

10-Электрофизика

Ананьин Михаил Владимирович, м. н. с.
Институт Электрофизики УрО РАН, -

Импульсный рентгеновский аппарат

Научный руководитель: Филатов Александр Леонидович, Доктор технических наук, Заведующий лабораторией, Институт Электрофизики

Адрес: г. Екатеринбург ул. Амундсена д. 106

Телефон: (3432)67-87-66

E-Mail: aspirt@yandex.ru стр. 715

Блинов Михаил Фёдорович, 6 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический

Моделирование динамики частиц в согласующем устройстве с применением резонатора с модой TE011

Научный руководитель: Логачев Павел Владимирович, к. ф.-м. н, зав. лаб., Институт Ядерной физики

Адрес: 630090 г. Новосибирск ул. Пирогова 14 к 320м

E-Mail: mixa@gorodok.net стр. 715

Брянский Николай Валерьевич, аспирант
Иркутский Государственный Университет, физический

Экспериментальное исследование электронакопительных свойств глино-водного композита

Научный руководитель: Мецик Михаил Степанович, д. ф.-м. н, профессор, Иркутский Государственный Университет

Адрес: 664003 Иркутск, б. Гагарина 20

Телефон: (3952)24-32-71

E-Mail: tridigron@yandex.ru стр. 717

Вегера Жанна Геннадьевна, аспирант
Ставропольский государственный университет, физико-математический

Особенности реологических свойств магнитных жидкостей, обусловленные процессами структурирования в электрическом и магнитном полях

Научный руководитель: Диканский Юрий Иванович, д. ф.-м. н, профессор, Ставропольский государственный университет, кафедра общей физики

Адрес: 355009 г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1

Телефон: (8652) 35-33-48

E-Mail: veguera@yandex.ru стр. 719

Долгополов Виктор Евгеньевич, 6 курс
Новосибирский государственный университет, физический

Исследование пульсаций энергии ускоренных электронов в ускорителе ЭЛВ12 мощностью 400 КВт

Научный руководитель: Немытов Петр Иванович, к. т. н., с. н. с., Институт Ядерной Физики им. Будкера

Адрес: 630090 г.Новосибирск, ул. Пирогова 14 к 311

Телефон: (3832) 39-40-16

E-Mail: vicktord@mail.ru стр. 721

Измоленов Михаил Николаевич, 5 курс
Уральский государственный технический университет, физико-технический

Генератор высоковольтных наносекундных импульсов с полупроводниковым прерывателем тока

Научный руководитель: Кузнецов Дмитрий Леонидович, к. ф.-м. н, с.н.с., Институт электрофизики УрО РАН

Адрес: 620050, г.Екатеринбург, ул.Коуровская 12-8

Телефон: (3432)67-87-87

E-Mail: kdl@ier.uran.ru стр. 723

Колесников Денис Сергеевич, 2-й курс магистратуры
Новосибирский Государственный Университет, физический
Методика расчёта и конструирования выпускных устройств для ускорителей электронов
Научный руководитель: Радченко Вадим Митрофанович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, Институт Ядерной Физики СО РАН
Адрес: 630090 Новосибирск Ул Пирогова 14
E-Mail: denis_kolesnikov@ngs.ru стр. 724

Литвинова Ман Нен, аспирант
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Естественнонаучный
Электрооптический метод определения кристаллофизических осей кристалла ниобата лития
Научный руководитель: Криштоп Виктор Владимирович, к. ф.-м. н, доцент кафедры `Физика`, ДВГУПС
Адрес: 680021, г. Хабаровск, ул.Серышева, 47, ДВГУПС
Телефон: (4212)35-91-14
E-Mail: krishtop@list.ru стр. 593

Родина Ирина Сергеевна, магистрант
Ростовский Государственный Университет, физический
Изменение локальной структуры котодного материала Li-Ni-O в процессе заряда-разряда батареи
Научный руководитель: Солдатов Александр Владимирович, д. ф.-м. н, профессор, Ростовский Государственный Университет
Адрес: Ростов -на-Дону, Зорге 5, 344090
Телефон: (8632)22-08-70
E-Mail: xanes@phys.rsu.ru стр. 257

Самойлов Вадим Владимирович, ведущий научный сотрудник
ЗАО `Контактор`, Научно-исследовательский отдел
Обобщение модели Хольма-Буша стягивания тока для многоточечных контактов
Адрес: 432017 Ульяновск, ул. Гончарова, д. 22, кв. 16
Телефон: (8422) 49-02-06
E-Mail: samoilov_vadim@mail.ru стр. 726

Ставцева Ольга Владимировна, 4 курс
Орловский государственный университет, физико-математический
Два касающихся диэлектрических шара во внешнем электрическом поле.
Научный руководитель: Дьяконов Сергей Николаевич, без степени, Ст. преподаватель, Орловский государственный университет
Адрес: 302026 г. Орел, ул. Маяковского, д. 60, кв. 69
Телефон: (0862) 77-71-61
E-Mail: ovschdn@rekom.ru стр. 728

Яханова Наталья Евгеньевна,
Башкирский Государственный университет
Природа носителей электрического тока в квазидвумерном графите
E-Mail: syavka.home@mail.ru стр. 731

Импульсный рентгеновский аппарат
Ананьин Михаил Владимирович
Корженевский Сергей Романович, Филатов Александр Леонидович
Институт Электрофизики УрО РАН
Филатов Александр Леонидович д.т.н.
aspirt@yandex.ru

Для медицинской диагностики изготовлен 125 кВ импульсный наносекундный рентгеновский аппарат с частотой следования импульсов до 1000 Гц, выходной мощностью до 800 Вт и массой 15 кг.

В качестве питающего устройства используется наносекундный генератор высоковольтных импульсов с полностью твердотельной системой коммутации. Исключение из конструкции генератора разрядников-обострителей позволило создать рентгеновский аппарат, ресурс которого определяется лишь рентгеновской трубкой.

Для генерации рентгеновского излучения разработана острофокусная рентгеновская трубка с холодным катодом.

Проведены исследования теплового режима специально изготовленных рентгеновских трубок, отличающихся конструкцией анода и геометрией электродного узла. Сравнения проводились на определенных фиксированных экспозициях, при этом определялась частота следования импульсов для данной трубки, при которой появлялось характерное свечение разогретого острия анода. Система регистрации состояла из ПЗС-камеры, синхронизованной с работой генератора, и персонального компьютера (ПК).

Управление комплексом и обработка результатов эксперимента реализовано от ПК.

Полученные результаты позволяют сделать следующий вывод: увеличение объема рабочей области анодного острия, или же бомбардируемой электронами площади его поверхности улучшает тепловой режим трубки для экспозиций на уровне 0,1 с, объем и материал подложки анода имеет вторичное значение. Для экспозиций равных 3 с роль материала и объема подложки анода имеет превалирующее значение.

Моделирование динамики частиц в согласующем устройстве с применением резонатора с модой TE₀₁₁

Блинов Михаил Федорович
Новосибирский Государственный Университет
Логачев Павел Владимирович, к. ф –м. н
mixa@gorodok.net

Вскоре после появления первых электронных ускорителей в 50-х годах, они стали широко применяться для производства пучков позитронов.

Интенсивный электронный пучок из линейного ускорителя фокусируется на тонкой мишени, изготовленной из материала с большим зарядом ядра, и индуцирует электромагнитный в материале мишени. Значительная часть позитронов из электромагнитного ливня покидает мишень с большим разбросом по углу и энергии. И только малая часть этих позитронов при помощи магнитного согласующего попадает во второй линейный ускоритель. Первая часть этого линейного ускорителя состоит из ускоряющей структуры, которая помещена в соленоид с продольным магнитным полем. Дальнейшая фокусировка осуществляется с помощью квадрупольных линз, которые располагаются на последующих ускоряющих секциях этого ускорителя. Схема e^+ -источника приведена на рис. 1.

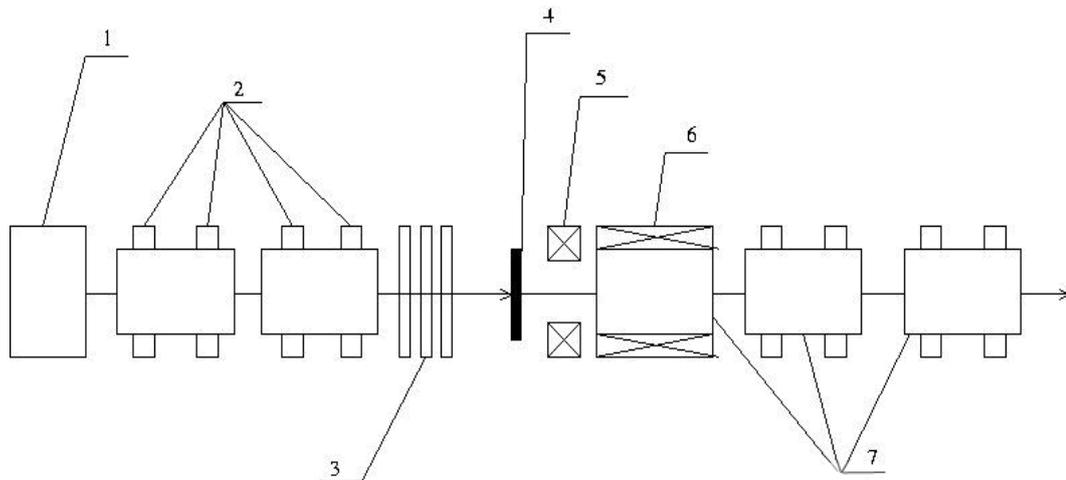


рис 1: 1-электронная пушка; 2-квадрупольные линзы;
3-электронная фокусирующая система; 4-мишень;
5-согласующее устройство; 6-соленоид; 7-ускоряющая секция.

В нескольких ускорительных центрах по всему миру проектируются линейные электрон-позитронные коллайдеры с энергией в центре масс 500 GeV и светимостью порядка $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Для таких машин требуются позитронные потоки порядка от $4 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ для проекта CLIC в CERN до $4,1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ для международного проекта TESLA. Эти величины намного больше тех, которые сейчас достигнуты на источнике SLC в SLAC. Вопрос увеличения интенсивности позитронных источников очень важен в современных проектах линейных коллайдеров. Основными недостатками современных источников позитронов являются: шестимерный фазовый объем вылетевших из мишени позитронов значительно больше акцептанса последующего ускоряющего канала линейного ускорителя; большой угловой и энергетический разброс позитронов в сгустке; большой радиальный размер сгустка. Вследствие этих особенностей с помощью современных согласующих устройств удастся собрать порядка $10^{-4} \div 10^{-3}$ частиц от числа вылетевших из мишени.

Одними из самых распространенных согласующих устройств являются четвертьволновый трансформатор (ЧВТ) и магнитный концентратор потока (КП). В обоих случаях одна или несколько ускоряющих секций, сразу следующих за согласующим устройством, помещены в поле соленоида сопровождения.

В данной работе показано, что для увеличения коэффициента сбора позитронов можно использовать модифицированный четвертьволновый трансформатор, который состоит из короткого соленоида с сильным магнитным полем, за которым следует ВЧ-резонатор с модой TE_{011} и соленоид сопровождения. В результате численной

оптимизации были получены оптимальные параметры для согласующей системы с использованием ВЧ резонатора. Были найдены численные решения для уравнений движения частиц в сложных электромагнитных полях собирающего устройства. Сделаны сравнения характеристик таких устройств. В результате численной оптимизации были получены оптимальные параметры для согласующей системы с использованием ВЧ резонатора. Показано, что при применении ВЧ-резонатора можно повысить коэффициент сбора позитронов примерно на 10%.

Экспериментальное исследование электронакопительных свойств

глино-водного композита

Брянский Николай Валерьевич

Иркутский Государственный Университет

Мецик Михаил Степанович, д. ф-м.н

tridigron@yandex.ru

В целях создания экологически чистого накопителя импульсной энергии нами исследуется аккумулятор на основе глино-водного композита с небольшими добавками ионообразующих веществ и графитовыми пористыми электродами.

При добавлении в воду небольших концентраций ионообразующих веществ: соли (например, NaCl) или щелочи (KOH, NaOH), на графитовых электродах выделяются газообразные продукты электролиза (водород, кислород), которые абсорбируются на поверхности электродов и в их порах, а так же вблизи электродов в композите (глине, слюде и других минералах), а при подключении внешней нагрузки к получившемуся элементу накопленные газы, наряду с ионами, начинают рекомбинировать, отдавая накопленный заряд. Таким образом, минерало-водный аккумулятор становится новым видом импульсного водород-кислородного топливного аккумулятора с подачей топлива (H₂) и окислителя (O₂) новым способом – электролизом воды. Этим они принципиально отличаются от известных классических топливных элементов, в которых топливо и окислитель специально подводятся к электродам извне с помощью подающих устройств.

При зарядке глино-водного композита на основе водного раствора KOH происходят следующие реакции:

- разложение на ионы электролита и перенос ионов к электродам (K⁺ к катоду, OH⁻ к аноду);
- гидратация частиц глины (образование двойных электрических слоев);
- образование вокруг гидратированных частиц положительно заряженных облаков, их слияния при достаточно большой концентрации частиц и образования своеобразной ионной плазмы;
- индуцирование в заряженных частицах дипольного момента;
- разложение воды и выделение на электродах водорода и кислорода. При объединении на электродах атомов водорода в молекулу выделяется энергия $W_H = 436$ кДж/м³, а при объединении атомов кислорода в молекулу – энергия $W_O = 496$ кДж/м³, что вызывает разогрев электролита у электродов.

В результате при разрядке такого накопителя возникает три разнородных ЭДС:

1. E водородно-кислородного газового элемента;
2. E дипольно-индуцированных частиц;
3. E ионно-концентрационная.

Газы покрывают электроды тонким слоем пузырьков и частично закрепляются на частицах глины. Таким образом, возникает водород-кислородный газовый гальванический элемент с $E_{газ} \approx 1,3$ В, который существует порядка 10^2 сек. Избыток газа выделяется в окружающую среду. Эта ЭДС характеризуется очень большой энергией.

Поля поляризованных частиц также при разряде создают дипольно-индуцированную $E_{дин}$, которая существует порядка 10^1 сек.

И, в конечном счете, самая длительно – действующая (10^3 сек) ионно-концентрационная $E_{ик}$, возникает вследствие восстановления вещества (КОН и воды) из адсорбированных в неглубоких потенциальных ямах (на частицах и электродах) ионов разных знаков (K^+ , H^+ и OH^-) в растворе электролита. Эта ЭДС наиболее долговременная за счет того, что ионам нужно время, чтобы подойти к электродам. Таким образом, эта ЭДС является практически неизменной на протяжении долгого времени (более суток), но ее энергия слишком мала по сравнению с ЭДС газовой и дипольной природы.

Предполагая, что процесс разрядки характеризуется экспоненциальным изменением силы тока, причем для каждого типа ЭДС, т.е.:

$$I = I_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + I_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} + I_3 e^{-\frac{t}{\tau_3}}, \quad (I)$$

где 1, 2 и 3 индексы соответствуют дипольному, газовому и ионному процессам.

Данное уравнение было решено в среде «Microsoft Excel /97» и для каждого процесса был вычислен его вклад в общий заряд. По полученным данным было оценено среднее квадратичное отклонение (наиболее подходящее для экспоненциальных процессов), которое было порядка 2 и менее.

Таблица 1. Вклад в общий заряд газовой, дипольной и ионной составляющей ЭДС для различных составов исследуемого композита, Кл · 10^{-3} .

Состав композита (кол-во щелочи в электролите % + влажность композита %)	Q_1	Q_2	Q_3	ΣQ_i
18,5%КОН+100%В Л	6,4	14	59	79
21%КОН	10	29	37	76
21%КОН + 100%ВЛ	7,8	30	42	79
21%КОН + 75%ВЛ	8,2	28	49	85
21%КОН + 50%ВЛ	6,1	14	44	64
31%КОН + 100%ВЛ	12	16	52	81
31%КОН + 75%ВЛ	9,6	13	49	71
31%КОН + 50%ВЛ	5,2	17	42	64

**Особенности реологических свойств магнитной жидкости,
обусловленные процессами структурирования в электрическом и
магнитном полях**

Вегера Жанна Геннадьевна

Ставропольский Государственный Университет

Диканский Юрий Иванович, д. ф.-м. н

genphys@pm.stavsu.ru

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследования структурных решеток, возникающих в движущейся магнитной жидкости при воздействии на нее постоянного электрического поля, а также влияния процессов структурообразования на реологические и оптические свойства такой среды.

В качестве объекта исследования использовалась магнитная жидкость типа магнетит в керосине с олеиновой кислотой в качестве стабилизатора. Наблюдение структуры, возникающей в тонком слое движущейся магнитной жидкости, осуществлялось с помощью оптического микроскопа, кроме того, исследовалось дифракционное рассеяние света на сформировавшейся структуре. Измерение интенсивности рассеянного света луча лазера осуществлялось с помощью фотоэлемента с диафрагмой при использовании линейного участка его характеристики. Реологические исследования проводились с помощью вискозиметрической установки с плоским каналом прямоугольного сечения (размеры $35 \times 0,05 \times 10$ мм), изготовленным из стекла с токопроводящим покрытием на внутренних стенках. Для создания электрического поля на внутренние стенки капилляра подавалось напряжение от высокостабилизированного источника, однородное магнитное поле создавалось с помощью катушек Гельмгольца.

Было установлено, что воздействие электрического поля приводит при некотором значении его напряженности к возникновению полосчатой структурной решетки с направлением полос вдоль силы тяжести. Использование луча лазера позволяет в этом случае получить дифракционную картину, соответствующую дифракционной решетке с периодом $d=5-7$ мкм. При создании в ячейке течения структура претерпевает существенные изменения. Так, первоначально возникшая под воздействием постоянного электрического поля полосчатая структурная решетка трансформируется в потоке в систему вытянутых вдоль скорости потока нитевидных образований. Достаточно хорошая регулярность структурной решетки, полученной при наличии течения, позволяет получить дифракционную картину в виде чередующихся темных и светлых пятен. Вместе с тем, расчеты, проведенные при использовании условия дифракционного максимума в этом случае оказались в плохом соответствии с измеренными с помощью оптического микроскопа. По-видимому, это связано с многослойностью и подвижностью структурной решетки, сформировавшейся при одновременном действии электрического поля и гидродинамического течения.

Существенное влияние на структурные решетки, сформировавшиеся в движущейся магнитной жидкости в электрическом поле, оказывает дополнительное действие постоянного магнитного поля; с его помощью можно как регулировать величину периода структурных решеток, так и полностью изменять их характер.

Наличие структурных образований в исследуемой среде должно приводить к особенностям ее реологических свойств. Однако полученные кривые течения магнитной жидкости оказались линейными в исследованном диапазоне скоростей сдвига. Действие электрического (при U до 10 В) и магнитного поля (до $H=3,5$ кА/м) не изменяли ньютоновского характера течения жидкости. Вместе с тем оказалось, что возникновение структурных решеток в первоначально «однородной» магнитной жидкости при воздействии на нее электрического поля оказывает влияние на характер зависимости величины вязкости магнитной жидкости от напряженности электрического поля. На рис. 1 представлена зависимость относительной величины динамической вязкости (кривая 1) от напряжения U , приложенного к боковым стенкам канала. На этом же рисунке представлена зависимость интенсивности рассеянного света от напряжения (кривая 3), которая позволяет определить величину $U_{кр}$, при котором происходит возникновение структурных образований. Как можно видеть из рисунка, при этом же значении напряжения наблюдается уменьшение коэффициента вязкости. Дополнительное действие магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости движущегося слоя магнитной жидкости несколько сглаживает это уменьшение (кривая 2).

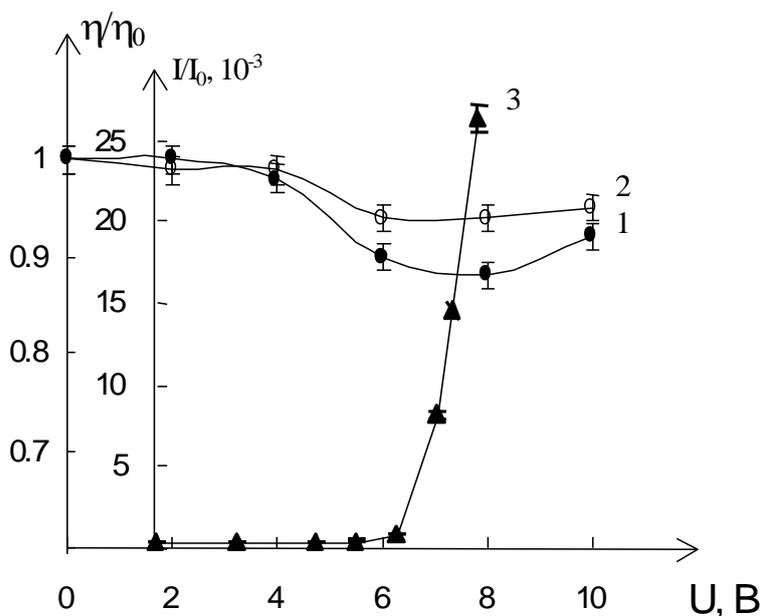


рис. 1.

Образование структурных решеток в тонких слоях магнитной жидкости при воздействии электрического поля может быть связано с повышением концентрации дисперсных частиц и формированием свободного заряда в приэлектродной области. В работе [1] в качестве механизма структурообразования в электрическом поле рассмотрено явление вытеснительной флокуляции. Действительно, в магнитной жидкости в большинстве случаев возможно присутствие несвязанных молекул олеиновой кислоты, которые, двигаясь вследствие неоднородности электрического поля, возникшей за счет сформировавшегося свободного заряда накапливаются у поверхности электродов. Повышение концентрации поверхностно-активного вещества может привести к мицеллообразованию и началу процесса вытеснительной флокуляции, приводящему к агрегированию частиц дисперсной фазы. Следует, тем не менее, заметить, что приведенное обоснование предложенного механизма

возникновения структурных образований в электрическом поле не исключает возможности иных процессов, которые также могут приводить к наблюдаемым эффектам структурирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства образования РФ (А03-2.9-783).

Список публикаций:

[1]. Диканский Ю.И., Нечаева О.А., Закинян Р.Г. Структурные превращения в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях // Коллоидный журнал. – 2003. – Т.65. - №3. – С. 338-342.

Исследование пульсаций энергии ускоренных электронов в ускорителе ЭЛВ 12 мощностью 400 кВт.

Долгополов Виктор Евгеньевич

Новосибирский Государственный Университет

Немытов Петр Иванович, к.т.н

vicktord@mail.ru

В настоящее время электронно-лучевые технологии широко используют электронные пучки в процессах: радиационной сшивки полимеров (полиэтилен, полихлорвинил, поливинилхлорид и т. д.), радиационного отвержения полимерных материалов, стимулирования или инициирования химических реакций, очистки дыма, очистки сточных вод, дезинфекции зерна.

К настоящему времени мировой рынок электронных ускорителей достаточно насыщен надежными и эффективными машинами в области энергий от 0.3 до 3 МэВ и мощностью пучка выведенного в атмосферу пучка до 150 кВт. Однако такие ускорители не могут в полной мере удовлетворить требования энергоемких электронно-пучковых технологий (главным образом экологического назначения). Для этих целей требуются ускорительные комплексы с мощностью выведенного пучка единицы и десятки Мегаватт.

В ИЯФ СО РАН разработан и изготовлен ускоритель нового поколения ЭЛВ-12, предназначенный для применения в природоохранных технологиях. Ускоритель имеет следующие параметры:

Рабочий диапазон энергий ускоренных электронов.....0.6 - 1.0 МэВ

Максимальный ток пучка400 мА

Максимальная мощность выведенного в атмосферу пучка400 кВт.

Тип преобразователя частотытранзисторный

В данной работе рассматривались пульсации энергии ускоренных электронов в ускорителе ЭЛВ 12. Различные технологические применения ускорителя накладывают свои требования на максимально допустимую величину пульсаций энергии. Максимальная средняя энергия электронов ограничена величиной пульсаций главным образом по величине электрической прочности элементов ускорителя. Величина пульсаций энергии ускоренных электронов важна для нормальной работы

ускорительной трубки и проводки пучка через выпускное устройство. Так при выпуске пучка через фольгу большой уровень пульсаций снижает её эффективную площадь.

Схематический вид промышленного ускорителя электронов ЭЛВ-12 приведен на рисунке 1.

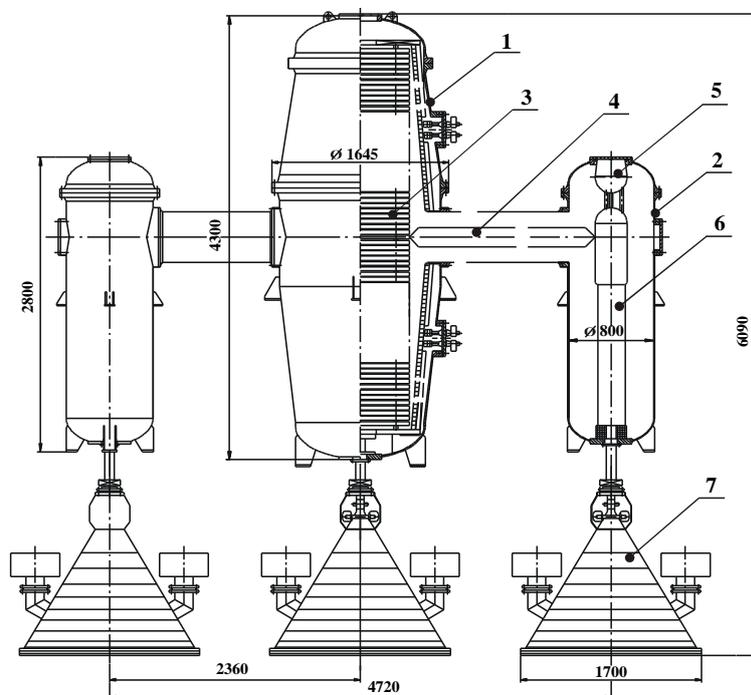


Рис.1 Схематический вид ускорителя ЭЛВ-12

1- высоковольтный источник питания, 2 – модуль ускорительной трубки, 3 – колонны высоковольтного выпрямителя, 4 – газовый фидер, 5 – система питания инжектора, 6 – ускорительная трубка, 7 – выпускное устройство.

Основные результаты проделанной работы:

1. Разработана схема замещения системы питания ускорителя, позволяющая произвести теоретический расчет транзисторного инвертора.
2. Приведен теоретический расчет величины пульсаций энергии ускоренных электронов при помощи компьютерного моделирования.
3. Показаны основные результаты проведенных экспериментов по измерению пульсаций при помощи емкостного и линейного датчика. Приведено сравнение экспериментальных данных с теоретическим расчетом.

Генератор высоковольтных наносекундных импульсов с полупроводниковым прерывателем тока

Измоленов Михаил Николаевич

Кузнецов Дмитрий Леонидович, Сурков Юрий Сергеевич

Уральский Государственный Технический Университет

Кузнецов Дмитрий Леонидович, к.ф.-м.н.

kdl@iep.uran.ru

В настоящее время плазмохимические процессы в ионизованных газовых смесях являются предметом всестороннего изучения во многих странах, поскольку на основе таких процессов разрабатываются новые технологии очистки газообразных выбросов от токсичных примесей, создаются газовые лазеры и т.п. Наиболее эффективными способами инициирования плазмохимических процессов являются электрофизические, а именно: зажигание разрядов в газовых смесях (например, стримерная корона), облучение газовых смесей электронными пучками, формирование объемных разрядов, иницируемых либо поддерживаемых электронными пучками.

Основные преимущества импульсных электронных пучков по сравнению с непрерывными заключаются в возможности регулировать параметры пучка (плотность тока и длительность импульса) в широком диапазоне значений, что позволяет осуществлять оптимальную организацию плазмохимических процессов для каждой конкретной газовой смеси. Энерговклад в облучаемую смесь можно регулировать путем изменения частоты следования импульсов электронного пучка, что особенно важно при облучении газовых потоков.

В настоящей работе описан высоковольтный наносекундный генератор с полупроводниковым прерывателем тока, который может стать основой импульсного ускорителя электронов, используемого в дальнейшем для инициирования плазмохимических процессов в газовых смесях различного состава, стационарных либо движущихся с различными скоростями.

Наносекундный импульсный генератор (называемый в дальнейшем «прибор») разработан для генерирования высоковольтных наносекундных импульсов с амплитудой 100 кВ и частотой следования 50 Гц постоянно и до 300 Гц в режиме пачки.

Прибор содержит следующие блоки: блок управления (А1), тиристорное зарядное устройство (А2), высоковольтный наносекундный формирователь (А3). Блок управления А1 усиливает входные импульсы внешнего генератора. Преобразованные импульсы требуемой амплитуды и длительности поступают на управляющий электрод тиристора блока А2.

Блок А2 служит для первичного преобразования переменного напряжения в постоянное, накопления энергии и формирования микросекундного импульса.

В блоке А3 импульс сжимается во времени до $\sim 0,5$ мкс с использованием магнитного ключа и трансформаторов с одновременным повышением амплитуды импульса до 50-60 кВ. Полупроводниковый прерыватель тока, установленный на выходе этого блока, работает как оконечный усилитель мощности, переводя энергию из микросекундного в наносекундный диапазон времени.

Прибор эксплуатируется в нормальных лабораторных условиях: температура окружающего воздуха от плюс 10 °С до плюс 30 °С; относительная влажность воздуха до 90 %; питающая сеть - 220 В, 50-60 Гц.

Прибор имеет следующие технические характеристики:

Импульсное напряжение	100 кВ
Полярность импульса	положительная
Импульсный ток	0,5 кА
Длительность импульса на полувысоте	22 нс
Длительность фронта импульса	от 10 до 15 нс
Частота следования импульсов (постоянно)	50 Гц
Частота следования импульсов (режим пачки)	300 Гц
Напряжение питания	220 В, 50-60 Гц
Габариты	700 x 240 x 210 мм ³
Масса	около 35 кг

Прибор может работать при нагрузках более 600 Ом вплоть до режима холостого хода (выходное напряжение больше 150 кВ) с частотой 25 Гц постоянно и до 50 Гц в течение 2-х минутной пачки с последующим 2-х минутным перерывом.

Диапазон частоты следования импульсов, длительности пачки и перерыва в работе при выходном напряжении не более 150 кВ должен удовлетворять следующей Таблице:

Частота, Гц	Время пачки, мин	Пауза, мин
50	продолжительно	-
100	5	5
150	3	7
200	2	8
250	1	9
300	0.5	9.5

Амплитуда выходного импульса на нагрузке может плавно регулироваться изменением входного напряжения.

Методика расчёта и конструирования выпускных устройств для ускорителей электронов

Колесников Денис Сергеевич

Новосибирский Государственный Университет

Радченко Вадим Митрофанович, к.т..н

denis_kolesnikov@ngs.ru

В настоящее время в Институте разработан большой ряд промышленных ускорителей электронов. В каждом таком устройстве для выпуска пучка в атмосферу

ускоренный пучок сканируется на требуемые размеры облучаемого объекта. Конструктивно для этого используется треугольная металлическая вакуумная камера – раструб, сканирующий электромагнит расположен в вершине треугольника, а выпускное окно или гамма-конвертор на противоположной стороне. Однако все более жесткие требования к равномерности дозного поля электронных ускорителей потребовали более подробно рассмотреть вопросы процессов в металлических стенках вакуумных камер сканирующих магнитов, вопросы доворота пучка на краях выпускного устройства, вопросы активных потерь от полей сканирования, а также вопросы, связанные с созданием выпускного устройства, в котором применены только металлические уплотнения.

Поле внутри экрана $H_0(t)$ есть суперпозиция воздействующего поля $H_1(t)$ и поля $H_2(t)$, возбуждаемого токами, наведенными в толще оболочки импульсом $H_1(t)$. Там же выведено что поле внутри экрана $H_0(t)$, возбужденное импульсом $H_1(t)$, удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению:

$$H_1(t) = \frac{L_2}{R_2} \cdot \frac{dH_0}{dt} + H_0(t), \quad H_0(0) = 0,$$

где L_2 и R_2 – индуктивность и активное сопротивление экрана.

Расчетные значения полей и токов для получения заданного $H_0(t)$. (рис. 1)

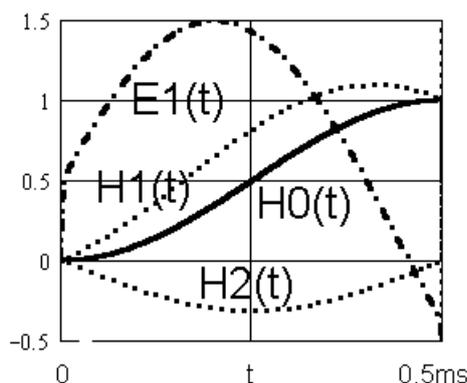


рис.1

В качестве электронно-оптической модели устройства выпуска выбрана схема, состоящая из двух электромагнитов, которые сканируют электронный пучок в двух взаимно перпендикулярных плоскостях и расположенной вблизи выпускного окна плоской квадрупольной линзы (линзы Пановского). На рис.2 приведена картина расчетных электронных траекторий в плоскости раструба для трех значений магнитного поля развертки (в том числе и нулевое значение). Изменение линейного размера пучка в зависимости от величины отклонения определяется энергетическим спектром пучка ускорителя ИЛУ-10, значение которого достигает 0.5 МэВ, при максимальной энергии 5 МэВ. Из рисунка видно что величина линейной плотности тока по длине выпуска существенно меняется от места выпускного окна – прямые (а,в,с),

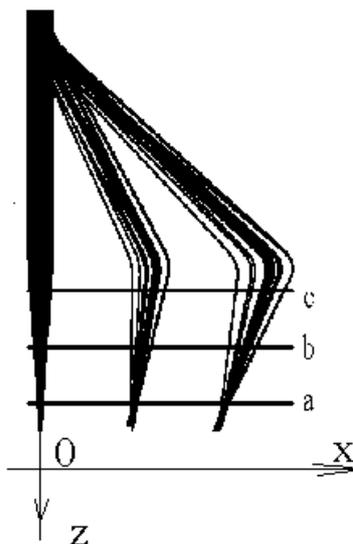


рис.2

Следует отметить, что спроектированная по данной методике система выпуска пучка для ускорителя ИЛУ-10 позволила получить требуемые дозные параметры. Длительные испытания показали высокую надежность и сравнительную простоту выпускного устройства. Система выпуска для KSEA в настоящее время запущена в производство.

Обобщение модели Хольма-Буша стягивания тока для многоточечных контактов

Самойлов Вадим Владимирович
 ЗАО «Контактор», Ульяновск
samoilov_vadim@mail.ru

Одной из моделей стягивания тока, применяемых в теории электрических контактов, является модель Буша [1] для одноточечного контакта двух коаксиальных цилиндрических проводников. В каждом из проводников конечного сечения граница реальной области стягивания заменяется полусферической оболочкой радиуса, равного радиусу электродов. Данная оболочка делит трубку тока пятна контакта на две области. Внутри области стягивания линии тока направлены радиально к центру пятна, а вне её – параллельны оси цилиндров. Данная модель позволяет достаточно просто оценить характеристики контакта: сопротивление стягивания $R = \frac{\rho}{2a}$ и индуктивность стягивания $L = C(B - b)$, где ρ – удельное сопротивление, a – радиус пятна, $C = \frac{\mu\mu_0}{\pi}(2\ln 2 - 1)$, μ – магнитная проницаемость, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $b = \frac{2a}{\pi}$ – диаметр сферы бесконечной проводимости, заменяющей пятно.

Модель, предложенная Бушем, впервые опубликована в монографии Хольма [1], который на её основе развил дальнейшую теорию. Поэтому далее будем называть её моделью Хольма-Буша.

В работах Andea, Delesega [2-3] подход, развитый Бушем, применён к кольцевому контакту. При этом область стягивания в каждом из электродов заменена двумя торами, имеющими в сечении четверть круга. Радиусы этих кругов различны и определяются размерами электродов и расстоянием между пятнами. Картина линий тока подобна картине в модели Хольма-Буша: внутри областей стягивания линии тока направлены радиально к центрам пятен, а вне их – параллельны оси цилиндров.

Построим дальнейшее обобщение модели Хольма-Буша для случая многоточечного контакта, для чего необходимо построить некоторые поверхности, ограничивающие области стягивания вблизи пятен контакта. Используем для этого разбиение пространства электродов на трубки тока пятен, построенное в работе [4] и имеющее в своей основе разбиение Вороного. На *рис.1* представлено разбиение на трубки тока в плоскости контакта с 6 пятнами. Здесь же изображено семейство линий уровня модуля плотности тока.

В общем случае области Вороного имеют криволинейные границы. Учёт свойств одиночных и групповых пятен приводит к тому, что в плоскости контакта области Вороного близки к многоугольникам. Поэтому заменим истинное разбиение на трубки тока приближённым, с прямолинейными границами. Кроме того, сама модель Хольма-Буша уже вносит некоторое приближение, поэтому такая замена не будет критичной.

Пусть каждая трубка тока представляет собой цилиндрическую поверхность, сечение которой есть область Вороного для центра пятна в плоскости пятен (*рис.2*). Область стягивания каждого пятна ограничена кусочно-цилиндрической поверхностью, опирающейся на многоугольник Вороного. Теперь параметры R, L трубок тока, а также электродинамические силы в контактах можно определять по Хольму-Бушу, но более формализованным путём, с помощью аппарата разбиения Вороного.

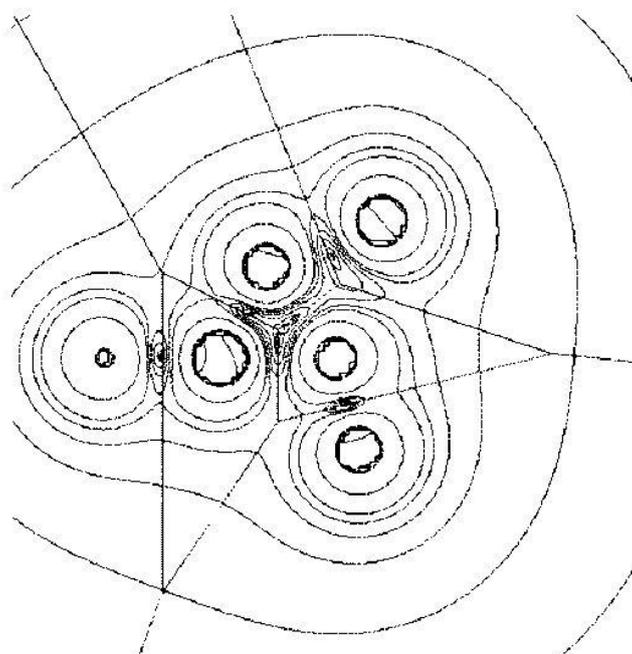


рис.1

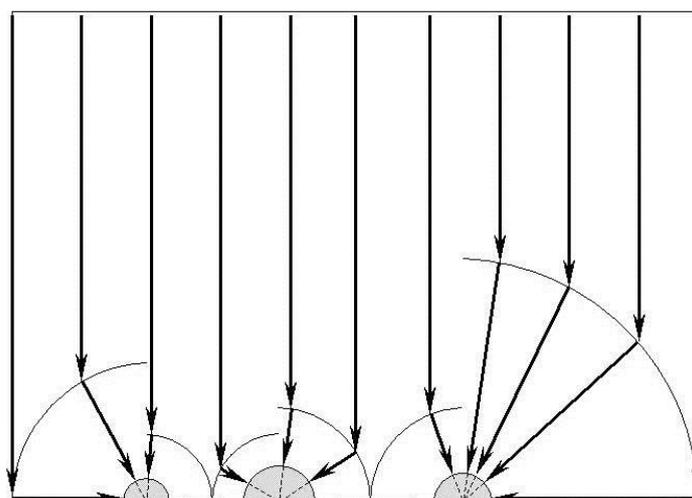


рис.2

Список публикаций:

- [1] Хольм Р. *Электрические контакты*. – М.: ИЛ, 1961.
 [2] Andea P., Delesega I. *About the current density in electrical contact* // *Proceedings of the 20th International Conference on Electrical Contacts, 2000, Stockholm, Sweden*.
 [3] Andea P., Delesega I. *Electrodynamical forces in electrical contact* // *Proceedings of the 20th International Conference on Electrical Contacts, 2000, Stockholm, Sweden*.
 [4] Самойлов В. В. *Разбиение электродов на трубки тока отдельных пятен и его применение к моделированию многоточечных контактов* // *Сборник докладов Международной конференции «Электрические контакты и электроды ЭК-2003», 2003, Кацивели, Украина*.

Два касающихся диэлектрических шара во внешнем электрическом поле

Ставцева Ольга Владимировна

Чаусов Денис Николаевич, Дьяконов Сергей Николаевич

Орловский государственный университет

Дьяконов Сергей Николаевич

ovschdn@rekom.ru

Решается стационарная осесимметричная задача о двух касающихся неравных однородных диэлектрических шарах, во внешнем однородном электрическом поле с напряженностью \vec{E}_∞ . Относительные диэлектрические проницаемости ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$) шарообразных тел в общем случае могут быть произвольными постоянными величинами. Искомые электростатические поля (\vec{E}, \vec{E}_j) вне и внутри такого агрегата определяются через распределения электрического потенциала (φ, φ_j), которые описываются объемными уравнениями Лапласа

$$\Delta\varphi(\xi, \eta) = 0, \quad \Delta\varphi_j(\xi, \eta) = 0, \quad j = 1; 2$$

Излагается эффективная схема приближенного аналитического решения граничной осесимметричной задачи. Теория построена с условиями непрерывности потенциала и нормальной составляющей вектора электрического смещения на граничной поверхности

$$S_j: D_n = D_{n,j}, \quad \varphi = \varphi_j$$

Решение проводится в правой системе криволинейных ортогональных тангенциально-сферических координат (ξ, η, φ) вращения, которые связаны с круговыми цилиндрическими координатами (z, γ, φ) посредством соотношений

$$z = \frac{2\eta}{\eta^2 + \xi^2}, \quad \gamma = \frac{2\xi}{\eta^2 + \xi^2}.$$

Начало координат совпадает с точкой контакта диэлектрических частиц; ось z направлена вдоль линии геометрических центров в сторону противоположную вектору \vec{E}_∞ . Сферические координатные поверхности $\eta = \eta_1 = \text{const}^+ > 0$ и $\eta = \eta_2 = \text{const}^- < 0$ имеют радиусы кривизны $R_1 = \eta_1^{-1}$ и $R_2 = \eta_2^{-1}$ соответственно.

Пусть при отсутствии агрегата касающихся шарообразных тел значение потенциала в плоскости $z=0$ имеет невозмущенное значение φ_0 . Тогда на бесконечности выполняется условие

$$r = \sqrt{\gamma^2 + z^2} \rightarrow \infty: \quad \varphi = \varphi_0 + E_\infty z;$$

Распределения $\varphi \equiv \varphi(\vec{r})$ и $\varphi_j \equiv \varphi_j(\vec{r})$ в общем виде записываются так

$$\varphi(\xi, \eta) = \varphi_0 + E_\infty z + \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \int_0^\infty \{X^+(\lambda) \exp(\eta\lambda) + X^-(\lambda) \exp(-\eta\lambda)\} J_0(\lambda\xi) d\lambda$$

$$\varphi_1(\xi, \eta) = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \int_0^\infty X_1(\lambda) \exp(-\eta\lambda) J_0(\lambda\xi) d\lambda,$$

$$\varphi_2(\xi, \eta) = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \int_0^\infty X_2(\lambda) \exp(\eta\lambda) J_0(\lambda\xi) d\lambda.$$

Функции $X^+(\lambda)$, $X^-(\lambda)$, $X_1(\lambda)$, $X_2(\lambda)$ определяются из граничных условий

Интегральное преобразование Ханкеля порядка $m=0$ [1]

$$f_*(\xi) = K_m[f(\lambda)] = K_m[f(\lambda), \xi] = \int_0^\infty f(\lambda) J_m(\lambda\xi) \lambda d\lambda$$

и его свойства

$$K_0[\exp(-\lambda\eta)] = \int_0^\infty \lambda \exp(-\lambda\eta) J_0(\lambda\xi) d\lambda = \eta(\xi^2 + \eta^2)^{-\frac{3}{2}}, \quad \eta \geq 0$$

$$K_0\left[f''(\lambda) + \frac{1}{\lambda} f'(\lambda), \xi\right] = -\xi^2 K_0[f(\lambda), \xi]$$

позволяют решение исходной задачи привести к решению системы линейных неоднородных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами

$$L_1^2 F_1(\lambda) + \frac{(1-a_1)\eta_1(F_1(\lambda)(a_2 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)) + a_1 F_2(\lambda) \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda))}{(a_1 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda))(a_2 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)) - a_1 a_2} =$$

$$= 2E_\infty(1-a_1)(2\eta_1\lambda - 1)\exp(-\lambda\eta_1),$$

$$L_2^2 F_2(\lambda) + \frac{(1-a_2)\eta_2(a_2 F_1(\lambda) + F_2(\lambda)(a_1 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda))) \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)}{(a_1 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda))(a_2 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)) - a_1 a_2} =$$

$$= -2E_\infty(1-a_2)(2\eta_2\lambda - 1)\exp(-\lambda\eta_2).$$

Здесь введены обозначения

$$L_j^2 = \frac{d}{d\lambda} \left(\lambda \frac{d}{d\lambda} \right) - \eta_j^2 \lambda, \quad a_j = \frac{1}{\varepsilon_j}.$$

Искомые функции $X^+(\lambda)$, $X^-(\lambda)$, $X_1(\lambda)$, $X_2(\lambda)$ вычисляются следующим образом

$$X^+(\lambda) = \frac{f_1(\lambda) \exp(\eta_2 \lambda) - f_2(\lambda) \exp(-\eta_1 \lambda)}{2 \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)}, \quad X^-(\lambda) = \frac{f_2(\lambda) \exp(\eta_1 \lambda) - f_1(\lambda) \exp(-\eta_2 \lambda)}{2 \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)}.$$

$$X_1(\lambda) \exp(-\eta_1 \lambda) = 2E\lambda \exp(-\eta_1 \lambda) + X^+(\lambda) \exp(\eta_1 \lambda) + X^-(\lambda) \exp(-\eta_1 \lambda);$$

$$X_2(\lambda) \exp(-\eta_2 \lambda) = -2E\lambda \exp(-\eta_2 \lambda) + X^+(\lambda) \exp(-\eta_2 \lambda) + X^-(\lambda) \exp(\eta_2 \lambda);$$

$$f_1(\lambda) = \frac{(F_1(\lambda)(a_2 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)) + a_1 F_2(\lambda) \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda))}{(a_1 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda))(a_2 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)) - a_1 a_2};$$

$$f_2(\lambda) = \frac{(a_2 F_1(\lambda) + F_2(\lambda)(a_1 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda))) \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)}{(a_1 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda))(a_2 \operatorname{ch}((\eta_1 + \eta_2)\lambda) + \operatorname{sh}((\eta_1 + \eta_2)\lambda)) - a_1 a_2};$$

Граничная тепловая задача сопряжения в теории направленного термофоретического переноса вдоль линии геометрических центров двух твердых нелетучих касающихся шарообразных тел имеет сходное математическое решение, которое может быть использовано для расчета скорости термофореза в режиме со скольжением [2]. Например, в работах [3-5] была аналитически определена в линейном по малым параметрам приближении скорость движения аэрозольных низкотеплопроводных контактирующих сфер в неравномерно нагретом простом газе. При этом малые параметры представляют собой относительные отклонения коэффициентов удельной теплопроводности частиц агрегата от удельной теплопроводности внешней среды.

Список публикаций

- [1] Корн Г.; Корн Т. *Справочник по математике для научных работников и инженеров.* – М.: Наука. 1984. 831 с.
- [2] Яламов Ю. И., Галоян В. С. *Динамика капель в неоднородных вязких средах.* Ереван: Луйс, 1985, 207 с.
- [3] Дьяконов С. Н., Яламов Ю.И. *Тепловая задача при термофорезе агрегата двух крупных касающихся твердых сфер вдоль линии их центров // ТВТ. 1997. Т.35. №1. С. 50-55.*
- [4] Дьяконов С. Н., Яламов Ю.И. *Гидродинамическая задача при термофорезе агрегата двух крупных касающихся твердых сфер вдоль линии их центров // ТВТ. 1997. Т.35. №1. С. 56-60.*
- [5] Дьяконов С. Н., Яламов Ю.И. *Термофорез касающихся твердых сфер вдоль линии их центров // ЖТФ. 1998. Т.68. №6. С. 25-31.*

Природа носителей электрического тока в квазидвумерном графите

Яханова Наталья Евгеньевна

Чувывров Александр Николаевич

Башкирский Государственный университет

Чувывров Александр Николаевич, д.ф.-м.н.

syavka.home@mail.ru

Квазидвумерный графит, полученный путем пиролиза полиацетилена [1], имеет слабо зависящую от температуры проводимость. При этом соотношение проводимостей вдоль слоев и поперек составляет около $10^4 - 10^5$. Для определения природы носителей в таких материалах воспользуемся классическим методом, основанным на изучении термоэлектрических токов. Как известно термоэлектрический ток возникает в замкнутой цепи, состоящей из разнородных проводников, в том случае, если их концы (спаи) находятся при разной температуре. Коэффициент термо Э.Д.С. α является несимметричным тензором второго ранга. Для нахождения его компонентов необходимо измерить термо Э.Д.С. в равных направлениях кристалла.

Как правило, в электронном проводнике α направлена от горячего проводника к холодному. Величина термо Э.Д.С. α является очень важной характеристикой материала, так как она позволяет определить положение уровня Ферми E_F в проводнике и знак носителей заряда. Разность температур составляла около 3-5 градусов и поддерживалась приблизительно постоянной в исследуемом интервале температур. Дифференциальная термо Э.Д.С. измерялась между медными концами, выведенными к специальному переключателю.

Нами изучались тонкие пленки квазидвумерного графита, отожженные при 1200°C , которые как оказалось имеют малую положительную термо Э.Д.С., что указывает на дырочный тип проводимости в этом материале. Величина термо Э.Д.С. варьируется в пределах 1-3 $\mu\text{В/К}$, а разброс в значениях определяется небольшим различием в условиях термообработки пленок и составе карбонизируемого кристаллического полиацетилена, а также неоднородным распределением температуры пиролиза в пределах реактора. Для анализа величины термо Э.Д.С. удобно воспользоваться следующей формулой описывающей величину термо Э.Д.С. в металлических системах:

$$\alpha(T) = \frac{\pi^2}{2} * \frac{k}{|l|} * T * \frac{N(E_F)}{n(E_F)} = \frac{\pi^2 k^2}{3|l|} * T \eta(E_F)$$

где $n(E_F)$ - это плотность состояний носителей заряда на уровне Ферми, а $\eta(E_F)$ - плотность состояний на уровне Ферми, приходящаяся на один носитель заряда. Тогда для комнатной температуры $T=300\text{ К}$ можно получить величину $\eta(E_F) \sim 0.30$ состояний /эВ на одну дырку. Таким образом, величина электропроводности в квазидвумерном графите определяется величиной подвижности дырок с малой плотностью состояний.

Список публикаций:

[1]. Леплянин Г.В., Салимгареев В.Н., Чувывров А.Н. и др. Термические превращения кристаллического полиацетилена //ВМС. 1990. т.32Б. В.4. – с.258 – 262