method of reducing partial differential equations to ordinary differential equation ones based on the global heat balance are introduced. The several analytical stationary solutions and numerical solution of nonlinear problems of dynamics of non-stationary cooling cylinder are obtained.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Ф.И.О.	Должность, звание	Место работы
<i>Аникин Валерий Михайлович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Антонов Сергей Александрович</i>	студент	СГУ, КНиИТ
<i>Бирюков Алексей Сергеевич</i>	студент	СГУ, КНиИТ
<i>Буланов Дмитрий Витальевич</i>	Нач. лаборатории	ООО НПФ «ЭТНА»
<i>Гарбер Георгий Евгеньевич</i>	инженер	СГУ
<i>Давидович Михаил Владимирович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Ермолаев Игорь Анатольевич</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Иванов Сергей Васильевич</i>	зам. ген. директора	ПК «Транспортные системы»
<i>Ильин Вадим Сергеевич</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Инкин Максим Глебович</i>	студент	СГУ, физический ф-т
<i>Кобец Александр Константинович</i>	инженер	ООО НПФ «ЭТНА»
<i>Комаров Вячеслав Вячеславович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Корнев Игорь Александрович</i>	аспирант	СГУ
<i>Кошелев Василий Сергеевич</i>	д.т.н., профессор	СГУ
<i>Машиников Валерий Васильевич</i>	к.ф.-м.н., доцент	СГУ
<i>Минкин Леонид Моисеевич</i>	к.ф.-м.н., профессор	Portland Community College, Portland, OR, USA
<i>Мироненко Ксения Витальевна</i>	студент	СГУ, физический ф-т
<i>Новоселов Владимир Владимирович</i>	к.ф.-м.н., доцент	СГУ
<i>Овчинников Сергей Владимирович</i>	к.ф.-м.н., доцент	СГУ
<i>Скрипаль Александр Владимирович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Старшов Михаил Александрович</i>	доцент	СГУ
<i>Тимофеев Антон Игоревич</i>	аспирант	СГУ, физический ф-т
<i>Усанов Дмитрий Александрович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Шаповалов Александр Степанович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Шаповалова Ирина Александровна</i>	учитель	МОУ «Гимназия № 31» Кировского района г. Саратова
<i>Шаповалов Степан Александрович</i>	инженер	Саратовское электроагрегатное производственное объединение
<i>Шмырёв Александр Иванович</i>	магистрант	СГУ, физический ф-т
<i>Явчуновский Виктор Яковлевич</i>	директор	ООО НПФ «ЭТНА»

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

В 2015 году ушёл из жизни Василий Сергеевич Кошелёв, создатель кафедры и её руководитель многие годы, бессменный главный редактор сборника «Вопросы прикладной физики». В.С. Кошелёв прекрасно учился в школе и рано начал работать. Затем учёба на физическом факультете СГУ. Окончив университет, Василий Сергеевич распределён на известный в городе «п/я 28», где окончательно сформировался как высокопрофессиональный специалист по теплофизике, защитив кандидатскую диссертацию. Затем он переходит на преподавательскую работу в родном университете, не прекращая научно-исследовательскую работу. В 1983 г. состоялась успешная защита докторской диссертации, а вскоре В.С. Кошелёв создаёт на факультете новую кафедру. И в новом качестве Василий Сергеевич проявил себя замечательно, всегда выдержанный, доброжелательный, внимательный и к сотрудникам, и к студентам. Василий Сергеевич был подлинным профессором. Символично, что по предложению преемника Василия Сергеевича на посту заведующего кафедрой он был единодушно выбран почётным президентом кафедры. И в дальнейшем новый заведующий все принципиальные решения принимал только после обсуждения с президентом.



КОШЕЛЁВ ВАСИЛИЙ СЕРГЕЕВИЧ

3 марта 1927 – 24 июня 2015

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

ИЗ БИОГРАФИИ

Василий Сергеевич Кошелев родился в семье крестьянина-середняка. В 1930 г. его родители переехали в г. Саратов. В 1936 г. он поступил в 1-й класс 28-й школы г. Саратова. Успешно учился, был отличником. 9-й и 10-й классы завершал в вечерней школе РУЖД и одновременно работал на подсобном хозяйстве предприятия п/я 105 в качестве рабочего. В 1946 г. поступил на физфак Саратовского университета и в 1951 г. закончил его по специальности «Физика» и был направлен на работу на предприятие п/я 28 (СНИИМ), где проработал до 1964 г. в качестве инженера, ст. инженера, начальника лаборатории. В 1955–1956 г. учился и закончил с отличием факультет усовершенствования инженеров по специальности "теплотехника" Московского энергетического института.

В СНИИМе возглавил группу исследователей (15 чел.), которая активно занималась теплофизическими проблемами.

На основе теоретических и экспериментальных исследований в лаборатории под руководством В.С. Кошелева и при его личном участии были разработаны десятки специальных газовых горелок, обеспечивающих использование природного газа. Все разработки лаборатории В.С. Кошелева вошли в отраслевой стандарт электронной промышленности.

Второй задачей лаборатории В.С. Кошелева были технологические работы, сопутствующие изготовлению изделий электронной техники (ИЭТ), связанные с тепловыми процессами их термообработки (процессы сварки стекла со стеклом, стекла с металлом, стекла с керамикой и т. д.). Здесь Василию Сергеевичу удалось решить ряд теоретических и экспериментальных задач, которые позволили разработать ускоренные методы термообработки ИЭТ, нашедшие широкое применение в организации п/я 28 в целой серии новых образцов электронного оборудования (штамповочного, заварочного, заварочно-откачного и т. д.). По предложенным режимам термообработки такие процессы, как отжиг ножек ламп после их штамповки, отжиг заваренных ламп и другие, сократились во времени на порядок. Это позволило резко сократить размеры соответствующего электронного оборудования, ввести механизацию процессов и получить ряд других преимуществ. Ускоренные режимы термообработки ИЭТ базировались на разработанном новом методе расчета режимов отжига. Данные вопросы составили основное содержание диссертации В.С. Кошелева на соискание ученой степени кандидата физико-математических, защищенной в 1961 г. Защитой диссертации закончилась учеба В.С. Кошелева в заочной аспирантуре СГУ.

В 1964 г. В.С. Кошелев перешел на работу в Саратовский госуниверситет. С 1964 по 1966 г. работал в должности зав. лабораторией теплофизики НИИ механики и физики при СГУ, с 1967 г. – в должности доцента кафедры общей физики, с 1985 г. – в должности профессора кафедры общей физики. Докторскую диссертацию по теплофизике он защитил в 1983 г. В 1986 г. он организовал на физическом факультете новую кафедру – кафедру прикладной физики и заведовал ею по 1998 г., осуществляя необходимую организаторскую и методическую работу.

Все годы Василий Сергеевич ведет активную педагогическую и научно-исследовательскую деятельность.

В частности, им подготовлены и прочитаны курсы по общей физике для студентов естественных факультетов университета, разработаны и читались такие оригинальные спецкурсы для студентов кафедры дневного и вечернего обучения, как «Теплоэнергетические процессы в электронных устройствах и вопросы их надежности»; «Элементы теплофизического обеспечения систем компьютерного проектирования перспективных электронных устройств»; «Вопросы сложного теплообмена в элементах электронной техники»; «Тепловое излучение в диатермичных и сплошных средах». В.С. Кошелев осуществил постановку на кафедре нового специального учебного практикума "Теплофизика электронных устройств" (8 работ). Проводил лабораторные и семинарские занятия, занимался научной работой со студентами, выполняющими под его началом многочисленные курсовые и дипломные работы. Кроме того, В.С. Кошелев инициировал работу сотрудников кафедры со школьниками: в 1994 г. был организован физико-математический класс в школе № 62 г. Саратова.

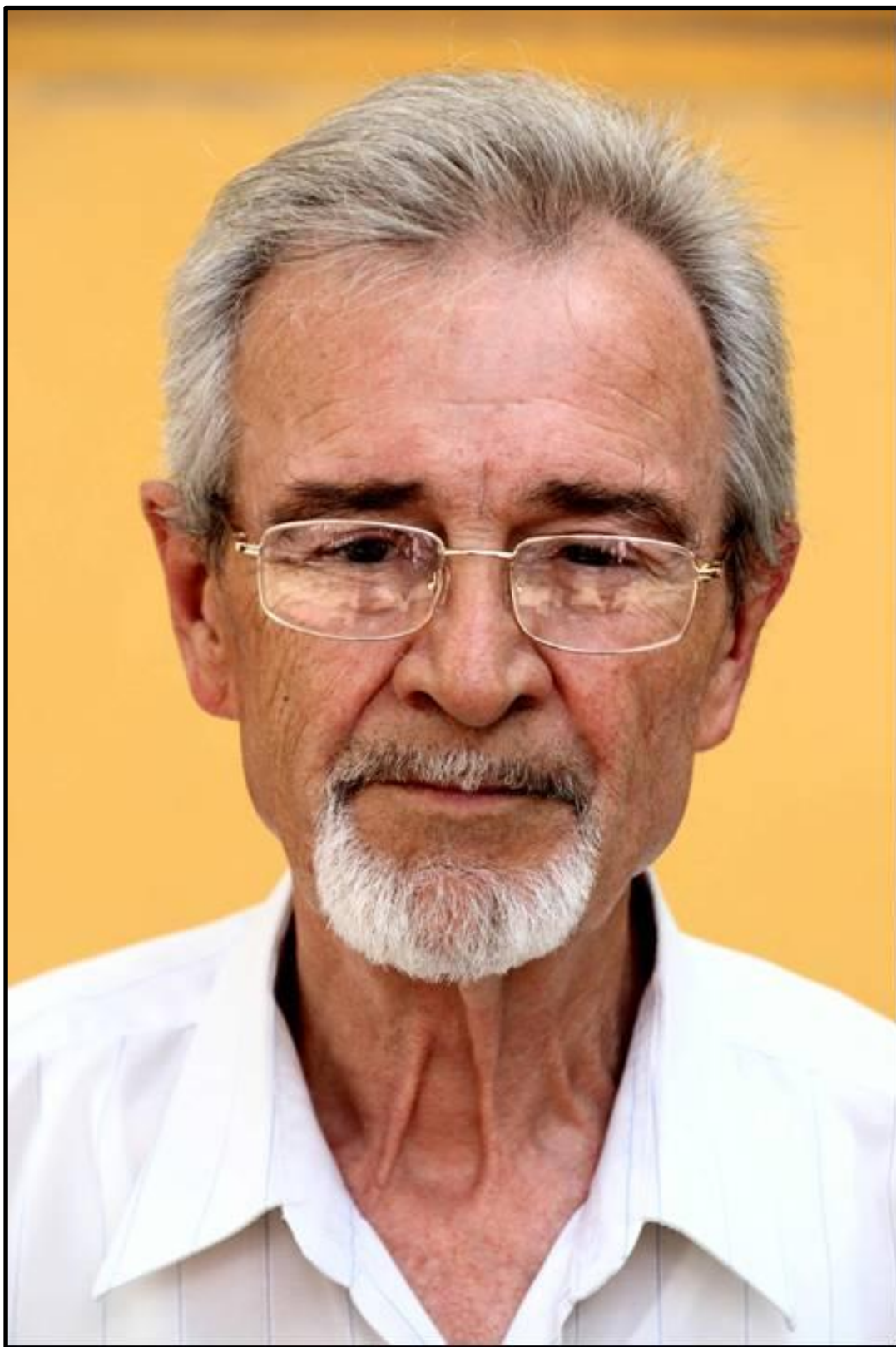
Долгие годы В.С. Кошелев является признанным научным руководителем теплофизического направления на физическом факультете и в НИИ естественных наук СГУ (ранее – в НИИ механики и физики). Проводимая им научно-исследовательская работа посвящена комплексной оптимизации ЭВП и ЭП, исследованию вопросов прогнозирования их долговечности по термомеханической прочности и электронной эмиссии, разработке алгоритмов и программ САПР ЭВП, ЭП. Был руководителем и активным исполнителем 70 бюджетных в хоздоговорных НИР, выполненных для ведущих предприятий оборонной, авиационной и электронной промышленности страны. Результаты НИР внедрены в производство.

Под научным руководством В.С. Кошелева 12 аспирантов и соискателей защитили диссертации на соискание кандидатских степеней. Он состоял членом трех советов по защите докторских и кандидатских диссертаций при Саратовском государственном университете и Саратовском государственном техническом университете. Многие годы выполнял обязанности ответственного редактора ежегодно выходящего межвузовского научного сборника "Вопросы прикладной физики".

Заслуги Василия Сергеевича Кошелева в научной, педагогической и общественной деятельности получили признание как в стенах университета, так и за его пределами. Его имя неоднократно было представлено на Доске Почета университета; он имеет награды Министерства образования РФ, знак "За отличные успехи в работе" и др.

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

Не стало рядом с нами профессора, доктора наук Валентина Ивановича Березина. Крупный учёный, авторитетный специалист и педагог, Валентин Иванович был талантливым во всём: и в науке, и в спорте, и в искусстве управления такими сложными системами, как кафедра и физический факультет университета. Обаятельный собеседник с прекрасным чувством юмора, Валентин Иванович навсегда останется в памяти огромного количества людей, встречавшихся с ним по жизни в любых обстоятельствах.



БЕРЕЗИН ВАЛЕНТИН ИВАНОВИЧ

27.12.1937 – 13.06.2015

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

ИЗ БИОГРАФИИ

Березин В.И. родился 27.12.1937г. в г. Саратове. Закончил 19 среднюю школу с золотой медалью в 1955 году, а затем кафедру теоретической физики физического факультета СГУ в 1960 году. Вся свою творческую жизнь, а это более 50 лет, он посвятил служению науке и профессии педагога. Более 25 лет он являлся заведующим кафедрой химической физики, а после переименования кафедрой прикладной оптики и спектроскопии.

За время работы в СГУ он подготовил 10 кандидатов наук и был научным консультантом по 3-м докторским диссертациям, участвовал в работе диссертационных советов более 30 лет, в одном из которых являлся заместителем председателя совета.

В течение 10 лет был членом УМО “Физика”, возглавлял секцию молекулярной физики Поволжского методического совета АН СССР. Принимал участие в работе ГАК СГУ, несколько лет является председателем ГАК Астраханского госуниверситета по специальности “Физика”.

Был избран академиком Международной академии наук высшей школы, академиком Академии проблем качества РФ, действительным членом Нью-Йоркской академии наук.

В 1998 году ему присвоено почетное звание “Заслуженный работник высшей школы РФ”. Принимал активное участие в общественной жизни факультета и университета- 5 лет был председателем профбюро физического факультета, более 20 лет являлся членом Ученого совета СГУ. Имел звание “Почетный профессор СГУ”. Был награжден грамотой губернатора Саратовской области.

В течении 10 лет был деканом физического факультета (1989-1999г.г.). Большой практический опыт позволил ему создать на факультете творческую атмосферу. Были расширены связи факультета с промышленными предприятиями, академическими институтами, школами и лицеями путем создания 13-ти филиалов кафедр, два из которых созданы в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна). При непосредственном участии Березина В.И. на факультете была открыта новая специальность “Биофизика” и созданы 2 новых кафедры- кафедра теоретической и математической физики и кафедра лазерной и компьютерной физики.

Организаторские способности Березина В.И. в области научно-педагогической деятельности проявились на ранней стадии его творческой карьеры, когда в период 1967-69 г.г. он заведовал кафедрой физики Конакрыйского университета (Гвинея). Он свободно владел французским языком. В этот период им с успехом были прочитаны на французском языке курсы лекций по физической оптике, атомной физике и спектроскопии. Дипломные работы, выполненные под руководством Березина В.И., позволили выпускникам Конакрыйского университета поступить в аспирантуру в российские вузы.

Круг научных интересов Березина В.И. был очень широк, начиная от задач, связанных с проблемами ресурсосбережения, экологии, применения жидких кристаллов в устройствах отображения информации, и заканчивая работами по разработке математических методов и алгоритмов решения обратных спектральных задач, которые широко используются в физике, химии, биологии и биофизике. Общий список его научных публикаций содержит более 200 работ.

Березин В.И. создал в 2002 году межкафедральную лабораторию “Квантовых моделей и молекулярного моделирования”, в которой только за 3 года (2004-2006г.г.) было защищено 7 кандидатских и 1 докторская диссертация.

Он вошел в список выдающихся людей XX-го столетия в области образования и науки, опубликованный Английским биографическим обществом в честь Миллениума.

Березин В.И., как признанный специалист в области молекулярной спектроскопии, объединял вокруг себя молодежь и научные кадры г. Саратова, работающие в области оптики и спектроскопии. Являлся настоящим лидером признанной в мире саратовской школы спектроскопистов, Березин В.И. достойно продолжал и развивал научные традиции, созданные основоположниками этой школы профессорами Ковнером М.А., Свердловым Л.М., Ковалевым И.Ф.

Последние годы творческой жизни В.И. Березина прошли на кафедре Прикладной физики где он работал профессором. Несмотря на тяжелую болезнь, практически конца своих дней В.И. Березин продолжал читать лекции и вести практические занятия у студентов физического факультета, являясь примером человеческого мужества и любви к своей профессии. Светлая ему память!

Профессор кафедры оптики и биофотоники д.ф.-м.н. К.В. Березин

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

Имя Вадима Сергеевича Ильина заслуженно вписано в славную историю физического факультета Саратовского университета и неразрывно связано с его теоретическими исследованиями в области электродинамики сверхвысоких частот. Прямой ученик выдающегося радиопизика В.И. Калинина, Вадим Сергеевич быстро стал авторитетным специалистом, защитил кандидатскую, а затем и докторскую диссертацию, стал профессором. При этом он был очень открытым и дружелюбным человеком с широкими интересами, прекрасным собеседником, подлинным интеллигентом в третьем поколении. Факультет ощущает большую потерю этого замечательного сотрудника и всегда будет его помнить.



ВАДИМ СЕРГЕЕВИЧ ИЛЬИН

14.09.1932 – 5.04.2015

ИЗ БИОГРАФИИ

5 апреля 2015 г. ушел из жизни старейший радиопизик Саратовского университета Вадим Сергеевич Ильин. Интересна сама по себе уже его генеалогическая линия: его дед окончил Сорбонну, в предвоенные годы был главным инженером Сарэнерго, участвовал в расширении СарГРЭС, в строительстве Киевской и некоторых других тепловых электростанций; он участвовал в сооружении газопровода из Елшанки в Саратов и переводил (впервые в СССР) СарГрЭС на газовое топливо.

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

В. С. Ильин, выпускник 1950 года знаменитой в истории г. Саратова 19-й средней школы, был одноклассником ставших впоследствии известными учеными – физика-теоретика, академика АН СССР (РАН) Л.П. Питаевского, профессора-палеонтолога В. Г. Очева и профессора-микробиолога Г. М. Шуба.

В 1950 г. Вадим Сергеевич поступил на физический факультет Саратовского университета, после окончания которого в 1955 г. стал аспирантом одного из основателей саратовской радиофизической научной школы Венедикта Ивановича Калинина. Имя В.И. Калинина широко известно, в частности, как автора (совместно с Г.М. Герштейном) выдающегося образовательного «бестселлера» второй половины прошлого столетия – учебника «Введение в радиофизику» для высших учебных заведений.

Свою кандидатскую диссертацию В.С. Ильин защитил в 1960 г. в ведущем центре радиофизических исследований СССР – Горьковском государственном университете и был принят В.И. Калининым на возглавляемую им кафедру радиофизики. В своей кандидатской диссертации В.С. Ильин блестяще продемонстрировал эффективность применения вариационных методов для решения сложных радиофизических задач.

Научное творчество Вадима Сергеевича отличают качество и глубина, делающие полученные им результаты актуальными до сих пор. Так, ему и его ближайшему коллеге по кафедре радиофизики В.М. Дашенкову принадлежат пионерские работы по замедляющим системам, являющимся основным элементом вакуумных СВЧ генераторов и усилителей. В этих работах ими была высказана мысль об аналогии этих устройств с так называемыми фотонными кристаллами, исследование и практическое применение которых активно ведется в настоящее время.

Вадим Сергеевич гармонично сочетал в себе черты физика-теоретика с талантом экспериментатора. Он автор оригинальных изобретений в области СВЧ техники, нашедших применение в практике и воплощенных, как говорят инженеры, «в железе».

По выражению Г.М. Герштейна, приемника В.И. Калинина на посту заведующего кафедрой радиофизики, В.С. Ильин был представителем «романтического» направления в физике, в противоположность к чисто «прагматическому» направлению в том плане, что его творческой особенностью было стремление докопаться до сути вопроса, глубины и ясности его понимания. Начиная с середины 80-х годов, Вадим Сергеевич все большее внимание уделял сложным фундаментальным проблемам классической электродинамики, которую он глубоко понимал и как ученый, и как преподаватель. При этом он использовал свой богатый опыт работы в качестве инженера-радиофизика. Идеи В.С. Ильина неоднократно становились центром оживленных обсуждений и дискуссий. Он предлагал свои, нетрадиционные взгляды на проблемы электромагнетизма, которые порой вразрез шли с устоявшимися, казалось, положениями. К началу нового столетия В.С. Ильин обобщил свои научные воззрения и издал фундаментальную монографию «Электродинамика свободных полей», по которой защитил диссертацию «Распространение электромагнитных волн и транспорт энергии в сложных волноводящих системах» на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Опонирующей организацией по этой работе выступала Лаборатория теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна Московской области). Уже одно это свидетельствует о том, что специалисты в области теоретической физики подтверждали обоснованность постановки проблем и считали интересными и важными полученные результаты. В настоящее время книга В.С. Ильина является одним из ориентиров для будущих исследований фундаментальных проблем электродинамики.

Многие годы В.С. Ильин был руководителем известного своим высоким научным уровнем, требовательностью и принципиальностью научного семинара кафедры радиофизики, давшего своего рода «путевку в жизнь» молодым соискателям ученых степеней. Среди учеников В.С. Ильина – принадлежащие разным поколениям известные физики Э. Куликов и И. Нефедов.

С близкими к себе по духу людьми Вадим Сергеевич любил обсуждать, по его выражению, «Положение Дел в Окружающей Действительности» (выражение и орфография В.С. Ильина). Он дружил с теми, кто «любил думать» (и это было и для него самого «живой потребностью, наслаждением и удовольствием») и для кого «энциклопедичность исключала примирение с примитивными, поспешными и вульгарными решениями». Одним из таких друзей Вадима Сергеевича был выдающийся профессор физического факультета Александр Федорович Голубенцев.

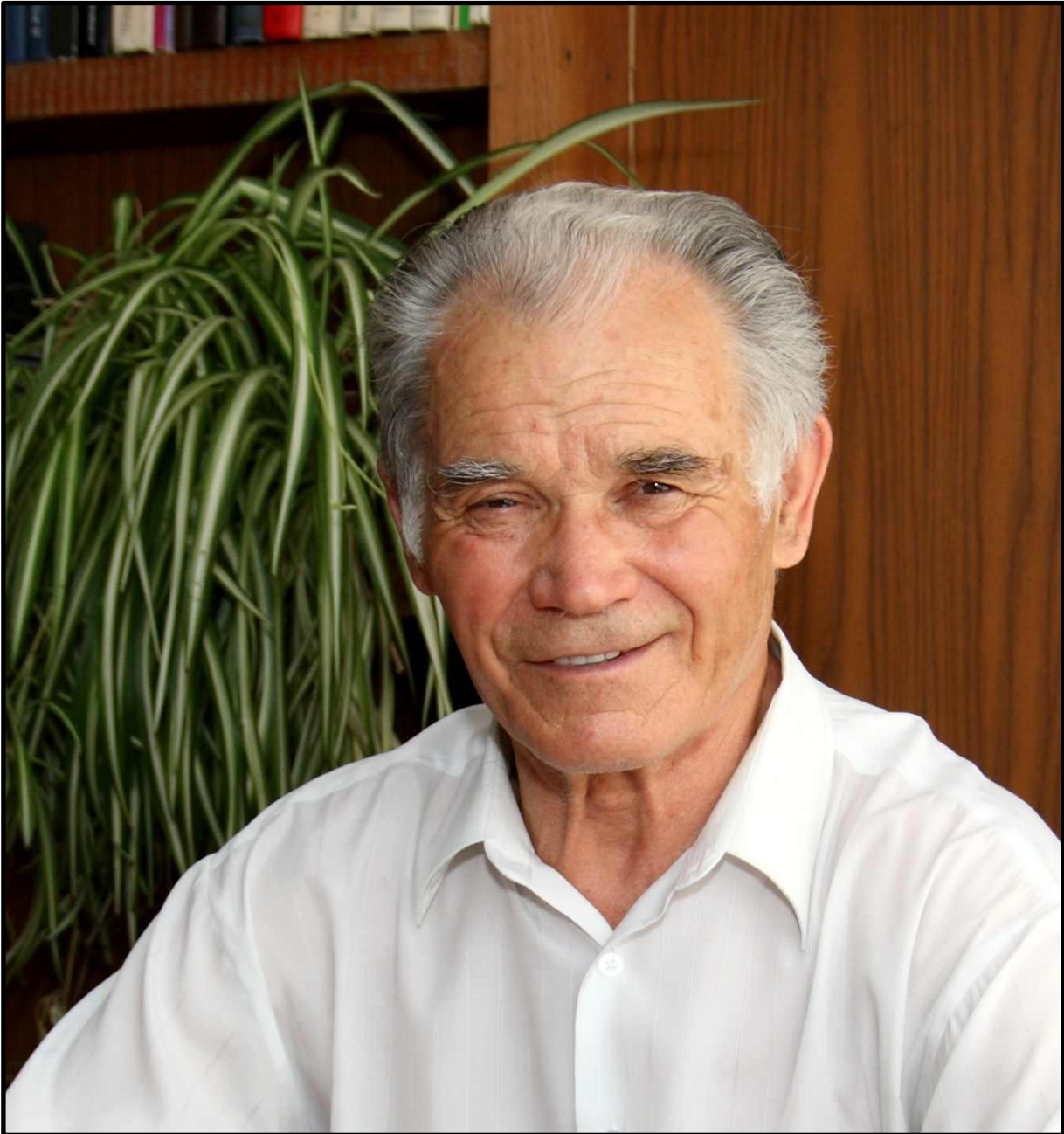
Вадим Сергеевич не был замкнут исключительно на научных вопросах – он любил изучать мемуарно-историческую литературу, досконально знакомиться с принципами конструирования воздушных и морских судов, а в молодости увлекался экстремальными видами спорта – альпинизмом, горным туризмом и горными лыжами. Можно вспомнить, например, уникальное восхождение в 1990-е годы руководимой им группы на Ушбинский перевал на Кавказе – этот маршрут имеет высшую категорию сложности.

Вадиму Сергеевичу была присуща исключительная порядочность, скромность, бескорыстие и принципиальность. Это был сильный, мужественный, надежный человек. В его присутствии люди становились выше и светлее. Он оставил о себе прекрасную память у своих друзей, коллег по совместной работе, выпускников физического факультета Саратовского университета различных поколений.

Д. А. Усанов
С. А. Смолянский
В. М. Аникин

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

Виктора Петровича Степанчука по праву можно считать легендой физического факультета и всего Саратовского университета в целом. Человек без малого 60 лет (!) проработал на благо родного вуза, активно участвуя в его научной, педагогической и общественной жизни. В 1966 году в СГУ им была защищена кандидатская диссертация под руководством известного физика С.П. Капицы. Далее началась педагогическая деятельность, и в 1973 году он становится заведующим кафедрой электро- и радиотехники (впоследствии радиотехники и электродинамики). Именно с этой кафедрой и связана большая часть творческой жизни Виктора Петровича на физическом факультете. На посту заведующего кафедрой он проработал 26 лет, и на это же время пришелся и яркий период работы на посту декана физического факультета (1976-1982 гг.).



СТЕПАНЧУК ВИКТОР ПЕТРОВИЧ

10.01.1929 – 22.10.2015

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

ИЗ БИОГРАФИИ

Виктор Петрович Степанчук родился 10 (по документам – 22) января 1929 г. д. Н. Липовка Ворошиловского (Саратовского) района Саратовской области. Его родители, Степанчук Петр Селиверстович и Анна Кондратьевна, – из крестьян, родом с Украины, с 1929г – колхозники. В семье были сын и три дочери. Отец погиб на фронте в 1943 г.

С 1943 по 1947 г. В.П. Степанчук – учащийся Саратовского нефтяного техникума. С августа 1947 по май 1948 г работал слесарем Харьковского регенеративного завода «Укрнефтьснаба». С июня 1948г по декабрь 1949г. – лаборант НИИ механики и физики при СГУ.

В 1949 г. поступил на физический факультет СГУ, который окончил в июне 1954 г. После учебы был направлен в НИИМФ СГУ старшим научным сотрудником. В октябре 1954 г. избран первым секретарем Кировского райкома комсомола. В октябре 1955 г. поступил в аспирантуру на кафедру электроники. В 1957 году перевелся в заочную аспирантуру и перешел на работу в проблемную лабораторию ядерной физики СГУ старшим инженером.

С сентября 1966 г. – старший преподаватель, а затем доцент кафедры общей физики. В 1970 году переведен доцентом на кафедру электроники в связи с передачей лекционного курса по электронике на эту кафедру. В июне 1973 г. назначен, а в 1974 г. избран заведующим кафедрой электро- и радиотехники, которой заведовал до августа 1999 г. С сентября 1999 г. – профессор этой кафедры, с 1976 г. по 1982 г. – декан физического факультета СГУ.

Научной работой в области электроники сверхвысоких частот начал заниматься в студенческие годы под руководством доцента Алексея Николаевича Суса. Дипломная работа была выполнена под руководством доцента Владимира Николаевича Шевчика. В аспирантуре занимался под руководством доцента Бориса Михайловича Заморозкова исследованием проблемы вывода энергии из электронных приборов сверхвысоких частот. С 1957 г. по 1961 г. занимался запуском, эксплуатацией и исследованием ускорителя электронов – бетатрона на 25 МэВ.

В конце 1961 г. начал работы по исследованию циклического резонансного ускорителя электронов – микротрона. В течение 1962–1964 гг., при поддержке профессора, доктора физико-математических наук Сергея Петровича Капицы, руководителя микротронного направления в Институте физических проблем АН СССР, в Саратове был разработан, изготовлен и запущен в лаборатории ускорителей СГУ микротрон на 7,5 МэВ. На нем были проведены исследования высокочастотной системы микротрона, по результатам которых В.П. Степанчук в 1966 г. защитил в СГУ диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Его научным руководителем был С.П. Капица.

Все дальнейшие научные работы Виктора Петровича посвящены изучению физических процессов в микротроне и созданию действующих установок для научных и прикладных целей. По этой тематике опубликовано более 120 работ, получено более 30 авторских свидетельств на изобретения. В лаборатории ускорителей под руководством В.П. Степанчука разработаны, построены на саратовских предприятиях и переданы заказчикам (Центральному научно-исследовательскому рентгено радиологическому институту Минздрава СССР в г. Ленинграде, Ядерному центру в г. Арзамасе-16, Химико-технологическому институту в г. Люберцы, Московской области и др.) более 10 микротронов, работающих в 10-см и 3-см диапазонах.

В 1984 г. В.П. Степанчук в совете Московского инженерно-физического института защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук на тему "Создание микротронов для научных и прикладных целей". В 1985 году ему присвоено звание профессора по кафедре электро- и радиотехники. Под его руководством защищены 4 тили кандидатские диссертации.

На протяжении ряда лет В.П. Степанчук был научным руководителем лаборатории ускорителей СГУ. С 2000 г. он является научным руководителем Научно-учебного центра ядерной физики и ускорителей СГУ.

В разные годы был членом секции микротронов и индукционных ускорителей Научного совета по ускорителям Академии наук СССР, членом правления координационного совета при Министерстве образования РФ и председателем секции «Электроника СВЧ» этого совета.

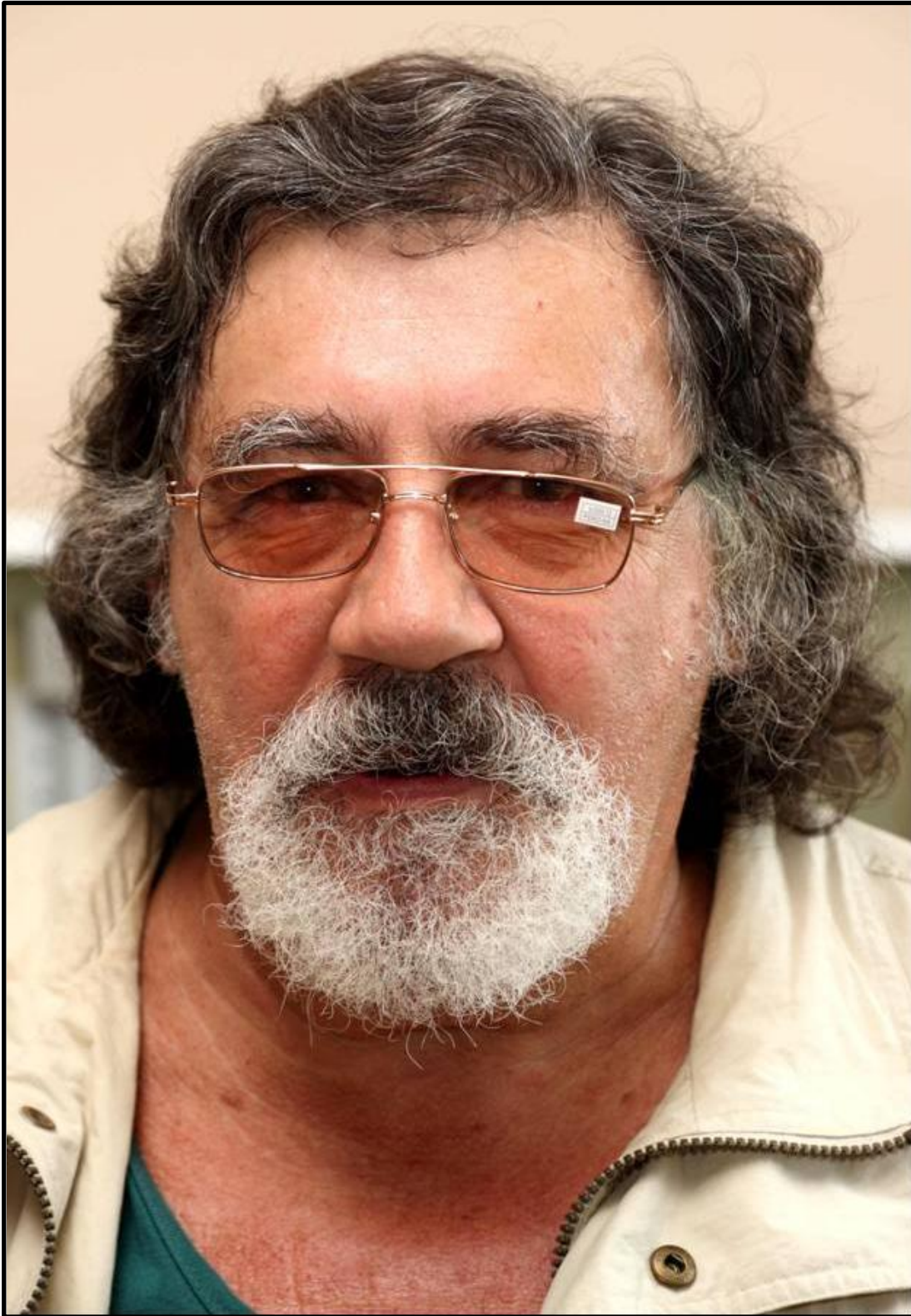
Со студенческих лет Виктор Петрович активно занимался общественной работой, избирался депутатом районного совета Кировского района. Занимался спортом (1-й спортивный разряд по гребле и по бадминтону), с 1969 г. – энтузиаст зимнего закаливания («моржевания»).

Награжден медалями «За доблестный труд. В ознаменование 100-летия со дня рождения В.И. Ленина» и «Ветеран труда», серебряной и бронзовой медалями ВДНХ СССР, нагрудным знаком «Изобретатель СССР», нагрудным знаком высшей школы СССР «За отличные успехи в работе».

Светлая память о Викторе Петровиче навсегда сохранится на физическом факультете и в сердцах всех, кто общался с этим замечательным человеком.

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

Невозможно поверить, что рядом с нами нет больше Владимира Владимировича, самого жизненнолюбивого, открытого. Талантливого человека. У него всё в жизни получалось: учёный, прекрасный педагог и лектор, волгарь – рыбак и лодочник, автомобилист с прекрасными руками, садовод



и огородник высшего класса...

НОВОСЕЛОВ ВЛАДИМИР ВЛАДИМИРОВИЧ

01.09.1947 – 18.04.2015

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

ИЗ БИОГРАФИИ

Весной 2015 года кафедра прикладной физики понесла тяжёлую утрату, ушел из жизни вскоре после трудной операции доцент кафедры Владимир Владимирович Новоселов. Это был один из тех людей, о которых говорят – сам себя сделал. Рано оставшись сиротой, Владимир имел немного шансов в жизни, однако счастливо избежал множества опасностей. Со дня получения паспорта он начал трудовую деятельность, завершил обучение в средней школе. Поступив на вечернее отделение физического факультета, В. Новоселов стал одним из лучших студентов и переведён на дневное обучение, а после окончания факультета оставлен на работе в НИИ механики и физики. Вскоре В. Новоселов стал преподавателем, в 1981 году защитил кандидатскую диссертацию по двум специальностям, радиофизике и теплофизике и теоретической теплотехнике, и получил звание доцента. Обладая обширными знаниями, твёрдым самостоятельным характером и чувством нового, В.В. Новоселов возглавил в университете программу целевой подготовки специалистов (ЦИПС), проработав на протяжении ряда лет проректором СГУ по этому направлению. Многие годы он отдал работе в качестве заместителя декана по учебной работе, решая самые трудные проблемы в работе со студентами. Нельзя не отметить большую общественную работу Владимира Владимировича, в частности, руководство избирательным участком при Саратовском университете на протяжении двух десятков лет. Был он и комсомольским секретарём, и членом месткома, и одним из руководителей философского семинара на самой большой кафедре физического факультета.

Чтение курса общей физики – это особая работа на физическом факультете, лекторов по этому курсу не так много, и В.В. Новоселов был одним из наиболее профессиональных, его лекции всегда были глубокими и доходчивыми, пользовались большим уважением студентов всех факультетов, где наш коллега вёл курс физики. В. Новоселов подготовил и опубликовал несколько пособий в помощь студентам и молодым преподавателям.

Научная работа В.В. Новоселова связана с проблемами теплофизики электровакуумных приборов и радиофизических устройств, включая полупроводниковую электронику.

В коллективе кафедры и физического факультета В.В. Новоселова любили и ценили за огромные знания и опытность во всех делах, оптимизм, чувство юмора и врождённую мудрость, часто помогавшую решать самые трудные проблемы. К нему каждый из нас обращался за советами по садоводству и рыбной ловле, по ремонту автомашины и проблемам преподавания, во всех делах он проявлял знания, опыт и собственное мнение.

В.В. Новоселов вырастил дочь, которая пошла по его стопам, окончила физический факультет, магистратуру, а сейчас учится в аспирантуре по кафедре оптики и биофотоники.

На кафедре и на физическом факультете всегда будут помнить своего прекрасного товарища Владимира Владимировича Новоселова.

А.В. Новоселова, В.М. Аникин,
А.С. Шаповалов, М.А. Старшов, С.В. Овчинников,
Л.Н. Новоселова, Р.М. Балинский, А.А. Пономарева

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

Смерть всегда трагична, но особенно несправедливым кажется уход из жизни молодого человека. Вот и смерть Юры Ноянова потрясла всех, кто знал этого большого, сильного, талантливого человека. Он прошёл хорошую жизненную школу, учился физике в лучшем учебном заведении страны по этому профилю. Он принимал участие в работах огромной важности и сложности в группе специалистов, отмеченной правительственной премией. Юрий Владимирович был активным человеком, он живо интересовался международной политикой и экономикой, знания его были глубоки и разнообразны, с ним было интересно говорить и трудно спорить, при его знаниях он обладал и железной логикой. Факультет потерял очень перспективного работника.



ЮРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ НОЯНОВ
30.07.1970–25.11.2015

ИЗ БИОГРАФИИ

25 ноября 2015 г. безвременно и скоропостижно, на 45-м году жизни, скончался инженер базовой кафедры компьютерной физики и метаматериалов физического факультета СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН Юрий Владимирович Ноянов. Он был специалистом мирового класса в области компьютерного мониторинга производственных процессов. В течение 20 лет он работал в группе мостостроителей АО «Волгомост» (Мостоотряд № 8), деятельность которой за внедрение передовых технологий строительства мостовых переходов большой протяженности на реках Волге и Каме в 2002 г. была отмечена Премией Правительства Российской Федерации в области науки и техники.

Ю. В. Ноянов разработал системы компьютерного мониторинга двух важных этапов строительства мостов – систему визуализации формы уширений буронабивных свай фундаментов мостовых опор на основе автоматизированного ультразвукового комплекса и систему компьютерного слежения за напряженно-деформируемым состоянием опор и пролетного строения при его продвижении на опору моста. Результаты этих работ впервые были представлены на конгрессе по мостостроению в Японии, проводившемся международной ассоциацией International Association for Bridge and Structural Engineering (см.: Chemerinsky O., Seliverstov V., Chvyrev A., Akatov V., Nayanov Yu. Controlling Methods of Bridge Launching Process//IABSE Symposium on Long-Span and High-Rise Structures. Kobe, Japan. 1998, September 2–4. Kobe: IABSE, 1998. P. 501-506).

ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ

Дальнейшие этапы развития мониторинговой системы освещены в публикациях:

1. Наянов В. И., Ноянов Ю. В. Современные технологии контроля в строительстве внеклассных мостов // Транспортное строительство. 2007. № 1. С. 86–87.

2. Наянов В. И., Ноянов Ю. В. Автоматизированная система мониторинга напряженного состояния мостовых конструкций в процессе строительства внеклассных мостовых переходов федерального значения в гг. Саратове, Казани, Волгограде, Астрахани и Ульяновске в режиме реального времени // Третий Саратовский салон изобретений, инноваций и инвестиций: в 2 ч. Ч. 1. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2007. С. 105–106.

3. Наянов В.И., Ноянов Ю.В. Компьютерная визуализация формы уширений буронабивных свай при строительстве внеклассных мостов // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2014. Вып. 17. С. 43–49.

4. Наянов В.И., Ноянов Ю.В. Компьютерный контроль процесса надвигки неразрезных мостовых пролетов // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2014. Вып. 17. С. 36–42.

5. Наянов В.И., Ноянов Ю.В., Романов Д.В., Копёнкин В. С., Данковцев А. Ф. Результаты компьютерного мониторинга производственного процесса разборки монтажного стыка пролётного строения моста через р. Каму у с. Сорочьи Горы на автодороге Казань – Чистополь – Бугульма // Вестник мостостроения. 2014. № 1. С. 33–39.

Внедрение методов компьютерного мониторинга при строительстве мостов федерального значения обеспечивало безопасность и скорость строительства (реконструкции) мостов при одновременном существенном сокращении расходов.

К сожалению, последний год жизни Ю.В. Ноянов в силу объективных причин оставался вне больших дел. Он отдавал свои знания и силы совершенствованию учебного процесса на кафедре, постоянно пополнял свои знания в области цифровой техники и программирования. Он оставил о себе память как о необыкновенно талантливом и знающем человеке, которому по плечу были самые сложные задачи.



На снимке: Ю. В. Ноянов демонстрирует работу автоматизированной системы контроля надвигки мостовых пролетов руководству Саратовской области.

СОДЕРЖАНИЕ

В.М. Аникин	Физический факультет СГУ: памятные даты	3
ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ		
В.С. Кошелев, В.В. Новоселов, А.С. Шаповалов	О программах курсов теплофизической направленности для студентов-физиков бакалавриата	8
С.А. Антонов, А.С. Бирюков, В.В. Машников	Нелинейные колебания математического маятника	17
А.С. Шаповалов, В.В. Машников, С.А. Шаповалов	О статистическом выводе закона Ома	21
В.В. Машников, А.С. Шаповалов	Об одном методе решения уравнения движения ангармонического осциллятора	23
И.А. Шаповалова	Использование мультимедиа и электронных учебников на занятиях по английскому языку	25
ТЕПЛОФИЗИКА		
В.С. Кошелев, В.В. Новоселов, С.В. Овчинников	Соотношения для инженерного расчета коэффициента конвективной теплоотдачи при теплофизическом моделировании радиоэлектронной аппаратуры	27
И.А. Ермолаев, А.И. Шмырев	Определение величин темпа охлаждения методом вычислительного эксперимента	33
М.В. Давидович, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев, В.Я. Явчуновский	Одномерная цилиндрическая тепловая задача без начальных условий	35
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ		
В.С.Ильин, А.С. Шаповалов, В.В. Комаров	О вещественном описании электромагнитных процессов в электро- и радиоцепях	38
М.Г. Инкин, К.В. Мироненко., Л.М. Минкин, А.С. Шаповалов	Частотные характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера	48
К.В. Мироненко, М.Г. Инкин, Л.М. Минкин, А.С. Шаповалов	Энергетические характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера	52
ДИСКУССИЯ		
М.А. Старшов	Две ошибки Рубенса и Бугера	54
Г.Е. Гарбер	Вычисление физических характеристик для модели нейтрона Резерфорда на основе квантовой теории	57
ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА		
Д.В. Буланов, И.А. Корнев, А.К. Кобец, А.С. Шаповалов	Синтез конфигурации систем климата для электрических транспортных средств	65
Д.В. Буланов, И.А. Корнев, А.К. Кобец	Современные пути формирования систем обеспечения климата трамвайных вагонов для различных регионов РФ	71
Д.В. Буланов, И.А. Корнев, А.К. Кобец	Сравнительный анализ различных конфигураций и режимов работы тепловых завес для электрических транспортных средств. Часть 1	76
Д.В. Буланов, И.А. Корнев, А.К. Кобец	Сравнительный анализ различных конфигураций и режимов работы тепловых завес для электрических транспортных средств. Часть 2	81
И. А. Корнев, А. В. Скрипаль, Д. А. Усанов	Использование суперконденсаторов в системах энергосбережения и обеспечения автономного хода подвижных средств электрического транспорта.	86
М.В. Давидович, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев	Нелинейная динамика теплопереноса в цилиндрических и сферических структурах	93
	Сведения об авторах статей сборника	99
	ПАМЯТИ ТОВАРИЩЕЙ	100
	СОДЕРЖАНИЕ	112
	CONTENTS	113

CONTENTS

V. M. Anikin	Physical Faculty of Saratov State University: Memorable Dates	3
EDUCATION: METHODOLOGICAL DEVELOPMENT		
V.S. Koshelev, V.V. Novoselov, A.S. Shapovalov	Programs of Thermophysical Orientation Courses for Bachelor Physics Students	8
A. S. Antonov, A. S. Biryukov, V.V. Mashnikov	Nonlinear Oscillations of Mathematical Pendulum	17
A.S. Shapovalov, V.V. Mashnikov, S.A. Shapovalov	About Statistical Calculation of Ohm's Law	21
V.V. Mashnikov, A.S. Shapovalov	About One Method of Solving an Equation of Anharmonic Oscillator Motion	23
I.A. Shapovalova	Use of Multimedia and Electronic Books at English Lessons	25
THERMOPHYSICS		
V.S. Koshelev, V.V. Novoselov, S.V. Ovchinnikov	The Equations for Engineering Calculation Heat Transfer Coefficient With the Aim of Radio-Electronic Equipment Thermal Physics Simulation	27
I.A. Yermolaev, A.I. Shmyrev	Determination of the Cooling Rate by the Method of Computational Experiment	33
M. V. Davidovich, I. A. Kornev, A. I. Timofeev, V. Y. Yavchunovsky	One-Dimensional Cylindrical Heat Problem Without Initial Conditions	35
ELECTROMAGNETISM		
V.S. Ilyin, V.V. Komarov, A.S. Shapovalov	About the Real Description of Electromagnetic Processes in Electrical and Radio Networks	38
M.G. Inkin, K.V. Mironenko, L.M. Minkin, A.S. Shapovalov	Frequency Characteristics of Anomalous Shot Noise for Symmetric Three-Level Model of Inhomogeneous Emitter	48
K.V. Mironenko, M.G. Inkin, L.M. Minkin, A.S. Shapovalov	Energy Characteristics of Anomalous Shot Noise for Symmetric Three-Level Model of Inhomogeneous Emitter	52
DISCUSSION		
M. A. Starshov	Two Mistakes Of Rubens And Bouguer	54
G.E. Garber	Calculation of Physical Characteristics for Rutherford's Model of Neutron on the Basis of Quantum Theory	57
ENGINEERING		
D.V. Bulanov, I.A. Kornev, A.K. Kobets, A.S. Schapovalov	Development a Configuration of Climate Systems for Public Electric Transport	65
V.Y. Yavchunovsky, S.V. Ivanov, A.K. Kobets	Modern Ways of Forming Support Systems Climate of Tramcars for Different Regions of Russian Federation	71
D.V. Bulanov, I.A. Kornev, A.K. Kobets	Comparative Analysis of Different Configurations and Operation Modes of Air Curtains for Public Electrical Transport	76
D.V. Bulanov, I.A. Kornev, A.K. Kobets	Comparative Analysis of Different Configurations and Operation Modes of Air Curtains for Public Electrical Transport	81
I.A. Kornev, A.V. Skripal, D.A. Usanov	Part 1. Common Approaches to Design of Air Curtains Part 2. Design of Air Curtains System for Commuter Trains Use of Supercapacitors In Energy Saving Systems and Providing Autonomous Run of Electric Transport Vehicles	86
M. V. Davidovich, I. A. Kornev, A. I. Timofeev	Nonlinear Dynamics of Heat Transfer in Cylindrical and Spherical Structures	93
	List of Authors	99
	IM MEMORIAM	100
	CONTENTS IN RUSSIAN	112
	CONTENTS IN ENGLISH	113