ISSN 2410-3586

УЧЕНЫЙ XXI ВЕКА

научный журнал

5-3
2018

УЧЕНЫЙ XXI ВЕКА

международный научный журнал

№ 5-3 (40), май 2018 г.

Редакционная коллегия

А.В Бурков, д-р. экон. наук, доцент (Россия), главный редактор.
Е.А. Мурзина, канд. экон. наук, доцент (Россия), технический редактор
В.В. Носов, д-р. экон. наук, профессор (Россия),
О.Н. Кондратьева, д-р. фил. наук, доцент (Россия),
Т.С. Воропаева, канд. психол. наук, доцент (Украина),
К.В. Дядюн, канд. юрид. наук, доцент (Россия),
У.Д. Кадыров, канд. психол. наук, доцент (Узбекистан),
Т.В. Ялялиева, канд. экон. наук, доцент (Россия),
Н.В. Щербакова, канд. экон. наук, доцент (Россия),

Учредитель:
ООО «Коллоквиум»

Издатель:
ООО «Коллоквиум»

Адрес редакции:
424002, Россия, Республика Марий Эл,
г. Йошкар-Ола,
ул. Первомайская, 136 «А».
тел. +7 (987) 70-988-34

Редактор: Е. А. Мурзина

Дизайн обложки: Студия PROekT

Распространяется бесплатно.

Полное или частичное воспроизведение материалов, содержащихся в настоящем издании, допускается только с письменного разрешения редакции.
Мнение редакции может не совпадать с мнением авторов.
Статьи публикуются в авторской редакции.

uch21vek@gmail.com

Сетевое распространение на http: // www.uch21vek.com

© ООО «Коллоквиум»

СОДЕРЖАНИЕ НОМЕРА

История науки

Абу Наср ибн Ирак – великий ученый Хорезмской Академии Маъмуна
Б.А. Дусчанов, Г.К. Машарипова 4

Физико-математические науки

Способ определения геометрических размеров теплицы
Б.Х. Ражабов , Ш.О. Собиров 7

Резольвента интегрального оператора ранга 2
Г.С. Раджабова 10

Методика применение законов сохранения в релятивистской области
К.С. Саидов, О.И. Толибова 12

Аналог системы интегральных уравнений Фаддеева
для трехчастичного модельного оператора
У.У. Умарова 14

О собственных значениях модели Фридрихса с двумерным возмущением
Э.Б. Дилмуродов 16

О построение резольвенты модели Фридрихса с двумерным возмущением
Э.Б. Дилмуродов, С.С. Худаяров 18

Поведение функции многих переменных в окрестности экстремальной точки
С.С. Худаяров 20

The tensor product of Von Neumann algebras
Kh. Kh. Boltaev 22

Пространства L^2 для вещественных подфакторов
Г.Д. Шукуров 24

Выбор математической модели и исследования трехмерных турбулентных струй
А.Х. Авезов 27

Численное моделирование трехмерных турбулентных струй
реагирующих газов, вытекающих из сопла прямоугольной формы
на основе “k-ε” модели турбулентности
А.Х. Авезов 29

Описание местоположение существенного спектра одного матричного оператора
М.С. Мирзаев 31

О существенном спектре первого дополнения шура со
спектральным параметром для матричного оператора
М.С. Мирзаев 33

Об оценках сверху осцилляторных интегральных
операторов с вырожденной фазой
Х.Х. Турдиев 35

Some methods of solutions of the system of differential equations
J.Z. Nuriddinov 37

Numerical solution the ordinary differential equation
in the method sequence of convergence
J.Z. Nuriddinov, A.Sh. Rashidov 39

Графы вещественных W*-подалгебр
Х.Х. Болтаев 41

Постановка обратных задач в математической физике
Ш.Б. Меражова, Н.Х. Маматова 43

Постановка задачи о нахождении оптимальных коэффициентов оптимальной
интерполяционной формулы на пространстве $L_2^{(m)}(0,1)$
Ш.Б. Меражова, Н.Х. Маматова 45

Постановка обратной задачи для параболических интегро-дифференциальных
уравнений с интегральным членом типа свертки
Ш.Б. Меражова 47

Теорема об устойчивости разностной модели для первой
краевой задачи поставленной в уравнении смешанного типа
Ш.Б. Меражова 49

О вложенных собственных значениях диагональной матрицы
Р.Р. Гадаев 51

Технические науки

Температурные характеристики парникового однокаскадного солнечного водоопреснителя
М.С. Мирзаев, Ш.О. Собиров 53

Экспериментальные результаты устройства фруктосушилки – водоопреснителя
С.С. Ибрагимов 56

Выбор размеров и месторасположения для теплицы
С.С. Ибрагимов 58

Расчёт изготовление гидротехнических сооружений
Л.И. Очилов 60

Определение некоторых воздействие с помощью оптических волоконных датчиков
Л.И. Очилов 62

Конструкции солнечных опреснителей
Л.И. Очилов, Ж.Р. Кадиров 64

Создание солнечного аккумулятора для разработки водяных насосов
Л.И. Очилов, Ж.Р. Кадиров 66

Получение нанокомпозитов наноуглерод-оксид металла с титаном NCMC(Ti)
Н.К. Насырова 68

Педагогические науки

Организация самостоятельной работы учащихся на уроках физики
И.И. Рахматов, Р.М. Саидова 70

Методика изучения квантовой механики в программе бакалавриата
Н.К. Насырова 72

Информационные технологии в образовании

The requirement to creation electronic educational – methodical complexes for system of continuous education
I.B. Kulanov, A.R. Nematov 74

Информация для авторов 76

История науки

УДК 001(093):51+52«09»

АБУ НАСР ИБН ИРАК – ВЕЛИКИЙ УЧЕНЫЙ ХОРЕЗМСКОЙ АКАДЕМИИ МАЪМУНА

Б.А. Дусчанов[1], Г.К. Машарипова[2]

Аннотация

В статье рассмотрено научные наследие великого ученого Хорезмской Академии Маъмуна Абу Насра ибн Ирака в области математики и астрономии.

Ключевые слова: математика, астрономия, советник хорезмшаха, Хорезмская Академия Маъмуна, великий ученый.

Один из древнейших центров науки академия Маъмуна внесла свой большой вклад в развитие науки и культуры во всем мире. В средневековые времена в Центральной Азии было много ученых и научных школ, и Академия Маъмуна в Хорезме может послужить тому ярким примером. Свое второе рождение Хорезмская академия Маъмуна получила по инициативе главы государства, озвученной на торжественной церемонии по случаю 2500-летия Хивы. Политическая стабильность, экономическое и социальное развитие Хорезма в конце X и начале XII века, а также плодотворные отношения народов региона, создали благоприятные условия для создания научной школы в Гурганче (нынешний Урганч). В 992 г. в Гурганче к власти пришел новый правитель - Абу Али Маъмун. Во время его правления много ученых были приглашены для развития научной деятельности. Традиция правления Хорезмшаха была продолжена, и благоприятные условия были созданы его сыном Абу Хасан Али ибн Маъмун (999-1009) и Абу Аббос Маъмун бин Маъмун. Главный советник, Абу Хусаин Ахмад бин Мухаммад ас-Сахлий, который очень интересовался наукой, литературой и поэзией, принял решение о создании института для научных исследований в форме Академии Маъмуна в Хорезме.

Один из великих ученых Хорезмской Академии Маъмуна был Абу Наср Ирак. Исследования в математике проводили Абу Мансур ибн Ирак написал около 30 научных книг по математике и астрономии. Сам Беруни, в своих 150 книгах, писал статьи по математике и астрономии. Теорема о качествах равнобедренного треугольника была доказана Абу Хайр Хаммором и широко известна как «Теорема Хаммори» (Аш-Шакл ал-Хаммори).

Абу Наср ибн Ирак принадлежит к плеяде ученых-хорезмийцев, внешных огромных вклад в средневековую восточную науку. Он родился в Хорезме, по-видимому, около 961-965 гг. [6, стр. 110] и провел там большую часть своей жизни. Будучи представителем династии хорезмшахов Иракидов. Абу Наср ибн Ирак был известен всему миру своими открытиями в области астрономии и математики. Абу Наср начальные знания получает в Хорезме. Он с детства очень интересовался такими естественными науками, как математика и астрономия, был знаком с произведениями таких великих греческих ученых, как Евклид, Птолемей, Менелай, Теодосий, Архимед. По свидетельству многих исследований, первое доказательство теоремы синусов для сферических труеугольников было выполнено хорезмским ученым Абу Насром. Правомерность этого подтвердили Абу Райхан Беруни и Насириддин Туси (1201-1274). Основываясь на этом, Абу Насра называют основоположником сферической тригонометрии. Важные

[1]*Дусчанов Бахтиёр Аллаберганович* – академик Российской академии медицинско-технических наук, академик Нью-Йорка, Ургенчский филиал Ташкентской медицинской академии, Узбекистан.

[2]*Машарипова Гуларам Камиловна* – кандидат исторических наук, доцент, Ташкентский институт текстильной и лёгкой промышленности, Узбекистан.

сведения о жизни и творчестве ибн Ирака можно подчеркнуть из сочинений Берунии: они являются по существу основным и наиболее достоверным источником такого рода сведений.

Сочинения Ибн Ирака пользовались широкой популярностью не только у его современников. Они изучались и цитировались астрономами и математиками более позднего времени. В числе этих ученых – хорезмийский астроном XII-XIII вв. Махмуд ибн Мухаммад ал-Чагмини, ссылавшийся на труды ибн Ирака и часто упоминавший его имя [4, стр. 200-205]. Неоднократно цитирует ибн Ирака великий ученый XIII в. Насир ад-Дин ат-Туси в своем знаменитом "Трактате о полном четырехстороннике" [5]. Упоминает сочинения ибн Ирака и Хадджи Халифа – автор монументального библиографического и энциклопедического словаря "Раскрытие сомнений относительно названий книг и наук", живший в XVII в [6, стр.366].

Труды ибн Ирака посвящены, главным образом, астрономии. Основное произведение ибн Ирака – «Шахский Альмагест» («Ал-Маджисти аш-Шахи»), написано между 997 и 1017 гг., пользовалось большим авторитетом у средневековых астрономов. Сейчас, оно считается утерянным. Этот труд известен только по цитатам из него, которые приводили Беруни [1, стр. 134] и Насир ад-Дина ат-Туси [5].

Многие сочинения ибн Ирака касаются исправления или уточнения данных из зиджей, составленных его предшественниками. В частности, он комментировал астрономические таблицы среднеазиатского астронома IX в. Хабаша ал-Хасиба ал-Марвази в своем "Трактате о доказательствах действий Хабаша с помощью таблиц для исправления". Рукопись этого сочинения, написанного для Беруни, находится в Банкипуре (Восточная библиотека, № 2468); опубликована она в Хайдарабаде [8].

Несколько астрономических сочинений Ибн Ирака посвящено вопросам, связанным с конструкцией астролябии, и действиям с помощью этого инструмента [3, стр. 89-97; 8].

В математических трудах Ибн Ирака трактуются вопросы, в большинстве своем возникшие в связи с решением сферической астрономии. Они относятся, прежде всего, к тригонометрии, в развитие которой ибн Ирак сделал особенно значительный вклад.

Многие астрономические и математические трактаты ибн Ирака, охватывающие большой круг вопросы, посвящены его ученику Абу Райхану Беруни и написаны в форме посланий к нему. В 1943-1947 гг. в Хайдарабаде был издан арабский текст пятнадцати из них [2, стр.90]. В четырех трактатах рассматриваются вопросы о построении и применении астролябии – астрономического инструмента, распространенного в средние века.

Математики и астрономы Ближнего и Среднего Востока уделяли теории астролябии большое внимание, так как этот несложный инструмент позволял определять координаты светил, расстояние до неподвижных объектов и решать другие задачи практической астрономии и геодезии.

Принцип построения и действия астролябии основан на математических методах. Именно эти методы, прежде всего, рассматриваются в трудах ибн Ирака об астролябии, хотя здесь же решаются и некоторые астрономические задачи. В сочинении ибн Ирака, озаглавленном "Трактат об астролябии" ("Рисала ал-астурлаб"), дается математическое обоснование Абу Махмудом ас-Сайфи (современник ибн Ирака) кругов на плоскости астролябии через начало "временных часов", и разъясняются методы этого построяния.

В "Книге о споре, возникшем относительно действий с астролябией между Абу Хамидом ас-Сагани и астрономом из Рея" ("Макала фи муназа'а 'а мал ал-астурлаб аллати вака ал-байна Абу Хамид ас-Сагани ва байна мунаджими ар-Рей») ибн Ирак поддерживает ас-Сагани (умер в 990 г.), утверждавшего, что «определенный градус эклиптики можно привести на определенный альмукантарат движением «паука» либо в сторону востока, либо в сторону юга». Это равносильно утверждению, что суточная параллель 9 градус Водолея пересечет альмукантарат кульминирующего Солнца, находящегося в 12 градус Водолея в двух

точках, соответствующих двум азимутам, так как высота данной точки в полдень больше полуденной высоты Солнца [3, стр.92].

Накануне 1000-летнего юбилея Академии в 2006 году, она была оснащена современным оборудованием, создано несколько научных лабораторий. Так, в лаборатории физико-химических исследований был запущен хроматограф, позволяющий изучать физические и химические свойства почвы, воды и растений. Уникальные приборы появились и в лаборатории ДНК-технологий, позволяющие осуществлять диагностику заболеваний людей, животных и растений.

Сегодня академия стала уникальным научным центром, где созданы все условия для ученых. В работе специалистам помогает современное оборудование. Уникальные приборы появились в новой лаборатории ДНК-технологий. Они выявляют генетические и физические свойства физиологических материалов, диагностируют заболевания растений и животных.

Благодаря активным связям с зарубежными партнерами академия возвращает себе имидж научной школы с мировым именем. В областях истории, археологии, этнографии установлены контакты с одним из старейших вузов Европы – французской Сорбонной. Крепит сотрудничество с музеем г.Острава (Чехия) в изучении музейных экспонатов и организации выставки.

В заключение можно сказать, впервые Ибн Ирака доказывает, применяя теорему синусов для сферического треугольника. Затем, используя равенство градусов двух данных высот, он находит соответствующую этому условию широту города; при этом вводится вспомогательная предпосылка: «Если углы, образовавшиеся при пересечении горизонта и эклиптики на данном градусе известны, то известна широта города». Еще можно подчеркнуть, что сегодня Хорезмская академия Мамуна стала научным и духовным центром Хорезмской области, в особенности для молодежи, так как студенты вузов и учащиеся многих профессиональных колледжей проводят свое свободное время в стенах академии, посещают музей и информационно-ресурсный центр академии.

Список литературы

1. Матвиевская Г.П., Тллашев Х. Абу Наср ибн Ирак и его обработка «Сферики» Менелая.//В сб.: Математика и астрономия в трудах ученых Средневекого Востока. – Ташкент, Фан, 1977.
2. Матвиевская Г.П., Тллашев Х. Абу Наср ибн Ирак и его обработка «Сферики» Менелая.//В сб.: Математика и астрономия в трудах ученых Средневекого Востока. – Ташкент, Фан, 1977.
3. Тллашев Х., Рамазанова С. Трактаты Абу Насра ибн Ирака об астролябии.//В сб. Математика и астрономия в трудах ученых Средневекового Востока. – Ташкент, Фан, 1977.
4. Krauze M. Spjarik von Menelaos aus Alexandrien in der Verbessring von Aby Nasr Mansur b. Ali b. Irak, mit Untersuchungen zur Geschicite des Textes bei den islamischen Mathematiker, Berlin, 1936.
5. Haji Khalfa. Lexion bibliographicum et encuclopaedicum, ed G.Flugel. Leipzig-London. 1835-1858. Vol. II, p. 478., III. P. 366.
6. Easailu Abu Nasr Arraq. Osmania Oriental Publications Bureau. Nyderabad-Dessan. 1943-1947.

© Б.А. Дусчанов, Г.К. Машарипова, 2018

Физико-математические науки

УДК 621.315

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ ТЕПЛИЦЫ

Б.Х. Ражабов[1], Ш.О. Собиров[2]

Аннотация

В данной статье представляются способ определения геометрических размеров теплицы.

Ключевые слова: теплица, боковые стенки, аккумулирования.

Поиски и разработки, особенно в условиях юга Азии, где имеется изобилие солнечной радиации, по направлению эффективного использования и аккумулирования солнечной радиации в теплицах, безусловно, имеют большое народнохозяйственное значение [1].

Для районов 38° северной широты выбираем теплицу с двухскатными боковыми стенками ΔABC и $\Delta A'B'C'$ (рис.1), с углом $\angle A=52^{O}$ и с наклонной поверхности $\square ABB'A'$, который направлен на юг и с углом $\angle C = 38^{o}$ с наклонной поверхности $\square BCC'B'$, который направлен на север. Такой выбор формы и расположение направления наклонной поверхности теплицы основывается на том, чтобы солнечное излучение поступало внутри теплицы: в зимний период максимально и летний период минимально [2].

Длиной теплицы выбран $AA' = BB' = CC' = L$; высотой боковых стенок теплицы выбрано h. На основе выбранных исходных данных вычислим площадь поверхности $\square ABB'A'$, $\square BCC'B'$, ΔABC, $\Delta A'B'C'$ и $\square ACC'A'$ элементов и площадь поверхности ограждения модельной конструкции теплицы: площадь поверхности $\square ABB'A'$ - F_1: $F_1 = AB \cdot AA' = \frac{BD}{\sin 52} \cdot L = \frac{h}{\sin 52} \cdot L$; площадь поверхности $\square BCC'B'$ - F_2: $F_2 = BC \cdot BB' = \frac{BD}{\sin 38} \cdot L = \frac{h}{\sin 38} \cdot L$; площади поверхности ΔABC и $\Delta A'B'C'$ - $F_{1б}$ и $F_{2б}$:

---

[1] *Ражабов Бобохон Хасанович* – преподаватель кафедры Физики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2] *Собиров Шохжахон Очил угли* – студент Физико-математического факультета, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

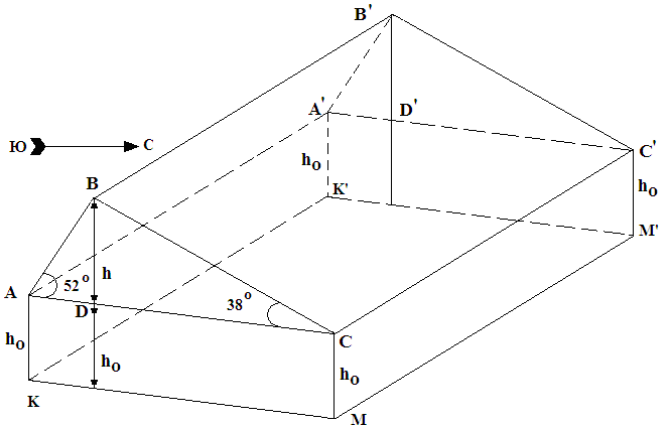


Рис.1. Схема теплицы с двухскатной наклонной поверхностью для вычисления.

$$F_{1б} = \frac{AC \cdot BD}{2} = \frac{(AD + DC) \cdot h}{2} = \frac{h^2}{2}\left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right),$$

$$F_{2б} = \frac{A'C' \cdot B'D'}{2} = \frac{(A'D' + D'C') \cdot h}{2} = \frac{h^2}{2}\left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right);$$

площадь поверхности $\square ACC'A'$ - $F_{пол}$: $F_{пол} = (AD \cdot DC) \cdot L = h \cdot L\left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right)$; площадь поверхности $\square ACMK = \square A'C'M'K'$, $\square AA'K'K = \square CC'M'M'$ - F_o :

$$F_o = 2h_o L + 2h_o h \cdot \left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right).$$

Площадь поверхности ограждения модельной конструкции теплицы:

$$F_{огр} = F_1 + F_2 + F_{1б} + F_{2б} + F_{пол} + F_o = \frac{h}{\sin 52} \cdot L + \frac{h}{\sin 38} \cdot L + h^2\left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right) +$$

$$+ h \cdot L\left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right) + 2h_o L + 2h_o h \cdot \left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right)$$

Отметим, что для свободного роста растений внутри теплицы нужно соответствующая высота потолка, т.е. высота дополнительной стенки h_o, которая выбирается произвольно, по усмотрению обладателя теплицы, выбрана $h_o = 2м$.

Коэффициент использования пола: Для вычисления коэффициента β исходным данным принимаем: $h = 0,1,2,3,...10м$; $L = 10,20,30,40,50,60,70,80м$. $h_o = 2м$.

$$\beta = \frac{F_{пол}}{F_{огр}} = \frac{hL\left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right)}{\left(\frac{h}{\sin 52} + \frac{h}{\sin 38}\right) \cdot L + h^2\left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right) + h \cdot L\left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right) + 2h_o L + 2h_o h \cdot \left(\frac{1}{tg52} + \frac{1}{tg38}\right)}.$$

Вычисление β соответственно h и L проводилось в среде «Mathcad», результаты которых графически представлены как зависимость β от высоты h и длины L теплицы. По характеру кривых видно, что с увеличением длины теплицы от $L = 10м$ до $L = 80м$ максимальное значение коэффициента β смещается в сторону уменьшения h.

Для каждой выбранной L определена точка, соответствующая максимальному значению $\beta_{мах}$. Для точки $\beta_{мах}$ выберем соответствующую высоту теплицы $h_{мах}$. Выбранные значения высоты $h_{мах}$ соответственно длины L, объем воздуха внутри и площадь поверхности пола теплицы представлены. Для экспериментального исследования, авторами выбрана теплица размерами $h = 7м$ и $L = 50м$.

Список литературы

1. Ю.Н.Якубов Аккумулирование энергии солнечного излучения. Ташкент, Издательство «ФАН» Р.Уз.1981.103с.
2. Б.Х.Ражабов, Н.Г.Носирова. Создание теплицы с эффективным использованиев солнечного излучения. Word science. International scientific and practical conference. “Scientific Issues of the Modernity” April 27-28 2016, Dubai, UAE. Ст.34-39.

© Б.Х. Ражабов, Ш.О. Собиров, 2018

УДК 517.984

РЕЗОЛЬВЕНТА ИНТЕГРАЛЬНОГО ОПЕРАТОРА РАНГА 2

Г.С. Раджабова[1]

Аннотация

Рассматривается интегральный оператор с двумерным ядром в гильбертовом пространстве и построено резольвента этого оператора.

Ключевые слова: интегральный оператор, двумерное ядро, резольвента.

Пусть $L_2[a,b]$ – гильбертово пространство квадратично интегрируемых функций, определенных на $[a,b]$ ($a<b$). В данной работе рассмотрим интегральный оператор вида

$$(Af)(x)=\phi_1(x)\int_a^b \phi_1(t)\,f(t)dt+\phi_2(x)\int_a^b \phi_2(t)\,f(t)dt,\ \ f\in L_2[a,b].$$

Здесь $\phi_i(\cdot),\ i=1,2$ –вещественнозначные непрерывные функции на $[a,b]$. Тогда оператор A является ограниченным и самосопряженным в пространстве $L_2[a,b]$.

Учитывая определения скалярного произведения

$$(f,g)=\int_a^b f(t)g(t)dt,\ \ f,g\in L_2[a,b]$$

в гильбертовом пространстве $L_2[a,b]$, имеем, что

$$(Af)(x)=\phi_1(x)(f,\phi_1)+\phi_2(x)(f,\phi_2).$$

Отметим, что обычно операторы связанные с нелокальными потенциалами [1-4], будут частично интегральные операторы, а при фиксированных значениях параметра является интегральными операторами.

Данная работа является продолжением работы [5], где показано, что

$$\sigma(A)=\sigma_{\text{pp}}(A)=\{0,\lambda_1,\lambda_2\},\ \sigma_{\text{cont}}(A)=\varnothing,\ \sigma_{\text{ess}}(A)=\{0\},\ \sigma_{\text{disc}}(A)=\{\lambda_1,\lambda_2\}.$$

При этом

$$\lambda_1:=\frac{\|\phi_1\|^2+\|\phi_2\|^2+\sqrt{(\|\phi_1\|-\|\phi_2\|)^2+4(\phi_1,\phi_2)}}{2},$$

$$\lambda_2:=\frac{\|\phi_1\|^2+\|\phi_2\|^2-\sqrt{(\|\phi_1\|-\|\phi_2\|)^2+4(\phi_1,\phi_2)}}{2}.$$

Определим функцию

$$\Delta(z):=z^2-(\|\phi_1\|^2+\|\phi_2\|^2)z+\|\phi_1\|^2\|\phi_2\|^2-(\|\phi_1,\phi_2)^2).$$

Можно проверить, что числа λ_1 и λ_2 являются нулями функции $\Delta(\cdot)$.

Теперь сформулируем основной результат работы о явном виде резольвенты оператора A.

Теорема. *При каждом фиксированном $z\in C\setminus\sigma(A)$ резольвента $R(z)$ оператора A определяется следующим образом:*

$$(R(z)g)(x)=-\frac{1}{z}g(x)+\frac{1}{z\Delta(z)}\Big[(\|\phi_2\|^2-z)\phi_1(x)-(\phi_1,\phi_2)\phi_2(x)\Big](g,\phi_1)$$

[1]*Раджабова Гулчехра Саломовна* – преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

$$+\frac{1}{z\Delta(z)}\Big[(\| \phi_2 \|^2 - z)\phi_2(x) - (\phi_1,\phi_2)\phi_1(x)\Big](g,\phi_2),\ \ g \in L_2[a,b].$$

Доказательство. Пусть $z \in C \setminus \sigma(A)$. Для построения резольвенты $R(z)$ нам понадобится рассмотреть уравнение $Af - zf = g$ для любых $f, g \in L_2[a,b]$. Для удобства, это уравнение напишем в виде следующей уравнений

$$\phi_1(x)(f,\phi_1) + \phi_2(x)(f,\phi_2) - zf(x) = g(x). \qquad (1)$$

Так как $z \neq 0$, из уравнения (1) для функции f имеем

$$f(x) = -\frac{g(x)}{z} + \frac{C_1}{z}\phi_1(x) + \frac{C_2}{z}\phi_2(x), \qquad (2)$$

где

$$C_i := (f,\phi_i),\ \ i = 1,2. \qquad (3)$$

Подставляя полученное выражение (2) для f в уравнение (1) имеем

$$\begin{cases} (z - \| \phi_1 \|^2)C_1 - (\phi_1,\phi_2)C_2 = -(g,\phi_1) \\ -(\phi_1,\phi_2)C_1 + (z - \| \phi_2 \|^2)C_2 = -(g,\phi_2) \end{cases} \qquad (4)$$

Так как основной определитель $\Delta(z)$ системы (4) отлично от нуля при всех $z \in C \setminus \sigma_{\text{disc}}(A)$, для таких z имеем:

$$C_1 = \frac{1}{\Delta(z)}\Big[(\| \phi_2 \|^2 - z)(g,\phi_1) - (\phi_1,\phi_2)(g,\phi_2)\Big],$$

$$C_2 = \frac{1}{\Delta(z)}\Big[(\| \phi_1 \|^2 - z)(g,\phi_2) - (\phi_1,\phi_2)(g,\phi_1)\Big].$$

Далее, подставляя найденное выражение для C_i, $i = 1,2$ в равенство (2), получим

$$f = R(z)g,\ \ z \in C \setminus \sigma(A),\ \ f, g \in L_2[a,b].$$

Теорема доказана.

Список литературы

1. Т.Х.Расулов. Асимптотика дискретного спектра одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. **163**:1 (2010), 34-44.
2. Т.Х.Расулов. Существенный спектр одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. **166**:1 (2011), С. 95-109.
3. T.H.Rasulov, Z.Rasulova. Essential and discrete spectrum of a three-particle lattice Hamiltonian with non-local potentials. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, **5**:3 (2014), P. 327-342.
4. Т.Х.Расулов, З.Расулова. Спектр одного трехчастичного модельного оператора на решетке с нелокальными потенциалами. Сибирские электронные математические известия. 12 (2015), С. 168-184.
5. Г.С.Раджабова. Собственные функции интегрального оператора ранга 2. Учёные XXI века, 2018, апрель.

© Г.С. Раджабова, 2018

УДК 517

МЕТОДИКА ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОБЛАСТИ

К.С. Саидов[1], О.И. Толибова[2]

Аннотация

Исследованы методики применение закон сохранения энергии и импульса релятивистской области.

Ключевые слова: энергия, релятивистская область, релятивистская теория, импульс, скорость, приближение, процесс, результат.

Как известно в релятивистской области многие физические величины имеют своеобразные свойства. Это относится для энергии, импульса, массу, перемещений и т.п. Эти перечисления можно и продолжит. Релятивистская теория применима для больших скоростей, а также для систем ядерных размеров. Применение законов сохранения для определенного процесса может иметь неоднозначное результаты. Применением приближений можно определить для определенного случая, более соответствующего закона. Таким образом, можно построить проблемные задачи для студентов.

Процесс поглощение фотона атомом может привести ожидаемым результатам. Так как в решении задачи применяется элементы релятивистские и квантовые свойства, применение законов сохранение может иметь неоднозначные решения.

Если фотон поглощается «неподвижным» атомом, то второй получает механическую энергию. Для решения можно применять закон сохранения энергию, закон сохранения импульса, или же обоих законов одновременно.

Решения задачи с применением закона сохранения энергии для определения скорости ответственного за механическую энергию приводит следующему результате.

$$m_0c^2 + h\nu = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{\vartheta^2}{c^2}}}$$

где m_0 - масса атома, ν - частота фотона. В результате для скорости имеем.

$$\vartheta^2 = \frac{\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2 + \frac{2h\nu}{m_0}}{\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}+1\right)^2} \qquad \vartheta = \frac{\sqrt{\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2 + \frac{2h\nu}{m_0}}}{\frac{h\nu}{m_0c^2}+1} \tag{1}$$

Так как $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$, решения задачи с применением закона сохранения импульса для определения скорости приводит следующему.

[1]*Саидов Курбон Сайфуллоевич* – доцент кафедры Физики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Толибова Ойгул Идиевна* – студентка физико-математического факультета, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

$$\frac{h\nu}{c}=\frac{m_0\vartheta}{\sqrt{1-\frac{\vartheta^2}{c^2}}} \qquad \vartheta=\frac{h\nu}{m_0c\sqrt{1+\left(\frac{h\nu}{m_0c}\right)^2}} \tag{2}$$

Решения задачи с применением законов сохранения энергии и импульса для определения скорости приводит следующему.

$$m_0c^2+h\nu=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{\vartheta^2}{c^2}}} \qquad \frac{h\nu}{c}=\frac{m_0\vartheta}{\sqrt{1-\frac{\vartheta^2}{c^2}}}$$

Разделяя первый уравнения на второй, получим.

$$\frac{m_0c^2+h\nu}{h\nu}=\frac{c}{\vartheta} \qquad \vartheta=\frac{h\nu c}{m_0c^2+h\nu} \tag{3}$$

Приравнивая формулы (1), (2) и (3) убедимся, что, они не однозначны. Чтобы получить равные выражения сделаем приближения. Так как энергия фотона намного раз меньше энергии покоя атома справедлива неравенство $\frac{h\nu}{m_0c^2}<<1$. Для первого решения используем формулы приблизительного вычисления ($\alpha<<1$ 1. $(1+\alpha)^n=1+n\alpha,$ 2. $\alpha^2=2\alpha$):

$$\vartheta=\frac{\sqrt{\left(\frac{h\nu}{m_0c}\right)^2+\frac{2h\nu}{m_0}}}{\frac{h\nu}{m_0c^2}+1}\approx\left[\left(\frac{h\nu}{m_0c}\right)^2+\frac{2h\nu}{m_0}\right]^{\frac{1}{2}}\cdot\left(1-\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)=c\left[\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2+\frac{2h\nu}{m_0c^2}\right]^{\frac{1}{2}}\cdot\left(1-\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)$$ Здесь

$\left(\frac{h\nu}{m_0c}\right)^2\to 0$ и используя, вторую формулу приближения получим.

$$\vartheta=c\cdot\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)\left(1-\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)=\frac{h\nu}{m_0c}\left(1-\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)$$

Для второго решения используем формулы приблизительного вычисления

$$\vartheta=\frac{h\nu}{m_0c\sqrt{1+\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2}}\approx\frac{h\nu}{m_0c}\cdot\left(1-\frac{1}{2}\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2\right)\approx\frac{h\nu}{m_0c}\cdot\left(1-\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)$$

Для третьего решения используем формулы приблизительного вычисления:

$$\vartheta=\frac{h\nu c}{m_0c^2+h\nu}\approx\frac{h\nu}{m_0c^2\left(1+\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)}\approx\frac{h\nu}{m_0c}\left(1-\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)$$

Как мы видим, все три результата приблизительно можно считать равным, по мере использованных приближений. Исходя по мере использованных приближений, можно сказать, что одновременное использование законов сохранения позволяет получать более реальный результат. Такое постановка задачи и создать проблемную ситуацию перед студентами приводит полезным стремлениям, и выводам.

Список литературы

1. Д.В. Хеерман. Методы компьютерного эксперимента в теоретической физике. М.: Наука, 1990.

©К.С. Саидов, О.И. Толибова, 2018

УДК 517.984

АНАЛОГ СИСТЕМЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ФАДДЕЕВА ДЛЯ ТРЕХЧАСТИЧНОГО МОДЕЛЬНОГО ОПЕРАТОРА

У.У. Умарова[1]

Аннотация

В работе рассматривается одномерный трехчастичный модельный оператор H. Построен аналог системы интегральных уравнений Фаддеева для собственных функций оператора H.

Ключевые слова: одномерный модельный оператор, уравнение Фаддеева, класс Гильберта-Шмидта.

Пусть $L_2([-\pi,\pi]^2)$ – гильбертово пространство квадратично-интегрируемых (комплекснозначных) функций, определенных на $[-\pi,\pi]^2$.

В гильбертовом пространстве $L_2([-\pi,\pi]^2)$, рассмотрим трехчастичный модельный оператор H, действующий по формуле

$$H := H_0 - V_1 + V_2,$$

где H_0 - оператор умножения на функцию $u(x+y)$ в $L_2([-\pi,\pi]^2)$:

$$(H_0 f)(x,y) = u(x+y) f(x,y),$$

а V_a, $\alpha = 1,2$ – нелокальные операторы взаимодействия вида

$$(V_1 f)(x,y) = \phi_1(x)\int_{-\pi}^{\pi} \phi_1(t) f(t,y)dt,\ (V_2 f)(x,y) = \phi_2(y)\int_{-\pi}^{\pi} \phi_2(t) f(x,t)dt.$$

Здесь $u(\cdot)$ и $\phi_i(\cdot)$, $i=1,2$ вещественнозначные непрерывные функции на $[-\pi,\pi]^2$. При этих предположениях оператор H является ограниченным и самосопряженным в гильбертовом пространстве $L_2([-\pi,\pi]^2)$.

Приведем несколько основных обозначений, которые будут применяться на работе. При каждом фиксированном $x \in T$ определим регулярные в области $C\setminus[m(x),M(x)]$ функцию

$$\Delta_1(x,z) := 1 - \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_1^2(t)dt}{u(x+t)-z},\ \Delta_2(x,z) := 1 + \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_2^2(t)dt}{u(x+t)-z},$$

где числа $m(x)$ и $M(x)$ определяются равенствами

$$m(x) := \min_{y\in[-\pi,\pi]} \varepsilon(x+y),\ M(x) := \max_{y\in[-\pi,\pi]} \varepsilon(x+y).$$

Пусть σ_i, $i=1,2$ - множество тех точек $z \in C$ для которых равенство $\Delta_i(x;z)=0$ имеет место хотя бы для одной $x\in[-\pi,\pi]$ и

$$m := \min_{x\in[-\pi,\pi]} u(x+y),\ \ m := \max_{x\in[-\pi,\pi]} u(x+y),\ \ \Sigma := [m,M]\cup\sigma_1\cup\sigma_2.$$

Положим $L_2^{(2)}[-\pi,\pi] := \{g=(g_1,g_2) : g_i \in L_2[-\pi,\pi],\ i=1,2\}$.

При каждом $z \in C\setminus\Sigma$ вводим блочно-операторную матрицу (размера 2×2) $T(z)$, действующую в пространстве $L_2^{(2)}[-\pi,\pi]$ по формуле

$$T(z) := \begin{pmatrix} T_{11}(z) & T_{12}(z) \\ T_{21}(z) & T_{22}(z) \end{pmatrix}$$

[1]*Умарова Умида Умаровна* – преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

где операторы $T_{ij}(z): L_2[-\pi,\pi] \to [-\pi,\pi]$, $i,j=1,2$, $z \in C \setminus \Sigma$ действуют по формулам

$$T_{ii}(z) = 0, \ \ i = 1,2; \qquad (T_{12}(z)g_2)(x) = -\frac{\phi_2(x)}{\Delta_1(x,z)} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_1(t)g_2(t)dt}{u(x+t)-z},$$

$$(T_{21}(z)g_1)(x) = \frac{\phi_1(x)}{\Delta_2(x,z)} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_2(t)g_1(t)dt}{u(x+t)-z}, \ \ g = (g_1, g_2) \in L_2^{(2)}[-\pi,\pi].$$

Заметим, что при каждом $z \in C \setminus \Sigma$ интегральные операторы $T_{ij}(z)$ $(i \neq j)$ принадлежат классу Гильберта-Шмидта, следовательно, $T(z)$ является компактным оператором.

Следующая теорема устанавливает связь между собственными значениями операторов H и $T(z)$.

Теорема 1. *Число $z \in C \setminus \Sigma$ является собственным значением оператора H тогда и только тогда, когда оператор $T(z)$ имеет собственное значение, равное единице, и их кратности совпадают*.

Отметим, что операторное уравнение $T(z)\phi = \phi$ обычно называется аналогом уравнения Фаддеева [1-4] для собственных функций оператора H. Один из важных применений уравнения Фаддеева $T(z)\phi = \phi$ для собственных функций оператора H можно видит при доказательстве включение $\sigma_{\text{ess}}(H) \subset \Sigma$.

Список литературы

1. Т.Х.Расулов. Асимптотика дискретного спектра одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. **163**:1 (2010), 34-44.
2. Т.Х.Расулов. Существенный спектр одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. **166**:1 (2011), С. 95-109.
3. T.H.Rasulov, Z.Rasulova. Essential and discrete spectrum of a three-particle lattice Hamiltonian with non-local potentials. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, **5**:3 (2014), P. 327-342.
4. Т.Х.Расулов, З.Расулова. Спектр одного трехчастичного модельного оператора на решетке с нелокальными потенциалами. Сибирские электронные математические известия. 12 (2015), С. 168-184.

©У.У. Умарова, 2018

УДК 517.984

О СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЯХ МОДЕЛИ ФРИДРИХСА С ДВУМЕРНЫМ ВОЗМУЩЕНИЕМ

Э.Б. Дилмуродов[1]

Аннотация

В работе рассматривается ограниченная самосопряженная модель Фридрихса A с двумерным возмущением в гильбертовом пространстве. Исследуется месторасположение собственных значений оператора A.

Ключевые слова: модель Фридрихса, возмущения, определитель Фредгольма, собственные значения.

Пусть $L_2[-\pi,\pi]$ – гильбертово пространство квадратично-интегрируемых (комплекснозначных) функций, определенных на $[-\pi,\pi]$.

Рассмотрим модель Фридрихса A, действующий в гильбертовом пространстве $L_2[-\pi,\pi]$ по формуле

$$A := A_0 - \mu_1 v_1 + \mu_2 v_2,$$

где операторы A_0 и v_α, $\alpha = 1,2$, определяются как

$$(A_0 f)(x) = \varepsilon(x) f(x),\ (v_\alpha f)(x) = \phi_\alpha(x)(f,\phi_\alpha),\ \alpha = 1,2.$$

Здесь μ_α, $\alpha = 1,2$ – положительные действительные числа, $\varepsilon(\cdot)$ и $\phi_\alpha(\cdot)$, $\alpha = 1,2$ – вещественнозначные непрерывные функции на $[-\pi,\pi]$. При этих предположениях оператор A является ограниченным и самосопряженным в $L_2[-\pi,\pi]$. Типичные операторы и их спектральные свойства изучены в работах [1-4].

Возмущение $-\mu_1 v_1 + \mu_2 v_2$ оператора A_0 является самосопряженным двумерным оператором. Из известной теоремы Вейля [5] о сохранении существенного спектра при возмущениях конечного ранга вытекает, что существенный спектр $\sigma_{ess}(A)$ оператора A совпадает с существенным спектром оператора A_0:

$$\sigma_{ess}(A) = \sigma(A) = [m, M],$$

где числа m и M определяются равенствами

$$m := \min_{x\in[-\pi,\pi]} \varepsilon(x), \quad M := \max_{x\in[-\pi,\pi]} \varepsilon(x).$$

Пусть C –комплексная плоскость. Определим аналитическую функцию $\Delta(\cdot)$ (детерминант Фредгольма, ассоциированный с оператором A):

$$\Delta(z) := \Delta_1(z)\Delta_2(z) - \Delta_3^2(z),$$

где

$$\Delta_1(z) := 1 - \mu_1 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_1^2(t)dt}{\varepsilon(t)-z},\ \Delta_2(z) := 1 + \mu_2 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_2^2(t)dt}{\varepsilon(t)-z},$$

$$\Delta_1(z) := \mu_1\mu_2 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_1(t)\phi_2(t)dt}{\varepsilon(t)-z}.$$

Теперь установим связь между собственными значениями оператора A и нулями функции $\Delta(\cdot)$.

Теорема 1. Оператор A имеет собственное значение $z \in C \setminus \sigma_{ess}(A)$ тогда и только тогда, когда $\Delta(z) = 0$.

Из теоремы 1 вытекает следующее:

$$\sigma_{disc}(A) = \{z \in C \setminus \sigma_{ess}(A) : \Delta(z) = 0\}.$$

[1]*Дилмуродов Элёр Бахтиёрович* – преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Обсуждаем следующие важные случаи:

1. Пусть $\varepsilon(\cdot)$ – четная функция и $\phi_1(\cdot)\phi_2(\cdot)$ – нечетная функция. Тогда $\Delta(z)=\Delta_1(z)\Delta_2(z)$ и следовательно, в силу теоремы 1 оператор A имеет собственное значение $z\in C\setminus\sigma_{ess}(A)$ тогда и только тогда, когда $\Delta_1(z)\Delta_2(z)=0$.

2. Пусть $\sup p\phi_1(\cdot)\cap\sup p\phi_2(\cdot)=\varnothing$. В этом случае, также по определению имеет место равенство $\Delta(z)=\Delta_1(z)\Delta_2(z)$.

Очевидно, что функция $\Delta_1(\cdot)$ монотонно убывает на $(-\infty,m)$, а функция $\Delta_2(\cdot)$ монотонно возрастает на (M,∞). Поэтому [2,3] оператор A может иметь не более одного простого собственного значения, лежащего левее m и правее M.
Если интеграл

$$\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\phi_1^2(t)dt}{\varepsilon(t)-m}$$

расходятся, то при всех значениях параметра μ_1 оператор A имеет единственное простое собственное значение, лежащее в $(-\infty,m)$. Можно получить аналогичный результат в случае расходимости соответствующего интеграла.

Список литературы

1. Т.Х.Расулов. Асимптотика дискретного спектра одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. **163**:1 (2010), С. 34-44.
2. Т.Х.Расулов. Существенный спектр одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. **166**:1 (2011), С. 95-109.
3. T.H.Rasulov, Z.Rasulova. Essential and discrete spectrum of a three-particle lattice Hamiltonian with non-local potentials. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, **5**:3 (2014), P. 327-342.
4. T.Rasulov. Number of eigenvalues of a three-particle lattice model Hamiltonian. Contemporary Analysis and Applied Mathematics. **2**:2 (2014), 178-197.
5. М.Рид, Б.Саймон. Методы современной математической физики. Т.4. Анализ операторов. М.: Мир, 1982.

©Э.Б. Дилмуродов, 2018

УДК 517.984

О ПОСТРОЕНИЕ РЕЗОЛЬВЕНТЫ МОДЕЛИ ФРИДРИХСА С ДВУМЕРНЫМ ВОЗМУЩЕНИЕМ

Э.Б. Дилмуродов[1], С.С. Худаяров[2]

Аннотация

Рассматривается ограниченная самосопряженная модель Фридрихса A с двумерным возмущением в гильбертовом пространстве. Построено резольвента оператора A.

Ключевые слова: модель Фридрихса, возмущения, определитель Фредгольма, резольвента.

Настоящая статья, является продолжением работы [1], в которой рассмотрено ограниченная самосопряженная модель Фридрихса с двумерным возмущением в гильбертовом пространстве. Там изучен число и месторасположение собственных значений этого оператора.

Пусть $L_2[-\pi,\pi]$ – гильбертово пространство квадратично-интегрируемых (комплекснозначных) функций, определенных на $[-\pi,\pi]$.

В настоящей работе рассматривается модель Фридрихса A, действующий в гильбертовом пространстве $L_2[-\pi,\pi]$ по формуле

$$A := A_0 - \mu_1 v_1 + \mu_2 v_2,$$

где операторы A_0 и v_α, $\alpha = 1,2$, определяются как

$$(A_0 f)(x) = \varepsilon(x) f(x),\ (v_\alpha f)(x) = \phi_\alpha(x)(f,\phi_\alpha),\ \alpha = 1,2.$$

Здесь μ_α, $\alpha = 1,2$ – положительные действительные числа, $\varepsilon(\cdot)$ и $\phi_\alpha(\cdot)$, $\alpha = 1,2$ – вещественнозначные непрерывные функции на $[-\pi,\pi]$. При этих предположениях на параметры оператора A, оно является ограниченным и самосопряженным в $L_2[-\pi,\pi]$. Типичные операторы и их спектральные свойства изучены в работах [2-3].

Очевидно, что возмущение $-\mu_1 v_1 + \mu_2 v_2$ оператора A_0 является самосопряженным двумерным оператором. Поэтому из известной теоремы Вейля о сохранении существенного спектра при возмущениях конечного ранга вытекает, что существенный спектр $\sigma_{ess}(A)$ оператора A совпадает с существенным спектром невозмущенного оператора A_0: $\sigma_{ess}(A) = \sigma(A) = [m,M]$, где числа m и M определяются равенствами

$$m := \min_{x\in[-\pi,\pi]} \varepsilon(x), \quad M := \max_{x\in[-\pi,\pi]} \varepsilon(x).$$

Пусть C –комплексная плоскость. Определим аналитическую функцию $\Delta(\cdot)$ (детерминант Фредгольма, ассоциированный с оператором A):

$$\Delta(z) := \Delta_1(z)\Delta_2(z) + \mu_1\mu_2\Delta_3^2(z),$$

где

$$\Delta_1(z) := 1 - \mu_1 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_1^2(t)dt}{\varepsilon(t)-z},\ \Delta_2(z) := 1 + \mu_2 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_2^2(t)dt}{\varepsilon(t)-z},\ \Delta_3(z) := \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi_1(t)\phi_2(t)dt}{\varepsilon(t)-z}.$$

При этом [1] $\sigma(A) = [m,M] \cup \{z \in C \setminus [m,M] : \Delta(z) = 0\}$.

Теперь сформулируем основной результат работы о явном виде резольвенты оператора A.

Теорема. *При каждом фиксированном $z \in C \setminus \sigma(A)$ резольвента $R(z)$ оператора A определяется следующим образом:*

---

[1]*Дилмуродов Элёр Бахтиёрович* – преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Худаяров Санат Самадович* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

$$(R(z)g)(x)=\frac{1}{\varepsilon(x)-z}g(x)$$
$$+\frac{\mu_1\phi_1(x)}{\Delta(z)(\varepsilon(x)-z)}\left[\Delta_2(z)\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\phi_1(t)g(t)}{\varepsilon(t)-z}dt-\mu_3\Delta_3(z)\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\phi_2(t)g(t)}{\varepsilon(t)-z}dt\right]$$
$$-\frac{\mu_2\phi_2(x)}{\Delta(z)(\varepsilon(x)-z)}\left[\Delta_1(z)\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\phi_2(t)g(t)}{\varepsilon(t)-z}dt+\mu_1\Delta_3(z)\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\phi_1(t)g(t)}{\varepsilon(t)-z}dt\right].$$

Схема доказательство. Пусть $z\in C\setminus\sigma(A)$. Для построения резольвенты $R(z)$ нам понадобится рассмотреть уравнение $Af-zf=g$ для любых $f,g\in L_2[-\pi,\pi]$. Для удобства, это уравнение напишем в виде следующей уравнений

$$\varepsilon(x)f(x)-\mu_1\phi_1(x)(f,\phi_1)+\mu_2\phi_2(x)(f,\phi_2)-zf(x)=g(x). \quad (1)$$

Так как $z\notin[m,M]$, из уравнения (1) для функции f имеем

$$f(x)=\frac{g(x)+\mu_1C_1\phi_1(x)-\mu_2C_2\phi_2(x)}{\varepsilon(x)-z}, \quad (2)$$

где

$$C_i:=(f,\phi_i),\ i=1,2. \quad (3)$$

Подставляя полученное выражение (2) для f в уравнение (1) имеем

$$\begin{cases}\Delta_1(z)C_1+\mu_2\Delta_3(z)C_2=\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\phi_1(t)g(t)dt}{\varepsilon(t)-z}\\ -\mu_1\Delta_3(z)C_1+\Delta_2(z)C_2=\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\phi_2(t)g(t)dt}{\varepsilon(t)-z}\end{cases} \quad (4)$$

Так как основной определитель $\Delta(z)$ системы (4) отлично от нуля при всех $z\in C\setminus\sigma_{\text{disc}}(A)$, для таких z с помощью метода Крамера находим C_i, $i=1,2$, затем подставляя найденное выражение для C_i, $i=1,2$ в равенство (2), получим $f=R(z)g$, $z\in C\setminus\sigma(A)$, $f,g\in L_2[a,b]$. Теорема доказана.

Список литературы

1. Э.Б.Дилмуродов. О собственных значений модели Фридрихса с двумерным возмущением. Учёные XXI века. 4-1 (2018), С. 2-4.
2. Т.Х.Расулов. Асимптотика дискретного спектра одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. **163**:1 (2010), С. 34-44.
3. Т.Х.Расулов. Существенный спектр одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. **166**:1 (2011), С. 95-109.

©Э.Б. Дилмуродов, С.С. Худаяров, 2018

УДК 517.984

ПОВЕДЕНИЕ ФУНКЦИИ МНОГИХ ПЕРЕМЕННЫХ В ОКРЕСТНОСТИ ЭКСТРЕМАЛЬНОЙ ТОЧКИ

С.С. Худаяров[1]

Аннотация

Рассматривается функция шести переменных и изучается поведение этой функции в окрестности точки невырожденного минимума. А также получены некоторые оценки.

Ключевые слова: функция многих переменных, невырожденный минимум, ряд Тейлора, поведение.

Пусть T^3 трехмерный тор, т.е. трехмерный куб с соответствующим отождествлением противоположных граней. Всюду в работе T^3 рассматривается как абелева группа, в которой операции сложения и умножения на вещественное число введены как операции сложения и умножения на вещественное число в R^3 по модулю $(2\pi Z)^3$. Например, если

$$a=(\frac{\pi}{3},\frac{\pi}{3},\frac{\pi}{3}),\ \ b=(\frac{2\pi}{5},\frac{2\pi}{5},\frac{2\pi}{5})\in T^3,$$

то

$$a+b=(\frac{11\pi}{15},\frac{11\pi}{15},\frac{11\pi}{15}),\ \ 5a=(0,0,0)\in T^3.$$

Рассмотрим функцию многих переменных следующего вида

$$w(p,q)=\varepsilon(p)+\varepsilon(p+q)+\varepsilon(q),$$

где функция дисперсии [1] $\varepsilon(\cdot)$ определена по формуле

$$\varepsilon(p)=3-\cos(2p_1)-\cos(2p_2)-\cos(2p_3),\ \ p=(p_1,p_2,p_3)\in T^3.$$

Очевидно, что функция $w(\cdot,\cdot)$ имеет невырожденный минимум в точках (P_1,P_1), (P_1,P_2), (P_2,P_1) и (P_2,P_2), где $P_1:=(0,0,0)$ и $P_2:=(\pi,\pi,\pi)$. Изучаем поведение этой функции в окрестности точки (P_1,P_1). Остальные точки изучаются аналогична.

Пусть

$|p|:=\sqrt{p_1^2+p_2^2+p_3^2},\ \ p=(p_1,p_2,p_3)\in T^3;$

$(p,q),\ \ p=(p_1,p_2,p_3),q=(q_1,q_2,q_3)\in T^3$

$U_\delta(0):=\{p\in T^3:|p|<\delta\}.$

Теорема 1. Имеет место следующие утверждение:

1) Верно разложения

$w(p,q)=4(|p|^2+(p,q)+|q|^2)+O(|p|^4+|q|^4)$ при $p,q\to 0$;

2) Существуют числа $C_1,C_2,C_3>0$ и $\delta>0$ такие, что

а) $C_1(|p|^2+|q|^2)\le w(p,q)\le C_2(|p|^2+|q|^2)$ при всех $p,q\in U_\delta(0)$;

б) $w(p,q)\ge C_3>0$ при всех

$$(p,q)\in(T^3\times(T^3\setminus(U_\delta(P_1)\cup U_\delta(P_2)))\cup((T^3\setminus(U_\delta(P_1)\cup U_\delta(P_2)))\times T^3).$$

[1]*Худаяров Санат Самадович* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Доказательство. 1) Из разложения ряда Тейлора функции $\cos x$ имеем

$1-\cos x=\frac{1}{2}x^2+O(x^4)$ при $x\to 0$.

Тогда

$\varepsilon(p)=2\,|\,p\,|^2+O(|\,p\,|^4)$ при $p\to 0$;

$\varepsilon(p+q)=2(|\,p\,|^2+2(p,q)+|\,q\,|^2)+O(|\,p\,|^4+|\,q\,|^4)$ при $p,q\to 0$;

$\varepsilon(q)=2\,|\,q\,|^2+O(|\,q\,|^4)$ при $q\to 0$.

Теперь суммируя почленно последних трех разложений получим утверждение 1) теоремы 1.

2) Утверждение а) и б) следует из разложения 1).

Теорема 1 доказана.

Теперь дадим информация о применении теоремы 1.

1. Утверждение 2а) и 2б) теоремы 1 используется [2] при нахождении условия сходимости интеграла

$$\int_{T^3}\frac{v(t)dt}{w(p,t)}.$$

Здесь $v(\cdot)$ некоторая вещественно-аналитическая функция на T^3.

2. При обсуждении пороговых явлений соответствующих семейств моделей Фридрихса [3] и обобщенных моделей Фридрихса [4].

3. Кроме того, эта теорема широко применяется при изучении конечности или бесконечности дискретного спектра, а также при получении асимптотики дискретного спектра трехчастичного решетчатого модельного оператора [3] и блочно-операторных матриц на пространстве Фока [4].

Список литературы

1. М.Рид, Б.Саймон. Методы современной математической физики. Т.4. Анализ операторов. М.: Мир, 1982.
2. Т.Х.Расулов. О структуре существенного спектра модельного оператора нескольких частиц. Математические заметки. том 83, вып. 1, 2008, стр. 78-86.
3. Т.Х.Расулов. Асимптотика дискретного спектра одного модельного оператора, ассоциированного с системой трех частиц на решетке. Теоретическая и математическая физика. 163:1 (2010), 34-44.
4. T.H.Rasulov, M.Muminov. Infiniteness of the number of eigenvalues embedded in the essential spectrum of a 2x2 operator matrix. Eurasian Mathematical Journal. 5:2 (2014), P. 60-77.

©С.С. Худаяров, 2018

УДК 517.98

THE TENSOR PRODUCT OF VON NEUMANN ALGEBRAS

Kh. Kh. Boltaev[1]

Abstract

In this paper we consider the tensor product for Von Neumann algebras. Nuclearity is proved for finite-dimensional C * -algebras.

Key words: Tensor product, hilbert space, finite dimensional real *C**-algebra, nuclear.

Definition 1. Let $M_1 \subset B(H_1)$ and $M_2 \subset B(H_2)$ be Von Neumann algebras.

The subset $N = \{ x \otimes y \,|\, x \in M_1, y \in M_2 \}'' \subset B(H_1 \otimes H_2)$ is called a **tensor product** of the algebras M_1 and M_2 and it is denoted by $M_1 \bar{\otimes} M_2$, i.e.

$$M_1 \bar{\otimes} M_2 = \{ x \otimes y \,|\, x \in M_1, y \in M_2 \}''.$$

By the definition we have $B(H_1) \bar{\otimes} C\mathbf{1}_2 = \{ x \otimes (\gamma\, \mathbf{1}_2) \mid x \in B(H_1),\ \gamma \in C \}'' =$

$= \{ x \otimes (\gamma\, \mathbf{1}_2) \mid x \in B(H_1) \}''$. Then the set $\{ x \otimes \mathbf{1}_2 \mid x \in B(H_1) \}$ is a VNA. Therefore, we have $\{ x \otimes \mathbf{1}_2 \mid x \in B(H_1) \}'' = \{ x \otimes \mathbf{1}_2 \mid x \in B(H_1) \}$.

Finally, $B(H_1) \bar{\otimes} C\mathbf{1}_2 = \{ x \otimes \mathbf{1}_2 \mid x \in B(H_1) \}$.

Proposition 1. Let $M_1 \subset B(H_1)$ be a VNA. Then

$$M \bar{\otimes} B(H_2) = \{x \in (H_1 \otimes H_2) : x = (x_{ij})_{i,j \in \Lambda}, x_{ij} \in M\}.$$

Proof. It is easy to see that $N = \{x \in B(H_1 \otimes H_2) : x = (x_{ij})_{i,j \in \Lambda}, x_{ij} \in M\}$ is a VNA. Then for $\forall x \otimes y \in M \bar{\otimes} B(H_2)$ we have $x \otimes y \in N$, since $x \otimes y = (a_{ij} x)_{i,j \in \Lambda}$ and $a_{ij} x \in M$. Therefore, $M \bar{\otimes} B(H_2) \subset N$.

Conversely, let us have $\forall x = (x_{ij})_{i,j \in \Lambda} \in B(H_1 \otimes H_2 : x_{ij} \in M$. For $\forall E, F \subset \Lambda$, we will define $x_{ij}^{(E,F)} = \begin{cases} x_{ij}, i \in E, j \in F, \\ \theta, \end{cases}$. Let $x_{E,F} = (x_{ij}^{(E,F)})_{i,j \in \Lambda}$. For *E={s}* and *F={t}* we will denote by $(x_{ij}^{(s,t)})_{i,j \in \Lambda}$, $(x_{ij}^{(E,F)})_{i,j \in \Lambda}$. Then we have

$$(x_{ij}^{(s,t)})_{i,j \in \Lambda} = \begin{pmatrix} 0 & & 0 \\ & x_{st} & \\ 0 & & 0 \end{pmatrix} = (\delta_{si} \delta_{ij} \delta_{st})_{i,j \in \Lambda}.$$

$(\delta_{si} \delta_{tj} \delta_{st})_{i,j \in \Lambda} = x_{st} \otimes \delta_{si} \delta_{tj} \mathbf{1}_2$. So, since

[1]*Boltaev Khabibjon* – Lecturer of the Department of Mathematics, Bukhara State University, Uzbekistan.

$$x_{E,F} = (x_{ij}^{(E,F)})_{i,j\in\Lambda} = \sum_{\substack{s\in E\\ t\in F}} x_{st}\otimes\delta_{si}\delta_{tj}\ \mathbf{1}_2$$

and

$$x_{st}\otimes\delta_{si}\delta_{tj}\ \mathbf{1}_2 \in M\bar{\otimes}B(H_2),$$

it follows that $x_{E,F} = x_{E,F} = \sum_{\substack{s\in E\\ t\in F}} x_{st}\otimes\delta_{si}\delta_{tj}\ \mathbf{1}_2 \in M\bar{\otimes}B(H_2)$. For $\forall\xi,\eta\in H_1\otimes H_2$ and $E,F\to\Lambda$, from $< x_{E,F}\xi,\eta > - < (x_{i,j})_{i,j\in\Lambda}\xi,\eta > \to 0$, it follows that $x_{E,F}\overset{\omega}{\to}(x_{i,j})_{i,j\in\Lambda} = x$. Therefore, $x\in M\bar{\otimes}B(H_2)$.

Theorem 1. Let $M\subset B(H)$ be a factor. If $\dim(M) = n < \infty$, then we obtain $M\overset{unit}{\cong} M_p\bar{\otimes}B(K)$, where *K* is a Hilbert space and H_n is an – dimensional Hilbert space.

Corollary 1. *M* be a dimensional factor, then we have $M\overset{unit}{\cong} M_n(C)$.

Proof. Since $M\overset{unit}{\cong} M_p\bar{\otimes}B(H_n) = C\,\mathbf{1}_K\bar{\otimes}B(H_n) = M_n(C\,\mathbf{1}_K)$, it follows that $M\overset{unit}{\cong} M_n(C)$.

Theorem 2. If *A* is a finite dimensional *C**- algebra, then we have $A\cong\overset{m}{\underset{i=1}{\oplus}}M_n$, where M_n is an algebra of the matrices of $n_i\times n_i$.

Theorem 3. Let *R* be a finite dimensional real *C**-algebra. Then *R* is nuclear, and for any real C*-algebra *Q*, a real *-algebra $R\otimes Q$ is complete with respect to the unique *C**-norm on $R\otimes Q$.

Proof. Firstly, let $R = M_n(R)$ the algebra of $n\times n$ real matrices. Then by the real C*-algebra $R\otimes Q = M_n(\Re)\otimes R\cong M_n(Q)$ has only one *C**-norm. Thus in this case *R* is nuclear.

Now let $R = \oplus_{k=1}^{m} M_{n_k}(\Re)$. Then for any real *C**-algebra *Q* a real *-algebra *R* $R\otimes Q\cong\oplus_{k=1}^{m} M_{n_k}(Q)$ is a real *C**-algebra with respect to a natural *C**-norm. Further, there is only one C*-norm on $R\otimes Q$.

References

1. Ayupov Sh.A., Rakhimov A.A. Real W*-algebras, Actions of groups and Index theory for real factors. VDM Publishing House Ltd. Beau-Bassin, Mauritius. ISBN 978-3-639-29066-0. 2010, p.138.
2. Ayupov Sh.A., Rakhimov A.A., Usmanov Sh.M. Jordan, Real and Lie Structures in Operator Algebras. The Book: Kluwer Academic Publishers, MAIA, (1997),V.418,235p.
3. Ayupov Sh.A. Classification and representation of ordered Jordan algebras. Fan, Tashkent, 1986.
4. Effros E., Lance E. Tensor products of operator algebras. Advances in Math. 1977. Vol 25. 34 p.
5. Murray F.J. and von Neumann J., On rings of operators, Ann. Math. 37 (1936) 116--229.

©Kh. Kh. Boltaev, 2018

УДК 517.98

ПРОСТРАНСТВА L^2 ДЛЯ ВЕЩЕСТВЕННЫХ ПОДФАКТОРОВ

Г.Д. Шукуров[1]

Аннотация

В работе рассмотрено индекс подфакторов конечного фактора и доказано некоторое свойства подфакторов конечного фактора.

Ключевые слова: линейный оператор, подфактор, фактор, антиавтоморфизм, инвариант, проекция.

Пусть *B(H)* - алгебра всех ограниченных линейных операторов, действующих в комплексном гильбертовом пространстве H. Слабо замкнутая $*$ -подалгебра *M* в *B(H)*, содержащая единичный оператор **1** называется W*-алгеброй. Вещественная $*$-подалгебра $\mathfrak{R} \subset B(H)$ называется вещественной W*-алгеброй, если она слабо замкнута и $\mathfrak{R} \cap i\mathfrak{R} = \{0\}$. Вещественная W*-алгебра $\mathfrak{R}$ называется вещественным фактором, если центр алгебры Z($\mathfrak{R}$) равен множеству $\{\lambda \mathbf{1}, \lambda \in \mathbf{R}\}$. Мы скажем, что вещественная W*-алгебра $\mathfrak{R}$ имеет тип $I_{кон,}$ I_∞, II_1,II_∞ или III_λ, $(0 \le \lambda \le 1)$, если ее обвертывающая W*-алгебра $\mathfrak{I}(\mathfrak{R})$ имеет соответственный тип в смысле обычной классификации W*-алгебр. Линейное отображение α алгебры *M* в себя с $\alpha(x^*) = \alpha(x)^*$ называется $*$-автоморфизмом, если $\alpha(xy) = \alpha(x)\alpha(y)$; инволютивным $*$-антиавтоморфизмом, если $\alpha(xy) = \alpha(y)\alpha(x)$ и $\alpha^2(x) = x$. Если α инволютивный $*$-антиавтоморфизм на W*-алгебре *M*, то мы обозначаем через (M, α) вещественную W*-алгебру, порожденный антиавтоморфизмом α, т.е. $(M, \alpha) = \{x \in M : \alpha(x) = x^*\}$. Обратно, каждая вещественная W*-алгебра $\mathfrak{R}$ имеет вид (M, α), где $M = \mathfrak{R} + i\mathfrak{R}$ –обвертывающая W*-алгебра алгебры $\mathfrak{R}$ и α -инволютивный $*$-антиавтоморфизм *M,* определенный как $\alpha(x + iy) = x^* + iy^*$ [1-3]. Следовательно, мы можем отождествлять вещественную W*-алгебру $\mathfrak{R}$ с парой (M, α).

Пусть $\bar{E} : M \to N$ α-инвариантное условное ожидание [5]. Из α-инвариантности $\bar{E}$ вытекает, что $\bar{E}$ сужается на (M, α) как отображение $\bar{E}\big|_{(M,\alpha)}$: $(M, \alpha) \to (N, \alpha)$. Этот сужение обозначим как $E = \bar{E}\big|_{(M,\alpha)}$.

Теперь, напомним одну утверждение из [6].

Утверждение (Proposition 17.3.2, [6]**)** Пусть *M* -конечный фактор, τ -единственный точный нормальный след на *M* и пусть $N \subset M$ - подфактор. Тогда имеют место следующие утверждения:

$$\text{(i)}\ \ \bar{P}(x) = \bar{E}(x), \quad \forall x \in M\ ;$$

[1]*Шукуров Гайрат Давлатович* – преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

(ii) $\overline{P}\lambda\ (x)\overline{P} = \lambda\left(\overline{E}(x)\right), \quad \forall x \in M$;

(iii) если $x \in M$, тогда $x \in N \Leftrightarrow \overline{E}\lambda\ (x) = \lambda\ (x)\overline{P}$;

Основным результатом работы является следующая теорема:

Теорема 1. Имеет место:

1) $P(x) = E(x), \quad \forall x \in (M,\alpha)$;

2) $P\lambda_r(x)P = \lambda_r\left(E(x)\right), \quad \forall x \in (M,\alpha)$;

3) если $x \in (M,\alpha)$, тогда $x \in (N,\alpha) \Leftrightarrow P\lambda_r(x) = \lambda_r(x)P$;

Доказательство.

1). По утверждение (i) мы имеем

$$\overline{P}(x) = \overline{E}(x) \tag{1}$$

в M, в частности, в $(M,\alpha) \subset M$. Так как $E = \overline{E}\big|_{(M,\alpha)}$, то для $\forall x \in (M,\alpha)$

$$\overline{E}(x) = E(x) \tag{2}$$

С другой стороны, из (1), (2) и $(N,\alpha) \subset L^2(N,\alpha)$ для $\forall x \in (M,\alpha)$ мы имеем:

$$P(x) = P_1 \circ \overline{P}(x) = P_1 \circ \overline{E}(x) = P_1 \circ E(x) = E(x),$$

т.е. $P(x) = E(x)$, для $\forall x \in (M,\alpha)$.

2). Так как $(M,\alpha) \subset M$, то для $\forall x \in (M,\alpha)$ имеем

$$P\lambda_r(x)P = \overline{P}\lambda(x)\overline{P}. \tag{3}$$

В силу утверждение (ii) получим:

$$\overline{P}\lambda(x)\overline{P} = \lambda(\overline{E}(x)). \tag{4}$$

Тогда для $x \in (M,\alpha)$ имеем $\overline{E}(x) = E(x)$, следовательно, $\lambda(\overline{E}(x)) = \lambda(E(x))$.

Так как $E(x) \in (N,\alpha) \subset N$ и $\lambda_r + i\lambda_r = \lambda$, то получим: $\lambda(E(x)) = \lambda_r(E(x))$.

Таким образом мы имеем $P\lambda_r(x)P = \lambda_r(E(x))$.

3). Пусть $x \in (N,\alpha)$. Так как $(N,\alpha) \subset N$, то в силу утверждение (iii) имеем:

$\overline{P}\lambda(x) = \lambda(x)\overline{P}$. Поскольку $\lambda_r + i\lambda_r = \lambda$ и $x \in (M,\alpha)$, получим $P\lambda_r(x) = \lambda_r(x)P$.

Обратно, пусть $x \in (M,\alpha)$ и $P\lambda_r(x) = \lambda_r(x)P$. Так как $(M,\alpha) \subset M$, то $\bar{P}\lambda(x) = \lambda(x)\bar{P}$. В силу утверждение (iii) имеем $x \in N$. Тогда $x \in (N,\alpha)$, поскольку $x \in (M,\alpha)$. Теорема доказана.

Список литературы

1. Ayupov Sh.A., Rakhimov A.A. and Usmanov Sh.M., Jordan, Real and Lie Structures in Operator Algebras, Kluw.Acad.Pub.,MAIA. 418 (1997) 235p.
2. Jones V.F.R., Index for Subfactors, Inventiones Math. 72 (1983) 1-25.
3. Li Bing-Ren, Real operator algebras, World Sci. Pub. Co. Pte. Ltd. (2003) 241p.
4. Albeverio S., Ayupov Sh. A., Rakhimov A. A., Dadakhodjaev R. A. Index for Finite Real Factors. Preprint of the Universität Bonn (Institut für Numerische Simulation, Institut für Angewandte Mathematik, Mathematisches Institut), BONN, SFB611, N 458, (**2009**) 26p
5. Usmanov Sh.M. Operator-value weights on real W*-algebras and reversible JW-algebras. Sbornik Mathematics, 1999, 190:10, 1505-1522.
6. Li Bing-Ren, Introduction to operator algebras, World Sci. Pub. Co. Pte. Ltd. (1992) 738p.

©Г.Д. Шукуров, 2018

УДК. 519. 6

ВЫБОР МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ИССЛЕДОВАНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

А.Х. Авезов[1]

Аннотация:

В данной работе установлено выбор вида полуэмпирической формулы для определения коэффициента – турбулентной вязкости.

Ключевые слова: математическая модель, горючий газ, полуэмпирическая формула.

Для газовых струй, отличающихся не только скоростью, но и плотностью, только эксперимент или хорошо обоснованная математическая модель может показать, какой из параметров (отношение значения скорости, плотности или динамического напора и др.) является наиболее важным.

Турбулентное горение неперемешанных горючих газов, истекающих из прямоугольного сопла, находит широкое применение в самых различных областях техники – от обычных огнетехнических устройств ряда процессов химической технологии. В этом случае изучение их аэротермодинамических характеристик, с учетом кинетики процесса, представляет большой интерес. В тоже время детальное исследование горения неперемешанных газов, истекающих, из произвольного прямоугольного сопла непеременшанных горючих газов практически отсутствует.

Одной из целей, данной работы является выбор вида полуэмпирической формулы для определения коэффициента – турбулентной вязкости. Для трехмерных сдвиговых свободных турбулентных струйных течений, формула Прандтля

$$\mu_T = \rho l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \qquad (1)$$

дает качественно правильные результаты, для пристенных течений.

Кроме того, формула (1) не учитывает деформацию продольной скорости по другим пространственным координатам и температуру, которые существенно влияют на результаты исследования. Также неизвестно как определить длину пути перемешивания для трехмерных струйных течений в модели (1).

В данной работе приводится некоторые результаты численного исследования горения смеси пропан – бутана, истекающего из сопла прямоугольной формы и распростяющеюся в покоящейся среде воздуха. Для описания течения использованы трехмерные параболизованные системы уравнений Навье-Стокса для многокомпонентных химически реагирующих газовых смесей. Численные исследование проведены на основе эффективного метода подобных SIMPLE прямым методом решется уравнение Пуассона для определения поправки к скоростям [1].

Для вычисления турбулентной вязкости предложена для численного исследования использована модель, учитывающую молекулярный перенос, трехмерность и температурную неоднородность в виде

$$\mu_T = æ\, \rho l^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{L \partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{L \partial y} \right)^2} \cdot \left(\frac{T}{T_2} \right)^{\alpha}, \qquad (2)$$

где æ-число Кармана, α-степень влияния температуры неоднородности потока (0,5< α <0,7). T_2 -температура горючей струи на оси симметрии, L-

[1]*Авезов Алижон Хайруллаевич* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

отношения сторон прямоугольного сопла, l-длина пути перемешивания определяется как

$$\sqrt{b^2(Ly)+b^2(z)}$$

Для основного расчетного варианта исходные значения параметров брались следующим образом [2]

I. Зона окислителя: II. Зона горючего:

T_1=300K u_1=0; T_2=1200K u_2=61м/с;

$(C_1)_1$=0,232; $(C_2)_1$=0; $(C_1)_2$=0; $(C_2)_2$=0,12;

$(C_3)_1$=0; $(C_4)_1$=0; $(C_3)_2$=0; $(C_4)_2$=0,88;

Pr=Sc=0.65; $P_1=P_2$=const; L=1

С точки зрения математического расчета рассмотрим четырёхкомпонентную смесь газов в зоне смешения, состоящую из кислорода O_2 -индекс «1», смеси порпана – бутана (C_3H_8+C_4H_{10}) -«2», продуктов горения CO_2+9H_2O - «3», инертного газа N_2 - «4». С физической точки зрение в зоне тепло – и массаобмена участвуют 6 компонентов.

В данной работе приводятся некоторые численные результаты касающиеся влияния исходных данных скорости, температуры струи и окислителя на параметры диффузионного факела.

В частности, можно отметить, что подогрев горючего и окислителя приводит к незнательному удлинению длину факела.

В этом случае соблюдаются известные закономерности изменения границы, т.е при подаче более нагретого горючего граница зоны смешения растет более медленью, однако переход к круглой форме факела затягивается, т.е. как даже при безразмерной длине по продольной координате x =15 еще полностью не переходит в круглую форму.

Список литературы

1. С.Ходжиев. Исследования трехмерных турбулентных струи реагирующего газов, истекающеюся в спутном (затопленном) потоке в воздухе при диффузионном горении// Узб. Журнал. Проблемы механики. Тошкент. Фан, №2, 1993. С. 28-33.
2. Вулис Л. А, Ярин Л. П. Аэродинамика факела. – Л. Энергия. 1978, 216 с.

© А.Х. Авезов, 2018

УДК 517

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ РЕАГИРУЮЩИХ ГАЗОВ, ВЫТЕКАЮЩИХ ИЗ СОПЛА ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ НА ОСНОВЕ “К-ε” МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

А.Х. Авезов[1]

Аннотация

В данной работе приводится метод расчета и некоторые численные результаты исследования трехмерных турбулентных струй реагирующих газов, вытекающих из сопла прямоугольной формы.

Ключевые слова: истечения воздуха, сопла прямоугольной формы, турбулентный струй.

Результаты экспериментальных и теоретико – численных расчетов, посвященных исследованиям истечения воздуха, вытекающего из сопла прямоугольной формы приведены в работах [1-2]. В данной работе приводится метод расчета и некоторые численные результаты исследования трехмерных турбулентных струй реагирующих газов, вытекающих из сопла прямоугольной формы.

Тестовые расчёты: В качестве тестовой задачи для изложенного метода исследовано горение пропано-бутановой смеси в воздухе:

$$C_3H_8+5O_2=3CO_2+4H_2O,\ C_4H_{10}+6{,}5\ O_2=4CO_2+5H_2O$$

при следующих исходных значения окислителя и горючего:

$$u_1=0;\ u_2=61\ м/с;\ T_1=300К;\ T_2=1200\ К;\ (C_2)_2=0{,}12;$$
$$(C_4)_2=0{,}88;\ (C_1)_1=0{,}232;\ (C_4)_1=0{,}768;\ P_1=P_2=1\ атм;$$
$$Pr_T=Sc_T=0{,}65;\ h_2^*=11490\ ккал/кг$$

При задании исходного значения кинетической энергии турбулентности (k_2) струи основывались на экспериментальных работах [2], где оно варьировалось 1-10% от исходной скорости струи. Для скорости диссипации кинетической энергии турбулентности не имеются экспериментальные данные. В качестве исходных значений диссипации кинетической энергии турбулентность (ε_2) взята на порядок меньше, чем от кинетической энергии турбулентности струи. Исходные значения k и ε покоящегося воздуха не превышали 1% от начальных значений кинетической энергии турбулентности и её диссипации горючей струи соответственно.

Результаты свидетельствуют, что динамические границы смещения струи в направлении большой оси (OZ) отстаёт, в то время как в направлении малой оси она растет на некотором расстоянии вниз по потоку их значения становятся равными, после чего обе ширины возрастают практически одинаково. При этом форма струи стремится к осесимметричной т.е. переходит в круглую ($\overline{x}=5$). При больших начальных значениях турбулентности (k=5%) струи приводит к заметному затуханию скорости вдоль оси струи и сокращению длины ядра струи на начальном участке. Разрушение потенциального ядра струи сопровождается резкой интенсификацией процесса перемешивания струи с окружающей средой (окислителем).

Интенсивность перемешивания приводит к нарастанию температуры, и быстрой потере горючего вещества C_2, а это естественно приводит к расширению

[1]*Авезов Алижон Хайруллаевич* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

ширины и укорачиванию длины факела. Сохранение начального участка струи, а также длина факела, полученная при помощи наших численных расчетов, согласуется с вычисленной по приближенной формуле, приемлемой для инженерной практики, приведенной в монографии [2]. Эти согласия были получены при начальных значениях кинетической энергии турбулентности составляющей 1% от исходной скорости и модифицированных эмпирических константах “k-ε” модели турбулентности $C_{\varepsilon 1}$=1,3, $C_{\varepsilon 2}$=1,5 вместо $C_{\varepsilon 1}$=1,4 и $C_{\varepsilon 2}$=1,92.

Из параметров плотности или скорости только эксперимент или хорошо обоснованная математическая модель может показать, какой из них является наиболее важным для интенсивного перемешивания турбулентных струй. Так как основные характеристики факела (его длина, форма) определяются при прочих равных условиях диффузионными потоками реагентов. В этих целях численно исследованы влияния спутности m_u (m_u = u1/u2) при неизменных данных исходных значениях горючей струи и окислителя на параметры факела.

Результаты показали, что при значениях параметра спупности m_u в диапазоне изменения $0 \le m_u \le 0{,}164$ длина факела увеличивается, а дальнейшее увеличение m_u до 0,5 приводит к уменьшению длины факела примерно на 15%, в сравнении с оптимальным значением m_u = 0,164.

Соответственно изображены линии максимальных значений температуры сплошная линия при m_u =0,164, пунктирная линия при m_u = 0,3) и изменения границы зоны смешения при различных значениях режимного параметра m_u. Из этих результатов вытекает, что факел приобрел круглую форму и ширина факела при m_u = 0,3 уже, чем при m_u =0,164. Выявлено, что спутность потоков существенно не влияет на максимальную температуру факела. Увеличение значения параметра спутности m_u приводит к медленному затуханию осевого значения скорости, уменшению интенсивности перемешивания и заметному сужению ширины зоны смещения, чем в затопленном потоке.

Численное моделирование и исследование трехмерных турбулентных струй, реагирующих газов на основе метода, предложенного в данной работе, является эффективным для дозвуковых диффузионных горений и течений с химическими реакциями. Позволяет провести исследования в широком диапазоне изменений исходных параметров струи горючего и окислителя, а также влияния соотношения сторон сопла.

Список литературы

1. Ходжиев С. Исследование трехмерных турбулентных струй реагирующего газа, истекающегося в спутном (затопленном) потоке в воздухе при диффузном горении // Узб. журнал. Проблемы механики. Тошкент, ФАН, N2, 1993 -с. 28-33
2. Агулыков А., Джаугаштин К.Е., Ярин Л.П. Исследование структуры трехмерных турбулентных струй.//Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, N 6, с. 13-21.

© А.Х. Авезов, 2018

УДК 517.984

ОПИСАНИЕ МЕСТОПОЛОЖЕНИЕ СУЩЕСТВЕННОГО СПЕКТРА ОДНОГО МАТРИЧНОГО ОПЕРАТОРА

М.С. Мирзаев[1]

Аннотация:

Рассматривается матричный оператор и описан местоположение существенного спектра этого оператора, т.е. выделены двухчастичная и трехчастичная ветви существенного спектра.

Ключевые слова: матричный оператор, существенный спектр, оператор рождения и уничтожения.

Матрица, элементы которой являются линейными операторами в банаховом или гильбертовом пространствах называется блочно-операторной матрицей [1]. Одним из специальных классов блочно-операторных матриц являются Гамильтонианы системы с несохраняющимся числом квантовых частиц на целочисленной решетке. Их количество может быть неограниченным, как в случае моделей спин-бозонов или ограниченным, как в случае урезанных моделей спин-бозонов.

Пусть $H_1 := L_2[-a,a]$ –гильбертово пространство квадратично-интегрируемых (комплекснозначных) функций, определенных на $[-a,a]$ и $H_2 := L_2^{as}([-a,a]^2)$ – гильбертово пространство анти-симметричных функций двух переменных, определенных на $[-a,a]^2$ (т.е. если $f_2 \in H_2$, то $f_2(x,y) = -f_2(y,x)$ для всех $x, y \in [-a,a]$). Положим

$$H := H_1 \oplus H_2 .$$

Известно, что любая линейная ограниченная оператор A_2 в гильбертовом пространстве H представляется как блочно-операторная матрица размера 2×2:

$$A := \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где матричные элементы A_{ij} являются линейные ограниченные операторы из H_j в H_i, т.е. $A_{ij} \in L(H_j, H_i)$, $i, j \in \{1,2\}$.

В данной работе обсуждается случай, когда операторы A_{ij} определены следующим образом:

$$(A_{11} f_1)(x) = x f_1(x), \ (A_{12} f_2)(x) = \int_{-a}^{a} \sin(t) f_2(x,t) dt ;$$

$$A_{21} = A_{12}^*, \ (A_{22} f_2)(x,y) = (x^2 + y^2) f_2(x,y) .$$

При этом A_{12}^* сопряженный оператор к A_{12} и

$$(A_{12}^* f_1)(x,y) = \frac{\sin y f_1(x) - \sin x f_1(y))}{2}, \ f_1 \in H_1 .$$

Оператор A_{12} называется оператором уничтожения, а A_{12}^* называется оператором рождения. Оператор уничтожения снижает количество частиц в заданном состоянии на единицу, а оператор рождения увеличивает число частиц в

[1]*Мирзаев Мирфайз Салимович* – ассистент кафедры Физики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

данном состоянии на единицу, и является сопряженным к оператору уничтожения.

Следует отметить, что аналог этой модели для бозонов изучены в работах [2-5]. На протяжении всей работы под обозначениями $\sigma(\cdot)$, $\sigma_{\mathrm{ess}}(\cdot)$ и $\sigma_{\mathrm{disc}}(\cdot)$ понимаются спектр, существенный спектр и дискретный спектр ограниченного самосопряженного оператора, соответственно.

При каждом $x \in [-a, a]$ определим регулярную в $C \setminus [0, 2a^2]$ функцию

$$\Delta(x, z) := x - z - \frac{1}{2}\int_{-a}^{a} \frac{\sin^2(t)dt}{x^2 + t^2 - z}.$$

Пусть σ – множество тех точек $z \in C$, для которых уравнение $\Delta(x, z) = 0$ имеет решение хотя бы для одной $x \in [-a, a]$ и

$$\sum := \sigma \cup [0, 2a^2].$$

Основной результат настоящей работы является следующая теорема.

Теорема. *Существенный спектр* $\sigma_{ess}(A)$ *оператора* A *совпадает с множеством* $\sum$, *т.е.* $\sigma_{ess}(A) = \sum$.

Теперь введем новые подмножества существенного спектра оператора A: множества $\sigma_{\mathrm{two}}(A) := \sigma$ и $\sigma_{\mathrm{three}}(A) := [0,\ 2a^2]$ называются двухчастичной и трехчастичной ветвями существенного спектра оператора A, соответственно.

Список литературы

1. C.Tretter. Spectral Theory of Block Operator Matrices and Applications. Imperial College Press, 2008, -P. 297.
2. S.Albeverio, S.N.Lakaev, T.H.Rasulov. On the Spectrum of an Hamiltonian in Fock Space. Discrete Spectrum Asymptotics. Journal of Statistical Physics. 127:2 (2007), P. 191–220.
3. M.Muminov, H.Neidhardt, T.Rasulov. On the spectrum of the lattice spin-boson Hamiltonian for any coupling: 1D case. Journal of Mathematical Physics, 56 (2015), 053507, P. 1-34.
4. Т.Х.Расулов. О ветвях существенного спектра решетчатой модели спин-бозона с не более чем двумя фотонами. Теоретическая и математическая физика, 186:2 (2016), С. 293-310.
5. Т.Х.Расулов. Исследование существенного спектра одного матричного оператор. Теоретическая и математическая физика, 164:1 (2010), С. 62-77.

© М.С. Мирзаев, 2018

УДК 517.984

О СУЩЕСТВЕННОМ СПЕКТРЕ ПЕРВОГО ДОПОЛНЕНИЯ ШУРА СО СПЕКТРАЛЬНЫМ ПАРАМЕТРОМ ДЛЯ МАТРИЧНОГО ОПЕРАТОРА

М.С. Мирзаев[1]

Аннотация

Определен первое дополнение Шура $S(\lambda)$ со спектральном параметром λ для матричного оператора, действующее в прямом сумме двух гильбертовых пространствах. Описан существенный спектр оператора $S(\lambda)$.

Ключевые слова: матричный оператор, первое дополнение Шура, существенный спектр.

Пусть $H_1 := L_2[-a,a]$ –гильбертово пространство квадратично-интегрируемых (комплекснозначных) функций, определенных на $[-a,a]$ и $H_2 := L_2^{as}([-a,a]^2)$ – гильбертово пространство анти-симметричных функций двух переменных, определенных на $[-a,a]^2$ (т.е. если $f_2 \in H_2$, то $f_2(x,y) = -f_2(y,x)$ для всех $x, y \in [-a,a]$). Положим

$$H := H_1 \oplus H_2 .$$

В гильбертовом пространстве H рассмотрим блочно-операторную матрицу [1] размера 2×2:

$$A := \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где матричные элементы A_{ij} определены следующим образом:

$$(A_{11} f_1)(x) = x f_1(x),\ \ (A_{12} f_2)(x) = \int_{-a}^{a} \sin(t)\, f_2(x,t)dt ;$$

$$A_{21} = A_{12}^*,\ \ (A_{22} f_2)(x,y) = (x^2 + y^2) f_2(x,y) .$$

При этом A_{12}^* сопряженный оператор к A_{12} и

$$(A_{12}^* f_1)(x,y) = \frac{\sin y f_1(x) - \sin x f_1(y))}{2},\ \ f_1 \in H_1 .$$

Первое дополнение Шура [2-3] $S(\lambda)$ блочно-операторной матрицы A (действующее по формуле (1)) соответствующее разложению $H = H_1 \oplus H_2$, определяется следующим образом

$$S(\lambda) := A_{11} - \lambda - A_{12}(A_{22} - \lambda)^{-1} A_{12}^*,\ \ \lambda \in \rho(A_{22}) .$$

Видно, что первое дополнение Шура является операторно-значной регулярной функцией определенный вне спектра оператора A_{22} и оно играет важную роль в спектральном анализе этой матрицы.

При каждом $x \in [-a,a]$ определим регулярную в $C \setminus [0, 2a^2]$ функцию

$$\Delta(x,\lambda) := x - \lambda - \frac{1}{2}\int_{-a}^{a} \frac{\sin^2(t)dt}{x^2 + t^2 - \lambda} .$$

Тогда оператор $S(\lambda)$ есть оператор умножения на функцию $\Delta(\cdot;\lambda)$. Следует отметить, что при каждом фиксированном λ оператор $S(\lambda)$ является оператором умножения на функцию $\Delta(\cdot,\lambda)$.

[1]*Мирзаев Мирфайз Салимович* – ассистент кафедры Физики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Следующая теорема описывает существенный спектр оператора $S(\lambda)$.

Теорема. *При каждом фиксированном* $\lambda \in C \setminus [0, 2a^2]$ *для существенного спектра оператора* $S(\lambda)$ *имеет место равенство*

$$\sigma_{ess}(S(\lambda)) = \mathrm{Ran}(\Delta(\cdot;\lambda)).$$

Очевидно, что при каждом фиксированном $x \in [-a, a]$ функция $\Delta(x,\cdot)$ является дифференцируемой в интервалах $(-\infty, x^2)$ и $(a^2 + x^2, +\infty)$. Простые вычисления показывают, что

$$\frac{d}{d\lambda}\Delta(x,\ \lambda) = -1 - \frac{1}{2}\int_{-a}^{a} \frac{\sin^2 t dt}{(x^2 + t^2 - \lambda)} < 0$$

при всех $\lambda \in (-\infty, x^2) \cup (a^2 + x^2, +\infty)$. Следовательно, при каждом фиксированном $x \in [-a, a]$ функция $\Delta(x,\cdot)$ монотонно убывает в интервалах $(-\infty, x^2)$ и $(a^2 + x^2, +\infty)$.

Первое дополнение Шура $S(\lambda)$ также обладает следующими свойствами.

Свойства 1. Пусть $\lambda \in C \setminus [0, 2a^2]$. Тогда $\lambda \in \sigma_{ess}(A) \Leftrightarrow 0 \in \sigma_{ess}(S(\lambda))$.

Свойства 2. Пусть $\lambda \in C \setminus [0, 2a^2]$. Тогда $\lambda \in \rho(A) \Leftrightarrow 0 \in \rho(S(\lambda))$.

Свойства 3. Пусть $\lambda_0 \in R \setminus [0, 2a^2]$. Если $(\lambda_0, \lambda_0 + \gamma) \in \rho(A)$ (соот. $(\lambda_0 - \gamma, \lambda_0) \in \rho(A)$) при некотором $\gamma > 0$, то существует число $\delta = \delta(\gamma) > 0$ такое, что $(0, \delta) \in \rho(S(\lambda_0))$ (соот. $(-\delta, 0) \in \rho(S(\lambda_0))$).

Следует отметить, что в работе [4] построен первое дополнение Шура со спектральном параметром для операторной матрицы размера 3×3 и изучены существенный и дискретный спектры. Там также получен Формула для нахождения кратности собственных значений дополнения Шура.

Список литературы

1. C.Tretter. Spectral Theory of Block Operator Matrices and Applications. Imperial College Press, 2008, -P. 297.
2. I. Schur. Uber potenzreihen, die im innern des einheitskreises beschrankt sint. J. Reine Angew. Math., 147 (1917), 205-232.
3. F. Zhang. The Schur complement and its applications. Vol. 4 of Numerical Methods and Algorithms. Springer, New York, 2005.
4. Т.Х.Расулов, М.Муминов. Формула для нахождения кратности собственных значений дополнения Шура одной блочно-операторной матрицы 3x3. Сибирский математический журнал, 54:4 (2015), С. 878-895.

© М.С. Мирзаев, 2018

УДК 517

ОБ ОЦЕНКАХ СВЕРХУ ОСЦИЛЛЯТОРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ОПЕРАТОРОВ С ВЫРОЖДЕННОЙ ФАЗОЙ

Х.Х. Турдиев[1]

Аннотация

В настоящей работе рассмотрим оценку норму интегральных операторов с вырожденной фазой. Показано, что точное поведение нормы осцилляторных интегральных операторов с вырожденной фазой содержит логарифмический множитель.

Ключевые слова: осцилляторный интегральный оператор, логарифмический множитель.

Осцилляторным интегральным оператором называется оператор следующего вида:

$$\mathrm{T}_\lambda f(x) = \int_{\mathbb{R}^n} a(x,y) e^{i\lambda\phi(x,y)} f(y) dy, \qquad (1)$$

где $a \in \mathrm{C}_0^\infty(\mathbb{R}^{2n})$ и $\phi(x,y)$ −вещественно значная функция и λ большой вещественный параметр. В работе Л. Хёрмандера [2] доказано, что если смешенный Гессиан фазовой функции ϕ, т.е $\det\{\frac{\partial^2\phi(x,y)}{\partial x_k \partial y_j}\}_{\mathrm{k,j=1}}^{\mathrm{n}} \neq 0$, то для оператора (1) справедлива следующая оценка:

$$\|\mathrm{T}_\lambda f\|_{L^2(\mathbb{R}^n)} \leq \frac{C(a)}{\lambda^{\frac{n}{2}}} \|f\|_{L^2(\mathbb{R}^n)}. \qquad (2)$$

Однако, если смешенный Гессиан обращается в нуль в начале координат, то оценка (2) перестает быть справедливой.

В 1997 году в работе [3] И. М. Стейн и Д.Х. Фонг рассмотрели оценку норму оператора (1) с вырожденной фазой в случае $n = 1$. В этом случае по фазовой функции определяется так называемый приведённый многогранник Ньютона (МН), т.е. МН функции

$\phi_1(x,y) \coloneqq \phi(x,y) - \phi(0,y) - \phi(0,x)$, предполагая $\phi(0,0) = 0$.

Через d обозначается расстояние Ньютона, т.е координата пересечения биссектрицы положительного октанта с границей $N(\phi_1)$. Тогда если $\phi(x,y)$ аналитична в нуле и носитель амплитуды а находится достаточно малой окрестности нуля, то справедлива оценка: $\|\mathrm{T}_\lambda f\|_{L^2\to L^2} \leq \frac{C(a)}{\frac{1}{\lambda^{2d}}}$.

Более, того если $a(0,0) \neq 0$, то существует ненулевая константа $c \neq 0$ такая, что $\|\mathrm{T}_\lambda\|_{L^2\to L^2} \geq \frac{c}{\frac{1}{\lambda^{2d}}}$. Введем обозначение: если существуют ненулевые константы C, c такие, что при $\lambda > 1$ для нормы оператора T_λ справедливы неравенства $\frac{c}{\frac{1}{\lambda^{2d}}} \leq \|\mathrm{T}_\lambda\|_{L^2} \leq \frac{C}{\frac{1}{\lambda^{2d}}}$, то мы будем писать, что

$$\|\mathrm{T}_\lambda\|_{L^2} \asymp \frac{1}{\frac{1}{\lambda^{2d}}} \quad (\text{при } \lambda \to \infty) \qquad (3)$$

Таким образом, если $a(0,0) \neq 0$ и носитель амплитуды находится в достаточно малой окрестности нуля, то справедливо соотношение (3).

В работе [3] И.М. Стейн и Д.Х. Фонг поставлен вопрос:

[1]*Турдиев Халим Хамраевич* – преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

При асимптотическом разложении осцилляторного интеграла в некоторых случаях появляется логарифмический множитель (см. [1]). А в оценках нормы осцилляторных интегральных операторов такие логарифмические множители не появляются. Они утверждали, что это странный феномен. Причём они дали объяснения по поводу этого явления. В настоящей работе рассмотрим оценку норму интегральных операторов в случае $n = 2$ с вырожденной фазой. Мы покажем, что точное поведение нормы осцилляторных интегральных операторов с вырожденной фазой содержит логарифмический множитель. Более, того появляется новый эффект : Как известно асимптотическое разложение осцилляторных интегралов с аналитической фазой степень логарифмического множителя не превосходит $n - 1$ (где $n -$ размерность пространства). В нашем случае оценка нормы осцилляторных интегральных операторов в случае $n = 2$ содержит $(\ln \lambda)^2$. Поэтому это оценка отличается от поведения осцилляторных интегралов.

Теперь, перейдем к формулировкам основных результатов работы.

Норма оператора с ядром $K_\lambda(x,y)\chi_{\left\{|x_1^2x_2^2-y_1^2y_2^2|\le\frac{M}{\lambda}\right\}}(x)$, (где $\chi_{\left\{|x_1^2x_2^2-y_1^2y_2^2|\le\frac{M}{\lambda}\right\}}$ характеристическая функция множества

$$\left\{(x,y)\in\mathbb{R}^2_x\times\mathbb{R}^2_y\colon \left|x_1^2x_2^2-y_1^2y_2^2\right|\le\frac{M}{\lambda}\right\})$$

легко оценивается с использованием $\varepsilon = 0$. В этом случае норма оценивается величиной $O\left(\frac{\sqrt{ln\lambda}}{\sqrt[4]{\lambda}}\right)$ (при $\lambda\to+\infty$). Исходя из обобщенной леммы Шура мы должны оценить следующий интеграл:

$$\mathcal{J}(a):=\iint\limits_{\substack{\lambda|x_1^2x_2^2-a^2|\ge M\\ \lambda|x_1^2x_2^2|\ge M\\ 0<x_1,x_2\le 1}}\frac{\ln\lambda|x_1^2x_2^2-a^2|}{\sqrt{\lambda|x_1^2x_2^2-a^2||x_1^2x_2^2|^{\varepsilon}}}dx_1\,dx_2 \qquad (4)$$

Лемма. Для интеграла $\mathcal{J}$(a) справедлива следующая оценка:

$$|\mathcal{J}(a)|\le\frac{\mathrm{C}(ln\,|\lambda|)^2}{\frac{1}{\lambda^2}|a^2|^{\varepsilon}}$$

Список литературы

1. Арнольд В.И., Варченко А.Н. Гусейн-заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. Ч. II. М.: Наука, 1984.
2. Хёрмандер Л. Анализ линейных дифференциальных операторов с частными производными. Ч. 4. Интегральные операторы Фурье.
3. М.: Мир, 1988.
4. Phong D.H. Stein E.M. The Newton polyhedron and oscillatory integral operators. Acta Math. 179(1) (1997), 105-152.

© Х.Х. Турдиев, 2018

УДК 517

ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАЛАР СИСТЕМАСИНИ ЕЧИШНИНГ АЙРИМ УСУЛЛАРИ

Ж.З. Нуриддинов[1]

Аннотация

Мақолада дифференциал тенгламалар системасини ечишнинг иккита усули келтирилган.

Таянч сўзлар:дифференциал тенгламалар системаси, ёрдамчи функция.

Кўпчилик ҳолларда бирор жараён ёки ҳодисаларни тавсифлаш учун бир нечта функциялар талаб этилиши мумкин. Бу функцияларни система ташкил этадиган бир нечта дифференциал тенгламага олиб келади. Бундай системага дифференциал тенгламалар системаси дейилади.

Таъриф. Агар системанинг ҳар бир тенгламаси биринчитартибли дифференциал тенглама бўлиб ва ҳосилага нисбатан биринчи даражали бўлса,

Бундай *n*-та номаълумли n-та дифференциал тенгламалар системаси нормал система дейилади ва қисқача қуйидагича ёзилади:

$$\begin{cases} \dfrac{dx_1}{dt} = F_1(t, x_1, x_2, ..., x_n), \\ \dfrac{dx_2}{dt} = F_2(t, x_1, x_2, ..., x_n), \\ ..... \\ \dfrac{dx_n}{dt} = F_n(t, x_1, x_2, ..., x_n), \end{cases} \quad (1)$$

(1) Дифференциал тенгламалар системасида$x_1, x_2, ..., x_n$Изланаётган функциялар, *t*- аргумент, $\frac{dx_1}{dt}, \frac{dx_2}{dt}, ..., \frac{dx_n}{dt}$ - лар*t* –аргумент бўйича$x_1, x_2, ..., x_n$ – лардан олинган биринчи тартибли ҳосилалардир.

Бу сисеманинг ечими деб ушбу *n*-та$x_1=\varphi_1(t), x_2=\varphi_2(t), ..., x_n=\varphi_n(t)$функцияларга айтилади. Уларни (1)дифференциал тенгламалар системасига қўйсак системанинг ҳар бир тенгламаси айниятга айланади.

Бирнчи тартибли дифференциал тенгламалар системаси (1) ни юқори тартибли битта дифференциал тенгламага келтириш мумкин ва аксинча. Бу икки ҳолатни маскур мақолада урганамиз.

1.Ёрдамчи функция киритиш усули.

n-дифференциал тенгламани олайлик.

$$y^{(n)}=f(x,y,y',y'',...,y^{(n-1)}) \quad (2)$$

Қуйидагича белгилаш киритамиз:

$$\left.\begin{array}{l} y = y_1, \\ y' = y_1' = y_2, \\ y'' = y_2' = y_3, \\ ..... \\ y^{(n-1)} = y'_{n-1} = y_n, \\ y^{(n)} = y_n' = f(x_1, y_1, y_2, ..., y_n) \end{array}\right\}$$

демак

[1]*Жавлон Зафарович Нуриддинов* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

$$\left.\begin{array}{l} y_1' = f_1(x, y_1, y_2, ..., y_n), \\ y_2' = f_2(x, y_1, y_2, ..., y_n), \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ y_n' = f_n(x, y_1, y_2, ..., y_n), \end{array}\right\} \quad (3)$$

Бу тенгламанинг нормал системасидир.

2. Биринчи тартибли n-тадифференциал тенгламалар системасини, n-тартибли битта дифферециал тенгламага келтириш мумкин. Бунинг учун номаълумларни кетма – кет юқотиш усулини қўллаймиз. Бу усул дифференциаллаш комбинациясиолиб борилиб номаълумлар кетма – кет камайтирилади. Ҳақиқатдан ҳам (3) нинг битта тенгламасини масалан биринчисини*х* бўйича дифференциаллаймиз.

$$\frac{d^2y_1}{dx^2} = \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{\partial f_1}{\partial y_1}\cdot\frac{dy_1}{dx} + \frac{\partial f_1}{\partial y_2}\cdot\frac{dy_2}{dx} + \ldots + \frac{\partial f_1}{\partial y_n}\cdot\frac{dy_n}{dx},$$

Яъни $\frac{d^2y_1}{dx^2} = F_2(x, y_1, y_2, ..., y_n)$ ҳосил бўлади.

Яна бир марта ҳосила олсак: $\frac{d^3y_1}{dx^3} = F_3(x, y_1, y_2, ..., y_n)$ Худди шундай давом эттириш натижасида, ушбу янги системани ҳосил қиламиз.

$$\left.\begin{array}{l} \frac{dy_1}{dx} = f_1(x, y_1, y_2, ..., y_n) \\ \frac{d^2y_1}{dx^2} = F_2(x, y_1, y_2, ..., y_n) \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \frac{d^ny_1}{dx^n} = F_n(x, y_1, y_2, ..., y_n) \end{array}\right\} \quad (4)$$

Бундан $\frac{d^ny_1}{dx^n} = \phi(x, y_1, \frac{dy_1}{dx}, ..., \frac{d^{n-1}y_1}{dx^{n-1}})$ n- тартибли дифференциал тенглама ҳосил бўлади.

Фойдаланилганадабиётлар

1. М.С.Салоҳитдинов, Г.Н.Насритдинов. “Оддий дифференциал тенгламалар”, “Ўқитувчи”, Т. 1982 й.
2. Тихонов А.Н., Васильева А.В., Свешников А.Г., «Дифференциальные уравнения» М, 1985 г.

© Ж.З. Нуриддинов, 2018

UDC 517

SOME METHODS OF SOLUTIONS OF THE SYSTEM OF DIFFERENTIAL EQUATIONS

J.Z. Nuriddinov

Abstract. In this paper two methods for solving a system of differential equations are given.

Key words: system of differential equations, auxiliary function.

© J.Z. Nuriddinov, 2018

УДК 517

ОДДИЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАЛАРНИ КЕТМА – КЕТ ЯҚИНЛАШИШ УСУЛИДА ТАҚРИБИЙ ЕЧИШ

Ж.З. Нуриддинов[1], А.Ш.Рашидов[2]

Аннотация

Ушбу мақолада оддий дифференциал тенгламаларни кетма – кет яқинлашиш усулида тақрибий ечиш урганилган

Таянч сўзлар: оддий дифференциал тенгламалар, кетма – кет яқинлашиш усули.

Дифференциал тенгламаларни аниқ ечимини топиш жуда камдан кам ҳоллардагина мумкин бўлади. Амалиётда учрайдиган кўплаб масалаларда аниқ ечиш усулларини қуллашни имкони бўлмайди. Шунинг учун бундай дифференциал тенгламаларни тақрибий ечишга тўғри келади

Ушбу мақолада оддий дифференциал тенгламаларни кетма – кет яқинлашиш усулида тақрибий ечиш урганилган

Бизга

$$y'=f(x,y) \tag{1}$$

биринчи тартибли дифференциал тенгламанинг $u(x_0)=u_0$–бошланғич шартни қаноатлантирувчи ечимини топиш масаласи қўйилган бўлсин. Дифференциал тенгламанинг ўнг томони $f(x,y)$ функция $\{|x-x_0|\le a;\ |y-y_0|\le b\}$ тўртбурчакда узлуксиз va uбўйича узлуксиз хусусий ҳосилаларга эга бўлсин. (1) дифференциал тенгламадан

$$dy=f(x,u)dx$$

ифодани иккала тамонидан x_0 dan xгача интегралласак

$$\int_{x_0}^{x} dy = \int_{x_0}^{x} f(x,y)dx. \tag{2}$$

Бундан, бошланғич шартни ҳисобга олган ҳолда

$$y(x) = y_0 + \int_{x_0}^{x} f(x,y\ )dx \tag{3}$$

Номаълум функция интеграл ифодаси остида қатнашганлиги учун ҳосил бўлган (3) тенглама интеграл тенглама деб аталади.

(3) да $f(x,y)$ функциядагиuнингўрнигаунингмаълумқийматиu_0ниқўйиб биринчи яқинлашиш бўйича ечим $u_1(x)$ни топамиз:

$$y_1(x) = y_0 + \int_{x_0}^{x} f(x,y_0)dx. \tag{4}$$

Энди (3) даги $f(x,y)$функциянинг uўрнига уни маълум қиймати u_1ни қўйсак иккинчи яқинлашиш бўйича ечим $u_2(x)$ ни ҳосил қиламиз:

$$y_2(x) = y_0 + \int_{x_0}^{x} f(x,y_1)dx. \tag{5}$$

[1]*Жавлон Зафарович Нуриддинов* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Рашидов Анвар Шарипович* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Ушбу жараённи давом эттирсак

$$\left.\begin{array}{l} y_3(x) = y_0 + \int_{x_0}^{x} f(x, y_2)dx \\ \hline y_n(x) = y_0 + \int_{x_0}^{x} f(x, y_{n-1})dx \end{array}\right\}$$

Шундай қилиб қуйидаги функциялар кетма – кетлигини ҳосил қилдик.

$$u_1(x),\ u_2(x),\ u_3(x),\ \ldots,\ u_n(x), \qquad (7)$$

Бу кетма – кет яқилашувчи ёки узоқлашувчи бўлиши мумкин.

Теорема. *Агар $(x_0;u_0)$ нуқта атрофида $f(x,y)$ функция узлуксиз чегараланган хусусий ҳосиласи $f_y(x,y)$ мавжуд бўлса, у ҳолда Пикар $\{y_i(x)\}$ кетма –кетлиги (1) тенгламанинг ечими бўлган ва $u(x_0)= u_0$ шартни қаноатлантирувчи $u(x)$ функцияга яқинлашади.*

Демак, дифференциал тенгламани ечишда ушбу теоремани шарти бажарилса (яъни (7) яқинлашувчи бўлса) Пикар усулини қўллаш мумкин. Агар (7) кетма – кетлик узоқлашувчи бўлса, бу усулни қўллаш мумкин бўлмайди.

Фойдаланилганадабиётлар

1. М.С.Салоҳитдинов, Г.Н.Насритдинов. “Оддий дифференциал тенгламалар”, “Ўқитувчи”, Т. 1982 й.
2. Тихонов А.Н., Васильева А.В., Свешников А.Г., «Дифференциальные уравнения» М, 1985 г.

© Ж.З. Нуриддинов, А.Ш.Рашидов, 2018

UDC 517

NUMERICAL SOLUTION THE ORDINARY DIFFERENTIAL EQUATION IN THE METHOD SEQUENCE OF CONVERGENCE

J.Z. Nuriddinov, A.Sh. Rashidov

Abstract. The numerical solution of the ordinary differential equation in the method of successive convergence is studied.

Key words: ordinary differential equation, the method of successive convergence.

©J.Z. Nuriddinov, A.Sh. Rashidov, 2018

УДК 517.98

ГРАФЫ ВЕЩЕСТВЕННЫХ W*-ПОДАЛГЕБР

Х.Х. Болтаев[1]

Аннотация

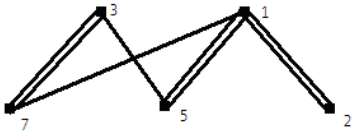
В работе рассмотрено графы вещественных W*-подалгебр и с примерами показано существования изоморфизма между двумя W*-алгебрами.

Ключевые слова: Граф, W*-подалгебр, изоморфизм, кватернион.

Пусть $A \subseteq B$ - конечномерные вещественные (соответственно, комплексные) C^*-алгебры. Тогда $A \cong \oplus_{i=1}^{k} M_{n_i}(F)$ и $B \cong \oplus_{j=1}^{l} M_{m_j}(F)$, где $F = R$ и $F = Q$ - тело кватернионов (соответственно $F = C$). Положим $\vec{n} = (n_1, ..., n_k)$ и $\vec{m} = (m_1, ..., m_l)$, и назовем их вектор-размерностями A и B, соответственно. Построим $k \times l$ матрицу $\Lambda_A^B = (\Lambda_{ij})$ следующим образом: Λ_{ij} - число i - го слагаемого в представление A в j - м слагаемом B (см. [1,2]). Например, пусть $\Re = M_7(R) \oplus M_5(R) \oplus M_2(R)$ и $P = M_3(R) \oplus R$. Рассмотрим вложение, P в $\Re$, которое задаётся как:

$$(x, y) \mapsto \left(\begin{pmatrix} x00 \\ 0x0 \\ 00y \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} x00 \\ 0y0 \\ 00y \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} y0 \\ 0y \end{pmatrix} : x \in M_3(R), y \in R \right).$$

Так как слагаемые $M_3(R)$ и R в представлении P участвуют в первом слагаемом $\Re$, два и один раз, соответственно, то $\Lambda_{11} = 2$ и $\Lambda_{21} = 1$; а во втором слагаемом алгебры $\Re$ они участвуют один и два раз, соответственно, и поэтому $\Lambda_{12} = 1$ и $\Lambda_{22} = 2$. Аналогично, $\Lambda_{13} = 0$ и $\Lambda_{23} = 2$. Таким образом, этот вложение имеет следующую матрицу: $\Lambda_P^{\Re} = \begin{bmatrix} 2\,1\,0 \\ 1\,2\,2 \end{bmatrix}$. С помощью матрицы $\Lambda_P^{\Re}$ построим соответствующий граф следующим образом. Верхние и нижние вершины графа состоят из количества слагаемых в представлении P и $\Re$, соответственно. Они нумеруются по координатам векторов $\vec{n}$ и $\vec{m}$, соответственно. Число рёбер, соединяющих две вершины, определяется числом Λ_{ij}. Например, так как $\Lambda_{11} = 2$, то число рёбер между верхней вершиной 3 и нижней вершиной 7 равно 2. Таким образом, матрице $\Lambda_P^{\Re}$ соответствует следующий граф:

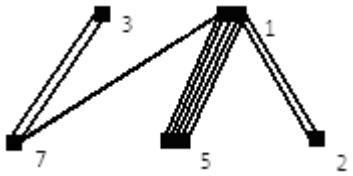


[1]*Болтаев Хабибжон Хамитович* – преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Легко видеть, что вложение не единственно, а, следовательно, матрица Λ_R^P и её граф также не единственно. Например, в примере можно выбрать ещё следующую вложению:

$$(x,y)\mapsto\left(\begin{pmatrix}x00\\0x0\\00y\end{pmatrix},\begin{pmatrix}y0000\\0y000\\00y00\\000y0\\0000y\end{pmatrix},\begin{pmatrix}y0\\0y\end{pmatrix}: x\in M_3(R), y\in R\right),$$

Тогда вложение имеет следующую матрицу и граф: $\Lambda_P^{\Re}=\begin{bmatrix}2&0&0\\1&5&2\end{bmatrix}$



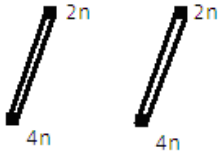
Ясно, что разные вложение дают разные матрицы и графы.

Сформулируем следующую теорему.

Теорема. *Пусть* $N\subset M$ *и* $N_1\subset M_1$ *- пары конечномерных* C^**-алгебр, для которых графы совпадают. Тогда существует изоморфизм* $\theta: M\to M_1$ *с* $\theta(N)=N_1$.

Замечание. *Теорема 1 неверна в вещественном случае, как показывает следующий пример.*

Пример. Пусть $P_1=M_n(Q)\subset\Re_1=M_{2n}(Q)$ и $P_2=M_{2n}(R)\subset\Re_2=M_{4n}(R)$, $n\geq 1$. Рассмотрим графы этих пар:



Очевидно, что графы одинаковы. Однако, как известно [3], что вещественные факторы $\Re_1$ и $\Re_2$, и вещественные подфакторы P_1 и P_2 неизоморфны, соответственно.

Список литературы

1. F. Goldman, P. de la. Harpe, and V. Jones. *Coxeter graphs and towers of algebras*, MSRI Publications, (Springer), **14,** New York, (1989).
2. V. Jones and V. S. Sunder. *Introduction to Subfactors*, Lon. Mat. Soc., 234, (1997), 162.
3. Ayupov Sh.A., Rakhimov A.A., Usmanov Sh.M. Jordan, Real and Lie Structures in Operator Algebras. Kluwer Academic Publishers, MAIA, (**1997**), V.418, 235p.

©Х.Х. Болтаев, 2018

УДК 517

ПОСТАНОВКА ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ В МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ

Ш.Б. Меражова[1], Н.Х. Маматова[2]

Аннатоция

В этой статье рассказали кратко про прямых и об обратных задачах. Сделали анализ задачи, заданной в [2].

Ключевые слова: прямая задача, обратная задача, начальные условия, краевые условия, характеристическая система уравнений, общее решение, частное решение.

В сегодняшний день изучения обратных задач считается актуальным, потому что такие задачи имеют свою практическое применения

Обычно в математической физике рассматриваются задачи следующего вида: задается дифференциальное уравнения и дополнительные условие для его решения. Эти условия дают нам возможность определить единственное решение среди множества решений дифференциального уравнения. В итоге решения прямой задачи определяется при помощи этих данных. Ставится соответствие между данными и искомой функцией, то есть строиться дифференциальный оператор прямой задачи.

Пусть некоторые функции, которые задаются в прямой задаче теперь неизвестны, а заданы дополнительные условия для решения задачи. Такие задачи в математической физике называются обратными задачами. Изучение таких задач является нашей целью.

Рассмотрим следующий пример на обратную задачу [2].

Задача. Пусть $q(x)$ -непрерывная функция по *x*, а $u(x,y)$ решения следующей задачи Коши:

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}-\frac{\partial}{\partial y}+q(x)\right]u=0\ ,\quad (x,y)\in R^2 \tag{1}$$

$$u(x,0)=\phi(x)\,,\qquad x\in R\,. \tag{2}$$

При заданных функциях $q(x)$, φ (x) задача(1)-(2) корректно поставленная прямая задача. Чтобы существовало классическое решение этой задачи, требуется непрерывная дифференцируемость функции φ (x).

Решаем (1) уравнение:

$$\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}=-q(x)u$$

Характеристическая система уравнений заданного уравнения имеет следующий вид:

$$\frac{dx}{1}=\frac{dy}{-1}=\frac{du}{-q(x)u}.$$

Отсюда, получаем:

$$x+y=C_1,\ \ u\exp\left(\int q(x)dx\right)=C_2\,.$$

[1]*Меражова Шахло Бердиевна* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Маматова Нилуфар Хусеновна* – доцент кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

В итоге общее решения (1) уравнения имеет следующий вид:

$$\Phi\left(x+y, u\exp\left(\int q(x)dx\right)\right)=0.$$

Отсюда, явное решения уравнения следующее:

$$u=\exp\left(\int_0^x q(s)ds\right)\cdot f(x+y).$$

Из (2) условия находим вид функции $f(x+y)$:

$$f(x+y)=\phi(x+y)\exp\left(-\int_0^{x+y} q(s)ds\right)$$

и тогда

$$u(x,y)=\phi(x+y)e^{\int_0^x q(s)ds}e^{-\int_0^{x+y} q(s)ds}.$$

Значить решения задачи (1)-(2) следующее:

$$u(x,y)=e^{\int_{x+y}^{x} q(s)ds}\cdot\phi(x+y) \tag{3}$$

Теперь рассмотрим обратную задачу**:**

Пусть для решения задачи (1)-(2) дано следующее дополнительное условие

$$u(0,y)=\psi(y), \qquad y\in R. \tag{4}$$

Рассмотрим обратную задачу нахождение функцию $q(x)$ по этому дополнительному условию.

Решения задачи (1)-(2) определяется (3) формулой. При помощи (4) условия, получаем следующее равенство:

$$\psi(y)=\phi(y)\exp\left(\int_y^0 q(s)ds\right), \quad y\in R. \tag{5}$$

Теперь находим функцию $q(x)$, для этого воспользуямся (5) равенством:

$$e^{\int_y^0 q(s)ds}=\frac{\psi(y)}{\phi(y)} \qquad -\int_y^0 q(s)ds=\ln\frac{\psi(y)}{\varphi(y)} \quad q(x)=-\frac{d}{dx}\ln\frac{\psi(x)}{\phi(x)}$$

Значить, функция $\psi(y)$ для $y\in R$ непрерывна дифференцируемая функция. В этом случае решения обратной задачи имеет следующий вид:

$$q(x)=-\frac{d}{dx}\ln\frac{\psi(x)}{\phi(x)}, \ x\in R. \tag{6}$$

В дальнейшем мы рассматриваем и изучаем обратные задачи, поставленные смешанным уравнениям, а также обратные задачи для параболических интегро-дифференциальных уравнений с интегральным членом типа свертки, где дифференциальный оператор в общем виде.

Список литературы

1. М.С. Салоҳиддинов. Математик физика тенгламалари. Тошкент. “Ўзбекистон”, 2002й, 448 б.
2. В.Г.Романов. Обратные задачи математической физики. Москва. “Наука” , 1984 г, 245 ст.

©Ш.Б. Меражова, Н.Х. Маматова, 2018

УДК 517

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О НАХОЖДЕНИИ ОПТИМАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОПТИМАЛЬНОЙ ИНТЕРПОЛЯЦИОННОЙ ФОРМУЛЫ НА ПРОСТРАНСТВЕ $L_2^{(m)}(0,1)$

Ш.Б. Меражова[1], Н.Х. Маматова[2]

Аннатоция

В этой статье рассматривается постановка задачи нахождения оптимальных коэффициентов для оптимальной интерполяционной формулы на пространстве $L_2^{(m)}(0,1)$.

Ключевые слова: периодические функции, пространства Соболева, интерполирование, норма, погрешность, функционал, интерполяционная формула.

Сначала приведем определение пространства Соболева $L_2^{(m)}(0,1)$ периодических функций [1,2]. Предположим, что во множестве R действительных чисел функция $\varphi(x)$ имеет локально суммируемые производные порядка m, а также для интервала $[0,1]$ интеграл $\int_0^1 (\varphi^{(m)}(x))^2 dx$ ограничен. Положим, что функция $\varphi(x)$ является периодической.

Каждый элемент пространства $L_2^{(m)}(0,1)$ является классом функций отличающихся друг от друга на постоянный член. Норма функций в пространстве $L_2^{(m)}(0,1)$ определяется формулой

$$\left\| \varphi | L_2^{(m)}(0,1) \right\| = \left(\int_0^1 \left(\varphi^{(m)}(x) \right)^2 dx \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Теперь, следуя [3], в пространстве $L_2^{(m)}(0,1)$ рассмотрим интерполяционную формулу вида

$$\varphi(x) \cong P_\varphi(x) = \sum_{k=1}^{N} C_k(x) \cdot \varphi(x_k). \qquad (1)$$

Здесь $x_k \in [0,1]$ и параметры $C_k(x)$ соответственно называются *узлами* и *коэффициентами* интерполяционной формулы (1).

Разность $\varphi - P_\varphi$ называется *погрешностью* интерполяционной формулы (1). Значение этой погрешности в некоторой точке z является линейным функционалом на функциях φ, т.е.

$$\left(\ell, \varphi \right) \equiv \varphi(z) - P_\varphi(z) = \varphi(z) - \sum_{k=1}^{N} C_k(z) \cdot \varphi(x_k) =$$

$$= \int_0^1 \left[\left(\delta(x-z) - \sum_{k=1}^{N} C_k(z) \delta(x-x_k) \right) * \phi_0(x) \right] \varphi(x) dx, \qquad (2)$$

---

[1]*Меражова Шахло Бердиевна* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Маматова Нилуфар Хусеновна* – доцент кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, $\phi_0(x)=\sum_{\beta}\delta(x-\beta)$; здесь β принимает все целые значения и

$$\ell=\left(\delta(x-z)-\sum_{k=1}^{N}C_k(z)\delta(x-x_k)\right)*\phi_0(x) \qquad (3)$$

является функционалом погрешности интерполяционной формулы (1) и принадлежит пространству $L_2^{\widetilde{(m)}}(0,1)$.

Пространство $L_2^{\widetilde{(m)}}(0,1)$ является сопряженным пространством пространству $L_2^{\widetilde{(m)}}(0,1)$ и состоит из всех периодических функционалов (3), которые ортогональны к единице, т.е. $(\ell,1)=0.$

На основании неравенства Коши-Шварцапогрешность (2) формулы (1) оценивается с помощью нормыфункционала погрешности (3).

Следовательно, оценка погрешности интерполяционной формулы (1) на функциях пространства $L_2^{\widetilde{(m)}}(0,1)$ приводится к нахождению нормы функционала погрешности ℓ в сопряженном пространстве $L_2^{\widetilde{(m)}}(0,1)$.

Ясно, что норма функционала погрешности ℓ зависит от коэффициентов $C_k(z)$ и узлов x_k.

Оптимальной интерполяционной формулой называем такую формулу, когда функционал погрешности при заданном числе N узлов имеет наименьшую норму в пространстве $L_2^{\widetilde{(m)}}(0,1)$. Если узлы x_k являются точками решетки, т.е. расположены в точках вида $x_k=kh$, тогда такая интерполяционная формула называется *решетчатой интерполяционной формулой*. Здесь h – малый параметр и называется *шагом решетки*.

Основная цель работы – построение решетчатых оптимальных интерполяционных формул в пространстве $L_2^{\widetilde{(m)}}(0,1)$ для узлов $x_k=kh$, т.е. необходимо найти коэффициенты $C_k(z)$, удовлетворяющие равенству

$$\left\|l^{\circ}|L_2^{\widetilde{(m)^*}}(0,1)\right\|=\inf_{C_k(z)}\left\|l|L_2^{\widetilde{(m)^*}}(0,1)\right\| \qquad (4)$$

Таким образом, для того чтобы построить решетчатую оптимальную интерполяционную формулу в пространстве $L_2^{\widetilde{(m)}}(0,1)$, нужно решить следующую задачу.

Задача. *Найти коэффициенты $C_k(z)$, которые удовлетворяют равенству (4), когда узлы расположены на решетке, т.е. $x_k=kh$.*

Список литературы

1. Соболев С.Л. Введение в теорию кубатурных формул. -М.: Наука, 1974. -808 с.
2. Соболев С.Л., Васкевич В.Л. Кубатурные формулы. - Новосибирск: Изд-во ИМ СО РАН, 1996. - 484 с.

©Ш.Б. Меражова, Н.Х. Маматова, 2018

УДК 517

ПОСТАНОВКА ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ С ИНТЕГРАЛЬНЫМ ЧЛЕНОМ ТИПА СВЕРТКИ

Ш.Б. Меражова[1]

Аннатоция

В данной работе приводится постановка обратной задачи для интегро-дифференциальному уравнению параболического типа с интегральным членом типа свертки, где дифференциальный оператор в общем виде.
Ключевые слова: прямая задача, обратная задача, уравнения параболического типа, интегральные уравнения, ядро интегрального уравнения, общее решение, частное решение.

Обычно в математической физике рассматриваются задачи следующего вида: задается дифференциальное уравнения и дополнительные условие для его решения. Эти условия дают нам возможность определить единственное решение среди множества решений дифференциального уравнения. В математической физике существует классификация уравнений. Для каждого типа уравнения есть свой индивидуальный способ решения. Есть методы решения задач, поставленных заданным уравнениям. Задачи, поставленные уравнениям математической физики, являются корректными. Например, задачи Коши для уравнений параболического и гиперболического типа, задача Дирихле или Неймана для уравнения Лапласа являются корректно поставленными задачами. В свое время эти задачи называются прямимы задачами для уравнений математической физики. В каждой прямой задаче несколько функций задаются изначально. Некоторые из них входит в дифференциальные уравнения (например, коэффициенты, правая часть уравнения), а остальные в основных условиях (например, начальные условия или краевые условия задачи). В итоге решения прямой задачи определяется при помощи этих данных. Ставится соответствие между данными и искомой функцией, то есть строиться дифференциальный оператор прямой задачи.

Пусть некоторые функции, которые задаются в прямой задаче теперь неизвестны, а заданы дополнительные условия для решения задачи. Такие задачи в математической физике называются обратными задачами. Изучение таких задач является нашей целью.

Если в обратной задаче искомые функции входят в уравнения, тогда приходится решать это уравнения, есть и другие типы обратных задач: нахождения начальных и граничных условий.

Представляет большой интерес как в практическом, так и в теоретическом отношении исследование обратных задач для параболических интегро-дифференциальных уравнений с интегральным членом типа свертки. К таким уравнениям в случае параболического уравнения приводят задачи распространения тепла в средах, где состояние среды в данной момент времени зависит от ее состояния во все предыдущие моменты времени. Обратным задачам определения правой части либо одного из коэффициентов параболического уравнения с дополнительной информацией разных видов посвящен ряд работ.

Рассмотрим следующий пример на обратную задачу.

Пусть на пространстве R_T^nдано следующее уравнение:

$$u_t - Lu = \int_0^t K(x', \tau)u(x, t-\tau)\, d\tau, (x, t) \in R_T^n, \qquad (1)$$

здесь, L – линейный дифференциальный оператор второго порядка, имеет следующий вид:

$$L = \sum_{i,j=1}^{n} a_{ij}(x,t)\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \sum_{i=1}^{n} b_i(x,t)\frac{\partial}{\partial x_i} + c(x,t).$$

[1]*Меражова Шахло Бердиевна* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Для этого уравнения можно поставить следующую обратную задачу:

Обратная задача. Пусть требуется определить пару функций $u(x,t)$ решение задачи и $K(x',t)$ядра из уравнения (1) удовлетворяющее следующее условия:

$$u|_{t=0} = \varphi(x)\ (2)$$

$$u(x',0,t) = g(x',t);\ \ x' \in R^{n-1}, 0 \le t \le T$$

$$g(x',0) = \varphi(x',0)(3)$$

где, $R_T^n = \{(x,t)|\ x = (x',x_n) \in R^T, 0 < t < T, T > 0\}$

Обратная задача исследуется при помощи вспомогательной задачи, в которой в дополнительном условии содержится искомая функция.

Всегодняшнийденьизученияобратныхзадачсчитаетсяактуальным, потому что такие задачи имеют свою практическое применения.

Вэтойстатьебыла дана постановки обратной задачи для параболических интегро-дифференциальных уравнений с интегральным членом типа свертки, где дифференциальный оператор в общем виде.

Список литературы

1. М.С. Салоҳиддинов. Математик физика тенгламалари. Тошкент. “Ўзбекистон”, 2002й , 448 б.
2. Ладыженская О.А., Солонников В.А., Уральцева Н.Н. Линейные и квазилинейные уравнения параболического типа. М., 1967
3. В.Г.Романов. Обратные задачи математической физики. Москва. “Наука” , 1984 г , 245 ст.
4. Д.К.Дурдиев, А.Ш.Рашидов. Обратная задача определения ядра в одном интегро-дифференциальном уравнении параболического типа. Дифференциальные уравнения, 2013, том 49

©Ш.Б. Меражова, 2018

УДК 517

ТЕОРЕМА ОБ УСТОЙЧИВОСТИ РАЗНОСТНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ПЕРВОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ПОСТАВЛЕННОЙ В УРАВНЕНИИ СМЕШАННОГО ТИПА

Ш.Б. Меражова[1]

Аннотация

В этой статье устойчивость разностной модели первой краевой задачидля уравнения смешанного типа сформулирована виде теоремы.

Ключевые слова: классификация уравнения, уравнения смешанного типа, разностная схема, аппроксимация, устойчивость.

В области $D=\{(x,t):\ 0<x<l,\ -T<t<T\}$ рассмотрим следующее уравнения:

$$Lu\equiv K(t)\cdot u_{tt}-h(x)\cdot u_{xx}+a(x,t)\cdot u_t+b(x,t)\cdot u_x+c(x,t)\cdot u=f(x,t). \qquad (1)$$

Мы через L обозначим линейный, дифференциальный оператор с частными производными второго порядка:

$$L\equiv K(t)\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}-h(x)\cdot\frac{\partial^2}{\partial x^2}+a(x,t)\cdot\frac{\partial}{\partial t}+b(x,t)\cdot\frac{\partial}{\partial x}+c(x,t).$$

Здесь $K(t)$, $h(x)$, $a(x,t)$, $b(x,t)$, $c(x,t)$ - заданные функции, которые удовлетворяют следующим условиям:

1) $K(t)\in C^2([-T,T]),\quad t\cdot K(t)>0$ при $t\neq 0$ и $K(0)=0$.

2) $h(x)\in C^2([0,l]),\quad$ если $x\in(0,l),$ то $h(x)>0$ и $h(0)=h(l)=0$.

3) $a(x,t),\ b(x,t)\in C^1(\overline{D}),\ c(x,t)\in C(\overline{D})$.

4) $\beta(x)=a(x,0)-K_t(0)>0,\ x\in[0,1]$.

C - пространство непрерывных функций, $\overline{D}$ - замыкание D. Область D разделим на три области: $D=D^+\cup D^-\cup\{t=0\}$

Здесь $D^+=D\cap\{t>0\}=\{(x,t):0<x<l,0<t<T\}$,

$D^-=D\cap\{t<0\}=\{(x,t):0<x<l,-T<t<0\}$,

где D - граница области D.

$\vec{n}=(n_x,n_t)$ - внутренняя нормаль проведений к границе Γ.

Определим, к какому типу принадлежит (1) уравнение в области D.

По классификацию уравнений частного производного второго порядка уравнения (1) принадлежит к уравнениям смешанного типа в области D.

Для уравнения (1) изучаем следующую краевую задачу:

Краевая задача: Найти функцию $u(x,t)$, удовлетворяющую в области D уравнения (1), а при $t=-T$ граничное условие:

$$u(x,-T)=0,\ \ x\in[0,l] \qquad (2)$$

C_2 – пространство функций принадлежащих в класс $C^2(\overline{D})$ и удовлетворяющих условие (2). Через $H_1(D)$ и $H_2(D)$ мы обозначим объединение следующих норм в пространстве C_2:

$$\|u\|^2_{H_1}=\int_D\left(u_t^2+h(x)u_x^2+u^2\right)dD;$$

$$\|u\|^2_{H_2}=\int_D\left(u_{tt}^2+h^2(x)u_{xx}^2+h(x)u_{xt}^2\right)dD;+\|u\|^2_{H_1}.$$

Лемма. (см. [2]) Пусть существуют такие постоянные $\delta>0$, $\delta_0>0$ и $M>0$, что для коэффициентов уравнения (1) выполнялись следующие неравенства:

[1]*Меражова Шахло Бердиевна* – старший преподаватель кафедры Математики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

$2 \cdot a(x,0) - K_t(0) \geq \delta,\ x \in [0,1];$

$c(x,t) \geq \delta_0,\ (x,t) \in D^+;$

$2 \cdot c(x,t) - a_t(x,t) - b_x(x,t) - K_{tt}(x,t) - h_{xx}(x,t) \geq 2 \cdot \delta_0,\ (x,t) \in \overline{D^-};$

$|\, b(x,t) + h_x(x,t)\,|^2 < M \cdot h(x),\ (x,t) \in D^-,$

Тогда найдутся такие постоянные $\lambda_0 > 0,\ \mu_0 > 0$, что для $\forall u(x,t) \in C_2$ выполняется следующее неравенства:

$$2 \cdot \int_D e^{-\lambda_0 t} u_t L u dx dt + \mu_0 \int_D u L u dx dt \geq m \parallel u \parallel^2_{H_1}. \qquad (3).$$

Для решения краевой задачи (1) – (2), мы используем приближенной (численный) метод (метод разностных схем).

Теорема. Построенная для краевой задачи (1)-(2) следующая разностная схема:

$$\begin{cases} L^- u \equiv \left[K^k \dfrac{\tau\bar{\tau}}{\Delta^2} - h_i \dfrac{\xi\bar{\xi}}{\Delta_x^2} + a_i^k \dfrac{\bar{\tau}}{\Delta} + b_i^k \dfrac{\bar{\xi}}{\Delta_x} + c_i^k \right] u = f_i^k \\ \qquad\qquad k = \overline{-m+1, 0}; \quad i = \overline{0, n} \qquad (1') \\ L^+ u \equiv \left[K^k \dfrac{\tau\bar{\tau}}{\Delta^2} - h_i \dfrac{\xi\bar{\xi}}{\Delta_x^2} + a_i^k \dfrac{\bar{\tau}}{\Delta} + b_i^k \dfrac{\bar{\xi}}{\Delta_x} + c_i^k \right] u = f_i^k \\ \qquad\qquad k = \overline{1, m}; \quad i = \overline{0, n} \qquad (1'') \\ u_i^{-m} = 0, \qquad i = \overline{0, n} \qquad (2') \end{cases}$$

устойчива и аппроксимирует задачу первым порядком.

Здесь, u_i^k - приближенное решение (1)-(2) краевой задачи в узловых точках $\left(t^k, x_i\right) \Delta t = \Delta,\ \Delta x = \Delta_x$, ($T = m \cdot \Delta$, $l = n \cdot \Delta_x$) - шагиразностной сетки, ϕ, ψ - операторы сдвига: $\phi u_i^k = u_i^{k+1} = u^{k+1} = \hat{u},\ \psi^{\pm 1} u_i^k = u_{i\pm 1}^k = u_{i\pm 1},\ \varphi^{-1} u_i^k = u_i^{k-1} = u^{k-1} = \breve{u}$ и $\tau, \bar{\tau}, \xi, \bar{\xi}$ - разностные операторы: $\tau = \phi - 1,\ \bar{\tau} = 1 - \phi^{-1},\ \xi = \psi - 1,\ \bar{\xi} = 1 - \psi^{-1},\ r = \dfrac{\Delta}{\Delta_x}$.

Список литературы

1. Рахмонов Х.О. О первой краевой задаче для одного уравнения смешанного типа в пространстве. – Новосибирск, 1985.-22с. – (препринт. АН СССР. Сиб. Отд-ние. Ин-т математики; №12
2. Меражова Ш. Численное решения первой и второй краевой задачи для уравнения смешанно-составного типа. Романовский юбилейигабағишланган конференция материалларитўплами. Тошкент, 2004, 81-84-б

©Ш.Б. Меражова, 2018

УДК 517.984

О ВЛОЖЕННЫХ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ДИАГОНАЛЬНОЙ МАТРИЦЫ

Р.Р. Гадаев[1]

Аннотация:

В настоящей работе рассматривается диагональная операторная матрица A в гильбертовом пространстве. Изучен вложенные собственные значение оператора A.

Ключевые слова: операторная матрица, вложенные собственные значение, существенный и дискретный спектры.

Пусть H гильбертово пространство и $A: H \to H$ линейный самосопряженный ограниченный оператор. В этом случае область определения $D(A)$ оператора A совпадает с пространством H, т.е. $D(A) = H$. Для удобства дадим некоторые определение из теории самосопряженных операторов [1]. Оператор A называется ограниченным, если $D(A) = H$ и существует такая постоянная $M > 0$, что для всякого $x \in H$ выполняется неравенство $\| Ax \| \leq M \| x \|$. Наименьшее из чисел M, удовлетворяющих этому неравенству, называется нормой оператора A и обозначается $\| A \|$. Пусть $\sigma(A)$ спектр оператора A. Множество всех изолированных точек спектра $\sigma(A)$ самосопряженного оператора A, за исключением собственных значений бесконечной кратности оператора A, будем называть дискретным спектром оператора A и будем его обозначать через $\sigma_{disc}(A)$. Множество $\sigma_{ess}(A) = \sigma(A) \setminus \sigma_{disc}(A)$ называется существенном спектром оператора A.

Пусть $H_1 := L_2[a,b]$ - гильбертово пространства квадратично-интегрируемых (вообще говоря комплекснозначных) функций на $[a,b]$ и

$$H_2 := l^2(N) := \{x = (x_1, ..., x_n, ...) : x_k \in C,\ k \in N,\ \sum_{k=1}^{\infty} | x_k |^2 < \infty\}.$$

Рассмотрим блочно-операторную матрицу вида

$$A := \begin{pmatrix} A_1 & 0 \\ 0 & A_2 \end{pmatrix},$$

где операторы $A_i : H_i \to H_i$, $i = 1,2$ определены по формулам:

$$(Af_1)(x) = u(x) f_1(x),\quad f_1 \in L_2[a,b];$$

$$A_2 f_2 = (a_1 f_{21}, ..., a_n f_{2n}, ...),\quad f_2 = (f_{21}, ..., f_{2n}, ...) \in H_2;$$

Здесь $u(\cdot) \neq \text{const}$ – вещественнозначная непрерывная функция на $[a,b]$, а для последовательности вещественных чисел $\{a_n\}$ имеет место равенство

$$\lim_{n \to \infty} a_n = 0.$$

Из условий наложенных операторов A_1 и A_2 видно, что они являются самосопряженные ограниченные операторы. Причем, в силу критерии компактности оператор A_2 является компактным.

[1]*Гадаев Рустам Ражабович* – старший преподаватель кафедры Высшей математики, Джизакский политехнический институт, Узбекистан.

Из определения оператора A видно, что $\sigma(A) = \sigma(A_1) \cup \sigma(A_2)$.

Обозначим

$$m := \min_{a \le x \le b} u(x), \quad M := \max_{a \le x \le b} u(x).$$

Теорема 1. *Оператор* A_1 *имеет чисто существенный спектр и*

$$\sigma(A_1) = \sigma_{ess}(A_1) = [m, M].$$

Для спектра оператора A_2 *имеет место равенство*

$$\sigma(A_2) = \{0, a_1, ..., a_n, ...\}.$$

Замечание 1. *Для существенного и дискретного спектра оператора* A_2 *верно равенство*

$$\sigma_{ess}(A_2) = \{0\}, \ \sigma_{disc}(A_2) = \{a_1, ..., a_n, ...\}.$$

Таким образом, спектр оператора A определяется формулой

$$\sigma(A) = [m, M] \cup \{0, a_1, ..., a_n, ...\}.$$

Причем если $m = 0$ и $a_n > 0$ при всех n или $M = 0$ и $a_n < 0$ при всех n, то оператор A имеет бесконечное число вложенных собственных значений, т.е. оператор A имеет бесконечное число собственных значений, лежащих в интервале (m, M), накапливающихся граничным точкам m и M, соответственно.

Отметим, что местоположение и структура существенного спектра, а также конечность и бесконечность дискретного спектра матричных операторов изучены в работах [2-5].

Список литературы

1. М. Рид, Б. Саймон. Методы современной математической физики. Т. 4. Анализ операторов. М.: Мир. 1982.
2. Т.Х.Расулов. О ветвях существенного спектра решетчатой модели спин-бозона с не более чем двумя фотонами. Теоретическая и математическая физика, **186**:2 (2016), С. 293-310.
3. M.I.Muminov, T.H.Rasulov. The Faddeev Equation and Essential Spectrum of a Hamiltonian in Fock Space. Methods of Functional Analysis and Topology. **17**:1 (2011), P. 47-57.
4. Т.Х.Расулов. О числе собственных значений одного матричного оператора. Сибирский математический журнал. **52**:2 (2011), С. 400-415.
5. Т.Х.Расулов. Исследование существенного спектра одного матричного оператор. Теоретическая и математическая физика, **164**:1 (2010), С. 62-77.

© Р.Р. Гадаев, 2018

Технические науки

УДК 62

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРНИКОВОГО ОДНОКАСКАДНОГО СОЛНЕЧНОГО ВОДООПРЕСНИТЕЛЯ

М.С. Мирзаев[1], Ш.О. Собиров[2]

Аннотация

В данной работе представлены результаты расчетных исследований по определению теплотехнических показателей температурные характеристики парникового однокаскадного солнечного водоопреснителя.

Ключевые слова: температура, водоопреснитель, тепловая энергия.

В ряде зарубежных стран проводятся исследования по применению солнечной энергии для решения различных народнохозяйственных задач, в частности получения питьевой воды. Солнце является наиболее мощным и перспективным из возобновляемых источников энергии [1].

Благодаря возникающим конвективным потоком в камере водоопреснителя, паровоздушный смесь подается на внутреннею поверхность прозрачной изоляции(стекло). На этой поверхности происходит конденсация, так как температура поверхности прозрачной изоляции меньше, чем температура насыщения пара в паровоздушной смеси.

Повышение производительности дистиллированный воды в разработанной установке, достигается за счет включения аккумулятора солнечной энергии, который изготовлен из капиллярно-пористого материала, и устанавливается внутри камере опреснительной установки [2].

При включении, аккумулятора солнечной энергии, повышается площадь поверхности испарения воды. А также повышается аккумуляция излишней солнечной энергии, набранной в дневное время, которая расходуется на испарение воды в ночное время дня.

Площади поверхности $F_1, F_б$, $F_{пр}$ и $F_{їїð}$ выразим через m – угол наклонной поверхности к горизонту (угол наклона прозрачной поверхности):

$$F_{пр} = \frac{h}{\sin m} l \quad (1)$$

$$F_{инпр} = hl + \frac{h^2}{tgm} \quad (2)$$

Подставляем выражения (7) и (8) в (4) и (5); затем полученные выражении $\sum Q_{пот}$ и $\sum Q_{вх}$ подставляем в формулу $\alpha_T = \frac{\sum Q_{пот}}{\sum Q_{вх}}$ - коэффициента тепловых потерь, который определяется отношением суммарной потерянной энергии к суммарной входящей энергии:

---

[1]*Мирзаев Мирфайз Салимович* – ассистент кафедры Физики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Собиров Шохжахон Очилович* – студент физико-математического факультета, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

$$\alpha_T = \frac{\sum Q_{пот}}{\sum Q_{вх}} = \frac{\left(K_{непр} F_{непр} + K_{пр} F_{пр}\right)\Delta\bar{\theta}\tau}{q_0 F_{пр}} = \left[a + a\left(\frac{h}{l}\right)ctgm + b\right]. \quad (3)$$

где, $K_{пр}$ и $K_{непр}$ - коэффициенты теплопередачи, соответственно для прозрачной и непрозрачной части водоопреснителя. Введем обозначения:

$$a = \frac{K_{непр}}{q_0 \csc m} \cdot \Delta\bar{\theta}\tau \text{ и } b = \frac{K_{пр}}{q_0} \cdot \Delta\bar{\theta}\tau, \quad (4)$$

Так как, площадь поверхности дна ПОСО установки и площадь поверхности ограждения ПОСО определяются следующей образом

$$F_{дно} = AC \cdot l = \frac{h}{tgm} \cdot l \text{ и } F_{огр} = F_1 + 2F_{\delta} + F_{пр} = hl + \frac{h^2}{tgm} + \frac{hl}{\sin m} \quad (5)$$

тогда коэффициент использования дна ПОСО определяем выражением: определяемой отношением площади дна $F_{дно}$ к площади поверхности ограничивающий ПОСО.

$$\beta = \frac{F_{дна}}{F_{огр}} = \frac{1}{c + d + \frac{h}{l}}, \quad (6)$$

где введем обозначения: $c = tgm$ и $d = \frac{1}{\cos m}$

Коэффициент аккумулирования $П$ солнечной радиации, определяемый отношением суммарной аккумулируемой энергии $\sum Q_{ак}$, к суммарной входящей энергии $\sum Q_{вх}$ в ПОСО во время солнечной сияния определяет максимальное значение аккумулированной энергии внутри установки и выражается соотношением:

$$П = \frac{Q_{ак}}{Q_{вх}} = \frac{\int_{\tau} (Q_{вх} - Q_{пот}) d\tau}{\int_{\tau} Q_{вх} d\tau} = (1 - \alpha_T); \quad (7)$$

Не только сами коэффициенты α_T и β, но и их произведение $\alpha_T \beta$ также определяет физический смысл процессов происходящие внутри ПОСО установки:

$$\alpha_T \cdot \beta = \frac{\frac{\sum Q_{пот}}{F_{огр}}}{\frac{\sum Q_{вх}}{F_{дно}}} = \frac{\sum Q_{пот} \cdot F_{пол}}{\sum Q_{вх} \cdot F_{огр}} \quad (8)$$

где $\frac{Q_{пот}}{F_{огр}}$ - суммарные дневные тепловые потери с единицы площади поверхности ограждения корпуса установки, удельные тепловые потери; $\frac{Q_{вх}}{F_{пол}}$ - общая входящая энергия, отнесенная к единице площади дна (пола) установки удельная теплопритоки.

Список литературы

1. Захидов Р.А. Технология и испытания гелиотехнических концентрирующих систем / Ташкент: Фан.1978. -179 с.
2. Якубов Ю.Н. Аккумулирование энергии солнечного излучения /Ташкент: Фан. 1981. -103 с.

©М.С. Мирзаев, Ш.О. Собиров, 2018

УДК 621:472

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ УСТРОЙСТВА ФРУКТОСУШИЛКИ - ВОДООПРЕСНИТЕЛЯ

С.С. Ибрагимов[1]

Аннотация

В настоящей статье приведены результаты экспериментов устройства фруктосушилки- водоопреснителя, а также, анализы результатов.

Ключевые слова: солнечная энергия, солнечная сушилка, физическая модель.

Нами создано комбинированное солнечное устройство, предназначенное для выполнения двух целей: сушки фруктов и очищения минерализованной воды от солей.

После созревания плодов, начинается период их сушки. Этот период продолжается от начала лета до середины осени. Именно в этот период, можно применить устройство, которого мы предлагаем. После использования нашего устройства в целях сушки фруктов, в остальное время года можно использовать его в качестве опреснителя, очистки (дистиллирования) минерализованной воды от солей.

Схематическое изображение устройства показано на рисунке 1. Стороны устройства изготовливаются под 52^0 и 38^0 углом относительно горизонта. Когда устройство используется в качестве сушилки, та сторона, которая находится под 38^0 относительно горизонта, устанавливается лицом на юг. А если устройство используется в качестве опреснителя минерализированной воды, то та сторона, которая находится под углом 52^0 относительно горизонта, устанавливается лицом на юг. В той стороне, которая смотрит на запад, установлена башенка, размер башенки в полтора раза длиннее размера длины устройства.

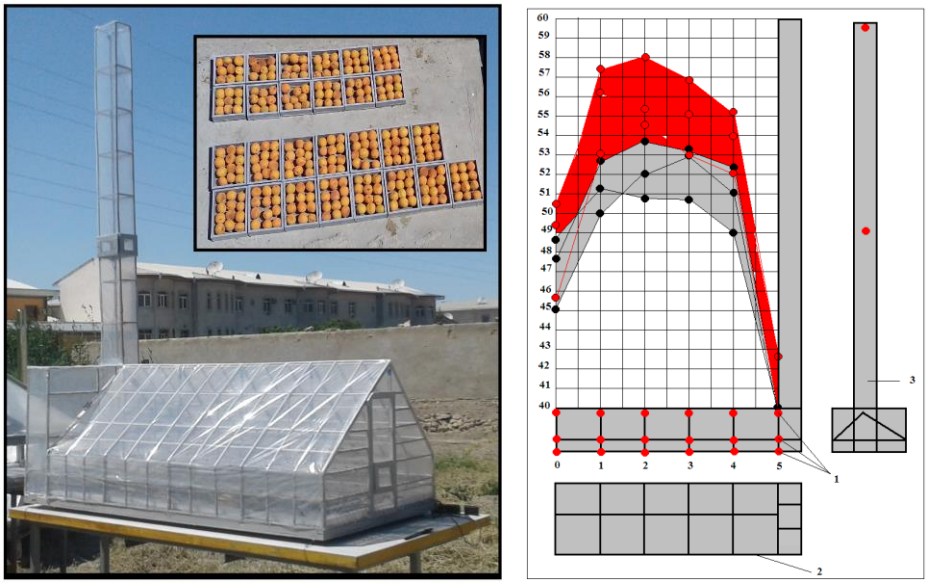


Рис. 1. Лабораторный вид устройства сушки фруктов и овощей- опреснителя минерализованных вод. Разность температур по всему объему внутри устройства

[1]*Ибрагимов Салим Сафарович* – Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Внутри устройства возникает такой физический процесс:

- ветер, который дует с северо-восточной стороны, заходит во внутрь устройства через щель восточной стороны, поднимается по трубе наверх. Из-за того, что внутри устройства в различных точках по всему объему устройства. температура разная, возникает воздушный поток и этот поток поднимается по трубе наверх, а потом выходит во внешнюю среду;

- в результате того, что возникает разность температур по всему объему устройства, появляется воздушный поток, он проходит через продукцию, помещенную внутри устройства и сушит её;

- для ускорения процесса сушки продукции, в течении суток, продукция по всему объему внутри устройства окуривается серой; в результате, верхняя кора фруктов смягчается, процесс сушки ускоряется и повышается качество продукта.

На рисунке изображены кривые показателей температур по всем точкам установленных по всей длине устройства термопар.

Оказалось, что если в процессе проведения опытов, верхняя часть башенки будет открыта, а щель с боковой стороны устройства закрыта, то температура всех точек внутри устройства будет всегда на $4-6^{O}C$ выше, чем температура при открытой боковой щели [1].

Во 1-рисунке: красные линии показывают показатели температур при открытой поверхности башенки, но закрытой боковой щели; а черные линии показывают показатели температуры при открытой поверхности башенки, и открытой боковой щели.

Результаты опытов, проведённых 10-14 июня 2017 года, когда величина суммы солнечной радиации составляет в сутки $27,5-28\frac{Mj}{m^2}$, приведены на 1-рисунке. Результаты опытов разработаны с помощью электронной программы *MatCat* .

Итак, зная, что самый эффективный способ сушки овощей и фруктов происходит при низкой температуре с воздушным потоком, мы решили провести эту процедуру при открытой боковой щели устройства, с открытой поверхностью башенки.

Список литературы

1. Якубов Ю.Н. Аккумулирование энергии солнечного излучения. Ташкент, Издательство «ФАН» Р.Уз. 1981. 103 с.

© С.С. Ибрагимов, 2018

УДК 621:472

ВЫБОР РАЗМЕРОВ И МЕСТОРАСПОЛОЖЕНИЯ ДЛЯ ТЕПЛИЦЫ

С.С. Ибрагимов[1]

Аннотация

В данной статье приведены способы выбора места для теплицы и её размеров, при постройке теплицы.

Ключевые слова: солнечная энергия, физическая модель, древесных брусков, боковая сторона.

На эффективную работу устройства отрицательно влияют нижеследующие факторы: географическое расположение устройства, положение сторон, устройства относительно горизонта, размеры устройства и др.

Прежде чем построить это устройство на выделенной площади, нужно выбрать его размеры и месторасположение на основе расчетов.

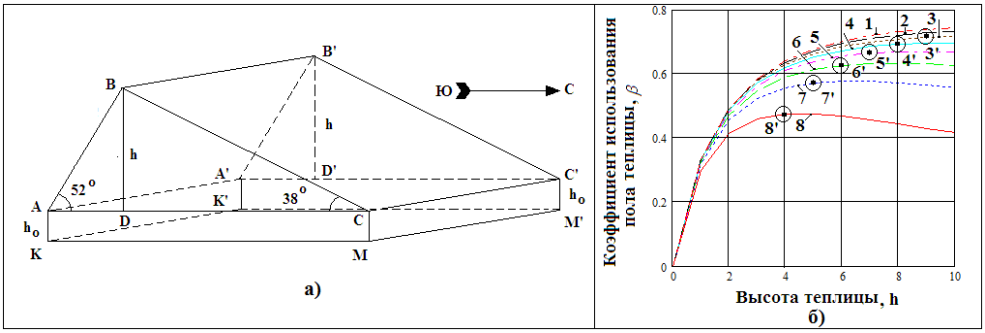


Рис. 1. Схема для вычисления (а). Зависимость коэффициента использования пола от высоты теплицы при разной длине (б)

I. Выбор формы устройства.

Исходя из района создания устройства, выбирается расположение внутренней стороны и двух боковых сторон относительно горизонта. С учетом географической широты месторасположения устройства, определяются углы двух боковых сторон, относительно горизонта.

Например: Бухарская область расположена под углом 38^0 северной широты [1]. Поэтому, нужно выбрать: одну боковую сторону устройства под углом 38^0, а вторую боковую сторону под углом 52^0 относительно горизонта.

В целях максимального использования солнечной энергии (в декабре, январе, феврале месяцах года) для теплицы, та боковая сторона устройства, которая находится под углом 52^0 относительно горизонта, устанавливается лицом на юг. Этим обеспечивается максимальное попадание солнечных лучей вовнутрь устройства.

А в летние месяцы, для обеспечения минимального попадания солнечных лучей на устройство, его боковая сторона, которая находится под углом 38^0 относительно горизонта, устанавливается лицом на юг.

II. Методы вычисления размеров устройства.

Для эффективного использования солнечных лучей, очень важно выбрать оптимальные размеры устройства. Поэтому, предлагается выбрать геометрические размеры устройства, следующим методом расчета.

Схематическое изображение двустороннего устройства на рисунке 1-*а.*

[1]*Ибрагимов Салим Сафарович* – Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Метод вычисления.

После того, как выбирается форма (с двумя боковыми сторонами) солнечного устройства, вычисляется коэффициент использования пола(β) устройства. Коэффициент использования пола определяется как отношение площади поверхности пола на площадь поверхности ограждения модельной конструкции теплицы:

$$\beta = \frac{F_{пол}}{F_{огр}} \quad (1)$$

Значение первичной элементарной площади поверхности ставится в 1-формулу и вычисляется максимальное значение коэффициента использования пола.

$$\beta = \frac{F_{пол}}{F_{огр}} = \frac{hL\left(\frac{1}{tg52}+\frac{1}{tg38}\right)}{\frac{h}{\sin 52}\cdot L+\frac{h}{\sin 38}\cdot L+h^2\left(\frac{1}{tg52}+\frac{1}{tg38}\right)+h\cdot L\left(\frac{1}{tg52}+\frac{1}{tg38}\right)+2h_o L+2h_o h\cdot\left(\frac{1}{tg52}+\frac{1}{tg38}\right)}. \quad (2)$$

2- формулу при различных значениях h_0 и h, вычисляем в качестве ресурса программы $MatCat$. Кривые произведенных расчетов приведены на рисунке 1-(б).

II. Выбор размеров устройства.

Размеры устройства теплицы выбираются исходя из значений кривых длины устройства, приведенных на рисунке 1-(б), в соответствии с размерами выделенной площади для строительства теплицы.

В первую очередь, на основе максимальной высоты сажаемых саженцев h_0, определяется высота теплицы h. Например, при h_0=2м, выбирается h=4м, исходя из того, что объем призмы части устройства с высотой, равной h_0 равен объему призмы с треугольным основанием с высотой h. Объемы будут равны только в том случае, если концентрация смеси воды и воздуха, а также, обмена температуры будут одинаковыми. В наших расчетах: $h=2h_0$, а следовательно, h=4м.

Используя значение кривой на рисунке 1-(б), при условии соответствия к h=4м и неизменяемости коэффициента β, находим значение кривой, которая равна L=20м. (рисунок 1 (б)).

На основании вышеизложенных вычислений, устройство можно построить из древесных брусков или профилей.

Список литературы

1.Якубов Ю.Н. Аккумулирование энергии солнечного излучения. Ташкент, Издательство «ФАН» Р.Уз.1981.98с.

© С.С. Ибрагимов, 2018

УДК 622:472

РАСЧЁТ ИЗГОТОВЛЕНИЕ ГИДРОТЕХНИЧЕСКИХ СООРУЖЕНИЙ

Л.И. Очилов[1]

Аннотация

В результате рассмотрения материалов по существу их содержания комиссия считает, что рассмотренные материалы могут быть представлены в открытой печати, так как в них не содержатся секретные сведения.

Ключевые слова: гидротехнический сооружений, струйную модель.

В гидротехнических сооружениях в зависимости от сооружения возникают различные формы сопряжения, такие как сопряжения с наличием донного режима на нижнем бьефе, или поверхностный режим, режимы смешанного типа (поверхностно-донный) режим [2].

Струйную задачу истечения из-под щита рассмотрим по навигационной модели Жуковского – Рошко.

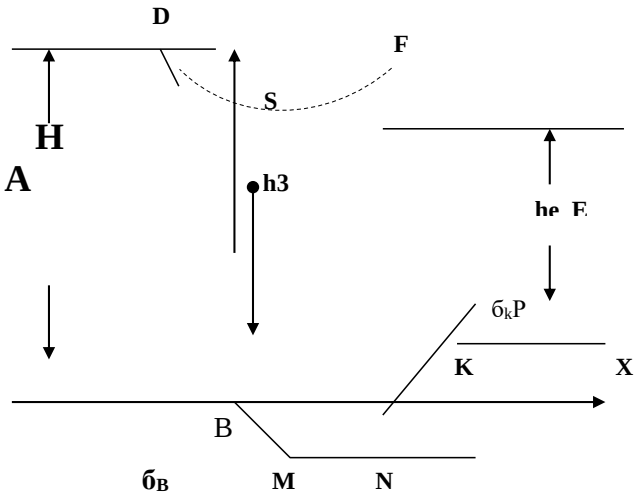


Рис. 1. Схему истечения из-под щита с наличием широкого поро га или водобойного колодца в нижнем бьефе (Навигационной модель Жуковского-Рошка)

Здесь, A, B, D, M, N, K, E, - точки определение скорости истечения струя из подшита, H, h_e начальные и конечные напори струя.

Распределение скоростей по методу Жуковского Е .Н [3] являющейся аналитической функцией в области течения G_z согласно уравнению неразрывности и условию потенциального течения. Для осуществления этого метода вводится верхняя полуплоскость $G_0(\zeta - \Im + i\eta)$ Действительная ось которой (при $\eta = 0, -\infty < \Im < \infty$) соответственные границы области течения G_z. Область изменения комплексного потенциала $W(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$, где $\varphi, \psi -$ потенциал скорости и функция тока, будет полоса шириной q(q – секундный расход потока жидкости) , тогда для комплексного потенциала имеем выражение:

$$\frac{d\omega}{d\xi} = -\frac{q}{\pi}\frac{1}{\zeta - 1} \tag{1}$$

[1]*Очилов Лазиз Ибодович* – Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Для определения распределения скорости в области G_0 введем функцию Жуковского $\omega(\zeta) = \rho_n \frac{V_c}{\bar{V}}$, где $\bar{V} = u - i\vartheta$ - сопряжённая комплексная скорость, V_c - скорость частицы жидкости при стечении из под щита DC, являющейся аналитической функцией в область δ_0.

Для функции $\omega(\zeta)$ имеем следующие краевые условия:

$$\zeta m\omega = 0 \text{ при } \eta = 0,\ \xi \in \{(-\infty, 0) \cup (m, n) \cup (k, f) \cup (d, \infty)\},$$

$$\zeta m\omega = \alpha_\beta \pi \text{ при } \eta = 0,\ \xi \in (0, m), \zeta m\omega = \alpha_k \pi, npu\eta = 0, \xi \in (n, k), \quad (2)$$

$$\zeta m\omega = -\beta\pi \text{ при } \eta = 0,\ \xi \in (c, d), R_e\omega = \zeta_1(\xi),$$

где $\tau_1(\xi) = \rho n \frac{V_c}{V_{(\xi)}}$, здесь $V(\xi)$ - модуль скорости частиц жидкости вдоль свободной поверхности CF.

Пользуясь интегральными формулами для аналитической функции [5] получим выражение для функции Жуковского в виде:

$$\omega(\zeta) = \sqrt{\zeta - f}\sqrt{\zeta - c}\left\{-\alpha_\beta \int_0^m \frac{dt}{\sqrt{t-f}\sqrt{c-f}(t-\zeta)} - \alpha_k \int_n^k \frac{dt}{\sqrt{f-t}\sqrt{c-t}(t-s)} - \beta \int_c^\alpha \frac{dt}{\sqrt{t-f}\sqrt{t-c}(t-\zeta)} - \right\}$$

$$-\frac{1}{\pi}\int_f^c \frac{\tau_1(t)dt}{\sqrt{t-f}\sqrt{c-t}(t-\zeta)}. \quad (3)$$

Пользуясь равенством (4) вычисляя интегралы входящих в равенство (3) определяем функцию $\omega(5)$.в области G_0 в виде:

$$\omega(\zeta) = 2\alpha_\beta \ln\left[\frac{F(0,\zeta)}{F(m,\zeta)}\right] - 2dk \ln\left[\frac{F(n,s)}{F(k,s)}\right] - 2\beta \ln F(d,\zeta) - \ln a_1^2 - 2\ln \quad (4)$$

Список литературы

1. Гахов Ф.А. Краевые задачи – 3-е издание перераб.и дополн. – М. : «Наука» 1977г.
2. Караушев А.В. Речная Гидравлика Гидрометеоиздат. Л. 1969г. 416 стр.
3. Хамидов А.А Плоские ассиметричные задачи о струйном течении идеальной сжимаемой жидкости, Ташкент, «Фан», 1978г. 120 стр.
4. Худайкулов С.И. Математические методы гидродинамики потенциальных течений и приложения транспортировки хлопка. Ташкент – 2003 120с..
5. Чертоусов М.Д. Гидравлика (спецкурс) Госэнергоиздат. М.Л. 1957г.

© Л.И. Очилов, 2018

УДК 622:472

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ВОЗДЕЙСТВИЕ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОННЫХ ДАТЧИКОВ

Л.И. Очилов[1]

Аннотация

В результате рассмотрения материалов по существу их содержания комиссия считает, что рассмотренные материалы могут быть представлены в открытой печати, так как в них не содержатся секретные сведения.

Ключевые слова: гидротехнических сооружений, лазер, оптическая волокон, решеткой Брэгга.

Определение и постоянное контроль механических воздействие типа давление, механических напрежений, различные деформации являются важным фактором при строение гидротехнических сооружений. Точность и диапазон определение физических параметров механическое и электромагнитное датчиков сушественно расширялся после появление мощных источников света, как лазеров.

Изучение процессов взаимодействие когерентных излучение с прозрачной средой, особенно с оптические волокна резко расширил область практической применение световодов. В настоящее время оптические волокна применяются не только в телекоммуникационной технике, а нашёл широкой применение в отраслях науке как, изучение радиационных процессов протекающие внутри вещества, контроль процессов возникающие в атмосфере под действием космических лучей и т.д. В том числе, разработка высокоточных датчиков температуры и давления. Определение температуры вещества основано на резисторных и термопарных датчиков, которым влияние внешних электромагнитных полей существенно снижает точность и скорости получение информации. Таким образом, применение оптических датчиков приобретают особый важность, так как у них устраняются вышеуказанных недостаток. Такие датчики имеют высокий точность, стабильность на внешнее поле, легкость, минимальное энергопотребность и максимальное скорость обмена информации.

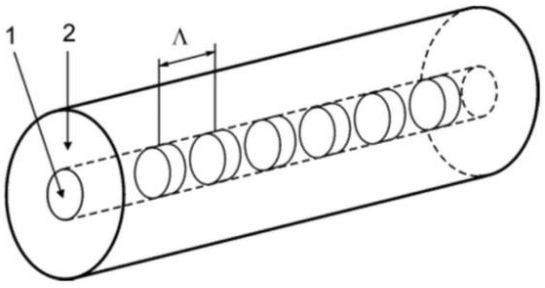


Рис. 1. Оптическая волокна с пространственной решеткой Брэгга.

Резонансная длина волны БР зависеть от температуры и вложенный в ней внешней механической напряжений. На это и основывается работа волноводных датчиков. Сдвиг резонансных волн измеряется с помощью анализа спектров поглощения и пропускания широкополосных источников излучения или узкополосных лазеров.

[1]*Очилов Лазиз Ибодович* – Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Спектры рассеяния лазерных лучей в БР приведена в рис.2.

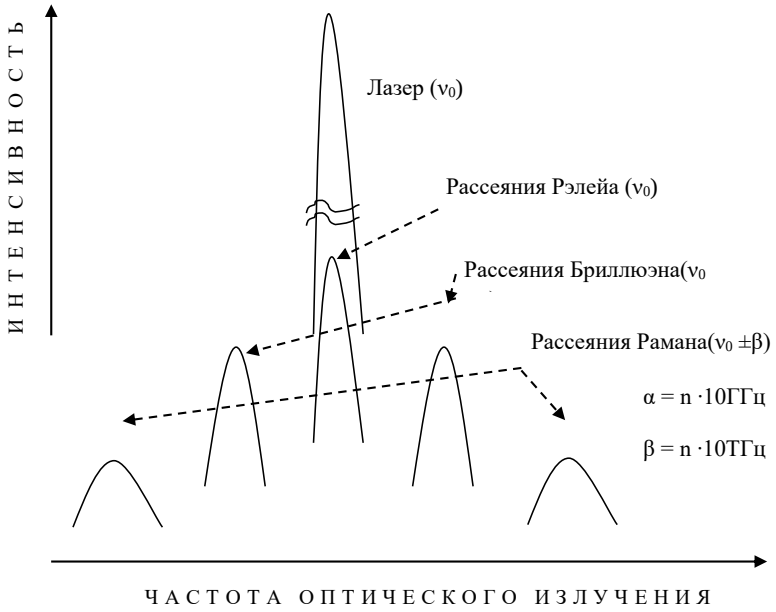


Рис. 2. Спектры рассеяния лазерных лучей в световодов с БР.

Для рассеяния лазерного излучения в БР необходима выполнение следующие условия:

$$\frac{2\pi}{\lambda} = 2\frac{2\pi n_{эфф}}{\lambda}$$

Для образца с длиной *l,* реальное значение интенсивность индуцированного излучения равно:

$$I(\lambda) = N \times I_R(\lambda) \times exp\left[\left(K_o(\lambda) + K_{рент}(\lambda)\right) \times L\right] \times \frac{exp\left[(-l)\cdot\left(K_o(\lambda) + K_{рент}(\lambda)\right)\right] - 1}{1 - exp\left[\left(K_o(\lambda) + K_{рент}(\lambda)\right)\cdot l \cdot N\right]}$$

Изучение зависимость длина образца на интенсивности Черенковского излучения даёт возможность, оценит интенсивности поглощения и рассеяния первичного сигнала. Если, при входе световода интенсивность Черенковского излучения $I_0(\lambda)$, при входе $I_l(\lambda)$, то коэффициент оптической потери $A(\lambda)$ можно определить из уравнения:

$$A(\lambda) = \frac{10}{L} \cdot log\frac{I_o(\lambda)}{I_1(\lambda)}$$

В заключение, можно сказать, что изучение радиационные процессы в оптических волокнах резко расширяет прикладной возможности этих неорганических соединений, и создаются новые приборы за регистрирующих сверх тонких физических процессов в космосе, земле и под водой.

Список литературы

1. E.Udda. Fiber Optic Sensors, Wiley Intersciense, 2006, 520 p.
2. M.Kh.Ashurov, M.I.Baydjanov, et.al.Jap.J. Appl.Phys.:18, 2008.

© Л.И. Очилов, 2018

УДК 622:472

КОНСТРУКЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ОПРЕСНИТЕЛЕЙ

Л.И. Очилов[1], Ж.Р. Кадиров[2]

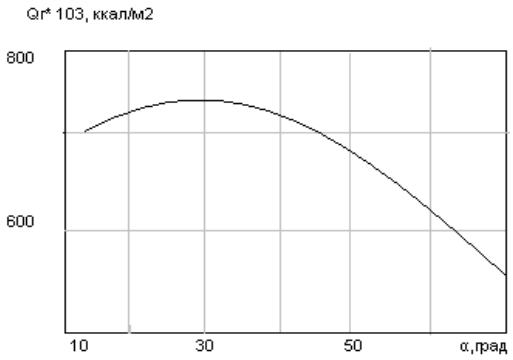
Аннотация

В статье рассматривается зависимость солнечных опреснителей от конструкции устройства пресноводного производства.

Ключевая слова: солнечной радиация, минерализованной воды.

Одним из наиболее важных аспектов солнечных опреснителей является то, что солнечная радиация, подверженная воздействию поверхности прозрачной поверхности, и большая ее часть поглощается в минерализованной воде, зависит от угла прозрачной поверхности устройства к горизонтам

Как известно, излучение изменяется, потому что солнце не всегда находится в одном и том же состоянии, поэтому существует теплотехническая связь между солнечным светом и местом и структурами устройства. В большинстве публикаций (туркмены) описывается максимальное количество солнечной радиации, облучаемой прозрачной поверхностью устройства, и связь между оптимальным углом к горизонтам прозрачной поверхности устройства на рисунке 1.



Как оказалось, минерализованная вода испаряется, и вода отводится к поверхности прозрачной стеклянной поверхности. Получающаяся капля опускает воду на прозрачные поверхности и обматывает ее между поверхностью и капельками и гравитационными силами. Из-за эффектов этих сил капли падают с испаряющейся поверхности (минерализованной воды).

При таких проблемах размещение прозрачной поверхности по горизонтали под дополнительным углом приводит к снижению эффективности устройства.

При решении этих проблем:

Расстояние между поверхностью испаренной рабочей поверхности и коаксиальной поверхностью слишком велико для потери тепла на дополнительной стенке устройства. Это приводит к уменьшению минерализованной воды в нижней части устройства. Поиск точного размера между поверхностью испарения и поверхностью экспозиции заставляет устройство располагаться в гарнизоне под углом

Одним из основных процессов устройства солнечного водотока является устройство тепло и масса обмена, которое обеспечивает циркуляцию паровой

[1]*Очилов Лазиз Ибодович* – Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Кадиров Жобир Рузиматович* – преподаватель, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

смеси через испарительную поверхность паровой смеси и поверхности конденсата.

Поверхности испарения зависят от расстояния между прозрачной поверхностью. При замене этого расстояние от 15 до 40 см устройство должно иметь неглубокий наклон не менее 2,5-5 см в зависимости от его угла воздействия на производство пресной воды.

В качестве прозрачной поверхности бутылка передает 85% солнечной радиации, 10% восстанавливается на 5%. Исследования показали, что время, требуемое для получения прозрачной поверхности солнечных панелей и оболочек, ограничено. По словам туркменских ученых, размер бутылки составляет 1200x600x3. В странах CHet пленка использовалась в качестве прозрачной поверхности вместо стекла. В прозрачном баллоне солнечных панелей Дюкуну предложили снять пленку толщиной 0,1 мм. В фильме содержится около 92% солнечной радиации. Возвращает 4% и преодолевает 4%. Средний срок службы - 3 года.

Солнечные установки для воды часто не подвергаются прозрачному качеству поверхности, потому что они вибрируют ветром. Эта сбрасываемая вода опускает капли воды.

Список литературы

1. Лутпуллаев С.И., Захидов Р.А. и др. Возобновляемые источники энергии: проблемы и перспективы.
2. Очилов Б.М., Шадыев О.Х., Жураев Т.Д. Солнечные опреснители и холодильники. Ташкент: Фан. 1976. с.15.
3. Байрамов Р.Саиткурбанов. опреснение воды с помощью солнечной энергии. Ашхабад. «Ылим»,1977й.
4. Л.И.Очилов. Изъятие пресной воды из подземных грунтовых вод при помощи гелиоустановки водонасосного опеснителя. журнал “Молодой учёный” 2015 №10
5. Л.И.Очилов. Струйные схемы гидротехнических сооруженей. журнал “Молодой учёный” 2016 №12
6. Л.И.Очилов. Струйные моделирования устойчивости гидросооружений на возникновение прорыва. журнал “Молодой учёный” 2016 №12
7. К.Курбонов, Л.И.Очилов Определение механических воздействие гидротехнических сооружений с помощью оптических волоконных датчиков. журнал “Молодой учёный” 2015 №10
8. Л.И.Очилов Адсорбция воды на цеолитах типа ZSM-5 журнал “Молодой учёный” 2016 №12
9. Л.И.Очилов Технология приготовления фитиля из капиллярно-полых материалов. журнал “Молодой учёный” 2016 №12

© Л.И. Очилов, Ж.Р. Кадиров, 2018

УДК 62

СОЗДАНИЕ СОЛНЕЧНОГО АККУМУЛЯТОРА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ВОДЯНЫХ НАСОСОВ

Л.И. Очилов[1], Ж.Р. Кадиров[2]

Аннотация:

В статье рассматривается Создание солнечного аккумулятора для разработки водяных насосов.

Ключевая слова: солнечной радиация, желобок.

Определим капиллярную массу. Проанализирован материал капиллярного ведра.

$$d\upsilon = dx \cdot dy \cdot dz \;\; \Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 \tag{1}$$

Если он нагревается до температуры в течение некоторого периода времени, количество тепла квази однократно осваивает количество тепла, равное

$$\mathrm{Q} = c \cdot \gamma \cdot (T_2 - T_1) d\upsilon. \tag{2}$$

Со временем ΔT разогреть электриков.

$$\Delta Q = Q_2 - Q_1 = c\gamma \int_{(V)} (T_2 - T_1) d\upsilon = c\gamma V \frac{1}{V} \int_{(V)} (T_2 - T_1) d\upsilon. \tag{3}$$

Интегральная температура

$$\overline{T} = \frac{1}{V} \int_{(V)} T d\upsilon, \tag{4}$$

Запишем в формулах (3)

$$\Delta Q = Q_2 - Q_1 = c\gamma V (\overline{T}_2 - \overline{T}_1), \tag{5}$$

В процессе накопления $\overline{T}_2 \rangle \overline{T}_1$.

Во τ время нагрева батареи достаточно энергии тратится впустую.

$$Q - Q_o = c\gamma V (\overline{T} - \overline{T}_o), \tag{6}$$

Удельный расход тепла действителен.

$$\Delta Q_\upsilon = c\gamma (\overline{T} - \overline{T}_o). \tag{7}$$

(6) Определяется масса капиллярно-ведомого аккумулятора.

$$\mathrm{M} = \gamma V = \frac{Q - Q_o}{c(\overline{T} - \overline{T}_o)}. \tag{8}$$

Важно отметить, что количество отработанного тепла определяется экспериментально.

Например, если количество тепла в день находится внутри устройства

$$(Q - Q_o) = 2{,}8 \frac{Мдж}{м^2 град}$$

удельное количество тепла (для гипса) - $c = 0{,}88 \frac{кДж}{кг \cdot {}^oC}$

[1]*Очилов Лазиз Ибодович* – Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Кадиров Жобир Рузиматович* – преподаватель, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

плотность $\gamma = 1650 \frac{кг}{м^3}$;Разница в температуре $(60-70)^{\circ}C$ представляет собой массу аккумулятора $M \approx 45кг$, в то время как объем $V = 0,03м^3$

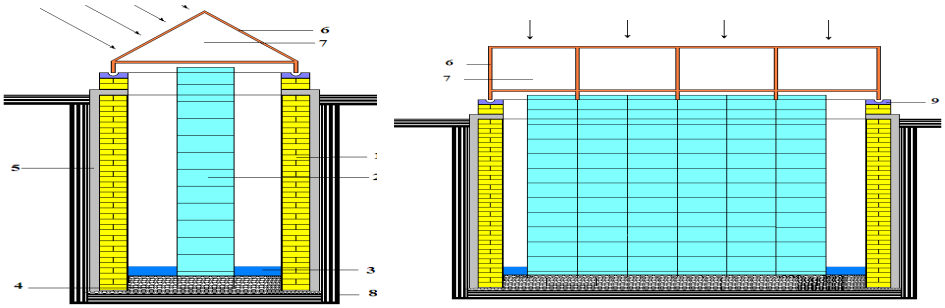


Рис. 1 1) кирпичную стену, используемую на стене водопровода.
2) Солнечная батарея, изготовленная из материала капиллярного ковша.
3) Минерализованные трубопроводы. 4) Нижняя часть трубопровода.
5) Теплоизоляция - Шитье 6) Водонепроницаемая часть дерева скелета Часть
7) Оптическая прозрачная поверхность 8) Подземная почва Раздел 9) Желобок

Вечером поглощенная вода из трубчатого аккумулятора испаряется, а вода-воздушная смесь формируется за счет накопленной тепловой энергии от бойлера-аккумулятора в отсутствие солнечного излучения вечером.

Вода смешивается по всему размеру устройства и концентрируется на прозрачных поверхностях водозабора и течет на поверхность устройства, превращаясь в капли воды на поверхности. Собирает конденсат в бутылках через желобок

Список литературы

1. Лутпуллаев С.И., Захидов Р.А. и др. Возобновляемые источники энергии: проблемы и перспективы.
2. Очилов Б.М., Шадыев О.Х., Жураев Т.Д. Солнечные опреснители и холодильники. Ташкент: Фан. 1976. с.15.
3. Байрамов Р.Саиткурбанов. опреснение воды с помощью солнечнойэнергии. Ашхабад. «Ылим»,1977й.
4. Л.И.Очилов. Изъятие пресной воды из подземных грунтовых вод при помощи гелиоустановки водонасосного опреснителя. журнал “Молодой учёный” 2015 №10
5. Л.И.Очилов. Струйные схемы гидротехнических сооруженей. журнал “Молодой учёный” 2016 №12
6. Л.И.Очилов. Струйные моделирования устойчивости гидросооружений на возникновение прорыва. журнал “Молодой учёный” 2016 №12
7. К.Курбонов, Л.И.Очилов Определение механических воздействие гидротехнических сооружений с помощью оптических волоконных датчиков. журнал “Молодой учёный” 2015 №10
8. Л.И.Очилов Адсорбция воды на цеолитах типа ZSM-5 журнал “Молодой учёный” 2016 №12
9. Л.И.Очилов Технология приготовления фитиля из капиллярно-полых материалов. журнал “Молодой учёный” 2016 №12

© Л.И. Очилов, Ж.Р. Кадиров, 2018

УДК 62

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОКОМПОЗИТОВ НАНОУГЛЕРОД-ОКСИД МЕТАЛЛА С ТИТАНОМ NCMC(Ti)

Н.К. Насырова[1]

Аннотация

В данной статье описывается новый способ деструкции бактерий и органических веществ, основанный на использовании коллоидных композиций наноуглерод-оксид металла (NCMC) в качестве нанофотокатализаторов.

Ключевые слова: деструкции бактерий, наноуглерод-оксид металла.

Фотокатализ, основанный на использовании нанокатализаторов является весьма многообещающим методом для обработки загрязненных вод. Фотокаталитические системы, как солнечные, так и оснащенные ультра-фиолетовыми источниками света, могут работать при температуре окружа-ющей среды для деструкции различных химических и микробиологических загрязнителей в воде и воздухе: органических материалов, органических кислот, пестицидов, красок, масел, микроорганизмов (включая вирусы и хлор-резистентные организмы), неорганических молекул таких, как оксиды азота (NOx) и, в комбинации с осаждением и фильтрацией, некоторых металлов, например, таких, как ртуть.

В данной статье описывается новый способ деструкции бактерий и органических веществ, основанный на использовании коллоидных композиций наноуглерод-оксид металла (NCMC) в качестве нанофотокатализаторов.

Нанокомпозиты наноуглерод-оксид металла с титаном в качестве металла NCMC(Ti) получали электрохимическим методом. Процесс основан на использовании двухэлектродного прибора, в котором один электрод изготовлен из изотропного графита высокой плотности OEG4 (Россия), другой – из титановой пластины. Электроды погружены в пластиковую ячейку с 0.025M H_2SO_4 в качестве электролита. Работа прибора состоит из двух повторяющихся операций: 1) электролиз в течение 2-10 минут, когда Ti-электрод является анодом, 2) электролиз в течение 2-5 минут, когда углеродный электрод является анодом.

Эксперименты показали, что выход NCMC(Ti) в процессе электролиза зависит от напряжения V между электродами и pH раствора. Рис. 1 показывает, что выход dC_{Ti}/dt титана через 6 минут после начала процесса электролиза, где C_{Ti} - концентрация Ti в электролите, повышается с увеличением напряжения между электродами вплоть до 12-13 В, но затем начинает постепенно снижаться. Такое поведение объясняется формированием трехвалентного титана на поверхности Ti-электрода, электрод приобретает синий цвет. Рис. 2 демонстрирует зависимость dC_{Ti}/dt от концентрации H_2SO_4 в растворе через 6 минут после начала процесса электролиза. Когда pH электролита приближается к нейтральному значению, на поверхности Ti-электрода образуется трехвалентный титан.

[1]*Насырова Нигора Каримовна* – старший преподаватель, Бухарский государственный университет, Россия.

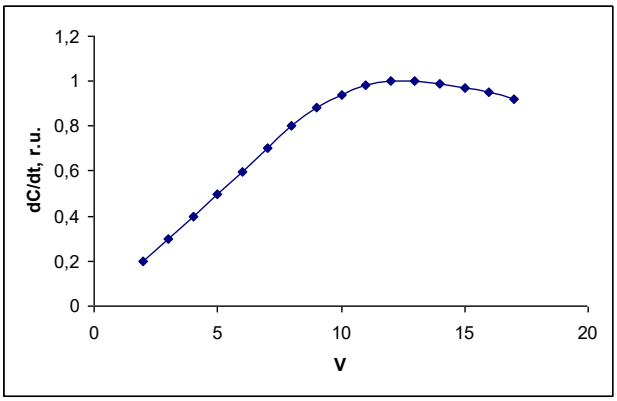


Рис. 1. Зависимость выхода титана через 6 минут после начала процесса электролиза в зависимости от напряжения между электродами

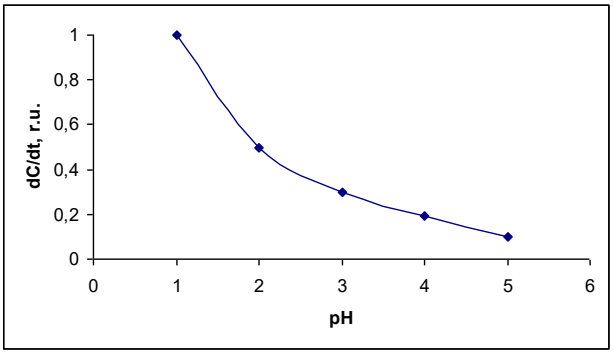


Рис. 2. Зависимость выхода титана через 6 минут после начала процесса электролиза в зависимости от pH раствора

Скорость процесса фотодеструкции зависит от многих факторов: типа органического вещества, концентрации NCMC(Ti), температуры раствора и интенсивности ультрафиолетового излучения.

Коллоидные растворы синтезированных электрохимическим способом NCMC(Ti) показали высокую эффективность в качестве фотокатализаторов. Фотодеструкция МеО, МеВ, PCBs и E-Coli происходит при концентрациях NCMC(Ti) 1-10 мкг/л. Время разрушения органических веществ и бактерий под действием ультрафиолетовой лампы составляет 3-5 минут. Обесцвечивание МеО и МеВ под солнечным светом происходит в течение 15-60 минут, уничтожение E-Coli – в течение 10-30 минут, время деструкции PCBs составляет 6-8 часов.

Список литературы

1. 1.Khaydarov R.A, Khaydarov R.R., Gapurova O., Water purification from metal ions using carbon nanoparticle-conjugated polymer nanocomposites, Water Research, Volume 44, Issue 6, 2010, p. 1927-1933
2. 2.W.Z. Tang, H. An. UV/TiO2 Photocatalytic Oxidation of Commercial Dyes in Aqueous Solutions. Chemosphere 31 (1995) 4157-4171
3. 3.GOSSTANDRD 1982, Drinking Water. Hygiene requirements and quality control. 1982, GOST 2874-82 of Russian Federation.

© Н.К. Насырова, 2018

УДК 378

ОРГАНИЗАЦИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ УЧАЩИХСЯ НА УРОКАХ ФИЗИКИ

И.И. Рахматов[1], Р.М. Саидова[2]

Аннотация

В данной статье рассматривается роль самостоятельной работы учащихся по физике в средней школе. Приведена выди самостоятельной работы учащихся по физике.

Ключевые слова: самостоятельная работа, учитель, ученик, физика, решение задач.

Самостоятельная работа предполагает активные умственные действия учащихся, связанные с поисками наиболее рациональных способов выполнения предложенных учителем заданий, с анализом результатов работы.

Конечно, механическое выполнение тех или иных операций бездумное списание текста с доски не является в полном смысле самостоятельной работой, Однако надо различать разные уровни самостоятельности, а также иметь в виду относительность самих уровней.

Чем шире круг знаний учащихся, тем богаче их практический опыть, тем более высокий уровень самостоятельности они могут проявить в работе, тем более сложные задания для самостоятельного выполнения им может предложить учитель.

В процессе обучения физике применяются различные виды самостоятельной работы учащихся, с помощью которых они самостоятельно приобретают знания, умения и навыки. Все виды самостоятельной работы, применяемые в учебном процессе можно, классифицировать по различным признакам по дидактической цели, по характеру учебной деятельности учащихся, по содержанию, по степени самостоятельности и элементу творчества учащихся и т.д.

Все виды самостоятельной работы по дидактической цели можно подразделить на пять групп: 1) приобретение новых знаний, овладание умением самостоятельно приобретать знания, 2) закрепление и уточнения знаний; 3) выработка умения применять знания на практике 4) формирование умений и навыков практического характера; 5) Формирование умений творческого характера, умения применять знания в усложненной ситуации,

В привитии умения самостоятельно мыслить и применять знания важную роль играет систематическая организация самостоятельной работы учащихся по решению физических задач. Неумение самостоятельно решать физические задачи является одной из причин, мешающих учащимся добиться лучших результатов в учебной деятельности по предмету. Привитие умения самостоятельно решать задачи одна из наиболее трудных проблем, требующих постоянного пристального внимания учителя. Приучать к самостоятельному решению задач нужно учащихся постепенно, начиная с выполнения отдельных несложных операций, затем переходя к выполнению более трудных операций, а уж потом к самостоятельному решению задач.

[1]*Рахматов Илхом Исматович* – доцент кафедры Физики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

[2]*Саидова Раъно Мехриевна* – преподаватель кафедры Физики, Бухарский государственный университет, Узбекистан.

Включение элементов самостоятельной работы по решению задач нужно осуществлять в последовательности, соответствующей постепенному нарастанию трудностей.

Самостоятельная работа учащихся на лабораторных занятиях Лабораторные работы учащихся с самого начала их внедрения в учебный процесс по физике рассматривались как средство связи теорий с практикой. Их выполнение способствует формированию у учащихся экспериментальных умений и навыков, а также умений и навыков практического характера, развитию познавательных способностей учащихся, формированию у них активности и самостоятельности.

Учитель должен тщательно продумывать методику проведения лабораторных работ, предоставлять учащимся возможность проявлять инициативу и самостоятельность при их выполнении, только тогда они будут способствовать развитию познавательных способностей учащихся, их активности и самостоятельности.

Самостоятельная работа учащихся с раздаточным материалом. Под раздаточным материалом мы понимаем различные физические тела, свойства которых изучаются учащимися, приборы, различные предметы, которые могут быть розданы всем учащимся класса на уроке с той или иной учебной целью.

Работа с раздаточным материалом - очень важный вид самостоятельной работы учащихся. Она обеспечивает более полное восприятие учащимися того или иного предмета, явления, способствует конкретизации представлений учащихся о свойствах материалов, восприятие в этом случае является более полным, всесторонним.

Самостоятельная работа по физике в средней школе существенно влияет на качество знаний и развитие познавательных способностей учащихся.

Список литературы

1. А.В.Усова., З.А.Вологодская. Самостоятельная работа учащихся по физике в средней школе.- М.: Просвещение. -1981.-158 с

©И.И. Рахматов, Р.М. Саидова, 2018

УДК 378

МЕТОДИКА ИЗУЧЕНИЯ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ В ПРОГРАММЕ БАКАЛАВРИАТА

Н.К. Насырова[1]

Аннотация

В данной статье излагается преподавание квантовой механики в программе бакалавриата по направлению «Физика».

Ключевые слова: квантовая механика, история физики, уравнение Шредингера.

Известно, что двадцатый век в истории физики является золотым веком расцвета, быстрого скачкообразного развития квантовой механики. В начале двадцатого века на протяжении жизни всего одного поколения созданы две революционные теории – теория относительности и квантовая теория, которые в корне преобразовали основы физики, неизменные со времен Ньютона.

В конце 19-го века появилась возможность исследования отдельных атомов и молекул. При этом выяснилось, что классическая физика не в состоянии объяснить свойства атомов и молекул и их взаимодействия с электромагнитным излучением. Исследование условий равновесия электромагнитного излучения и вещества и фотоэлектрических явлений привело к заключению, что электромагнитное излучение, помимо волновых свойств, обладает и корпускулярными свойствами. Было установлено, что электромагнитное излучение поглощается и испускается отдельными порциями – квантами, которые теперь принято называть фотонами.

Прежде всего попытаемся разобраться отличием квантовой механики от классической механики, методикой изложения основ квантовой механики, законами квантовой механики и некоторыми принципиальными моментами, которые отличают квантовую механику от других разделов.

Во-первых, надо твердо освоить студентам и всем изучающим теорию квантовой механики следующий факт, что все процессы, происходящие в микромире, подчиняются соотношению неопределенностей Гейзенберга:

$$\Delta X \cdot \Delta p_x \geq \hbar;\ \hbar = \frac{h}{2\pi};$$
$$h = 6,62 \cdot 10^{-34}\ Дж \cdot с,$$

Согласно этому соотношению неопределённостей Гейзенберга координата частицы и ее импульс определяются с точностью до постоянной Планка, где после запятой показана минус тридцать четвертая степень.

Во-вторых, надо усвоить следующий момент: в микромире обязательно приходится иметь дело с дискретностью, прерывистостью, которая затем переросла в идею квантовых скачков. Квантованные значения различных физических величин (энергии, момента импульса, импульса и др.) естественным образом возникали в результате решения соответствующего уравнения Шредингера.

В-третьих, надо твердо усвоить следующее, в квантовой механике встречаются такие явления, которые не имеют аналогов в классической физике, это такие явления, например, как туннельный эффект. При туннельном эффекте если у электрона энергия меньше чем высота потенциального барьера, то электрон имеет вероятность проскочить через потенциальный барьер. Эти рассуждения трудно поддаются здравому смыслу, но они реально имеют место и доказаны на практике.

В-четвёртых, надо усвоить что у ряда микрочастиц, например, у электронов, протонов и нейтронов существует специфический степень свободы. С этой

[1]*Насырова Нигора Каримовна* – старший преподаватель, Бухарский государственный университет, Россия.

внутренней степенью свободы связан некоторый собственный механический момент частицы, не зависящий от её орбитального движения. Спин- это чисто квантомеханическая характеристика, в классической механике оно не встречается [1–2].

В-пятых, надо усвоить следующее, что в квантовой механике непременно приходится иметь дело с вероятностной трактовкой волновой функции. Волновая функция не имеет никакого физического смысла, физический смысл имеет квадрат волновой функции, она определяет вероятность нахождения микрочастицы в определенной области пространства, в момент времени t, вокруг радиус – вектора r. Значит квадрат модуля волновой функции выступает здесь как плотность вероятности.

$$\frac{dP}{dx} = |\psi(x)|^2$$ отсюда $$dP = |\psi(x)|^2 dx$$

Краткое изложение основных принципиальных моментов квантовой механики служит трамплином в дальнейшем изучении вопросов теоретической физики для всех кто интересуется квантовой механикой.

Список литературы

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М., Физматлит,-2012.-536 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., Физматлит,-2004.-800 с.
3. Абекова Ж.А., Оралбаев А.Б., Ермаханов М.Н., Космуратова А.Т. Методика изучения взаимодействия частиц на уровне атомов и микромира в программе высшей школы // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. – 2014. – № 11-3. – С. 365-368;).

© Н.К. Насырова, 2018

УДК 378

УЗЛУКСИЗ ТАЪЛИМ ТИЗИМИ УЧУН ЯРАТИЛАДИГАН ЭЛЕКТРОН ЎҚУВ-МЕТОДИК МАЖМУАЛАРГА ҚЎЙИЛАДИГАН ТАЛАБЛАР

И.Б. Куланов[1], А.Р. Неъматов[2]

Аннотация

Мақолада узлуксиз таълим тизими учун яратиладиган электрон ўқув-методик мажмуаларга қўйиладиган талаблар ёритилган.

Таянч сўзлар: узлуксиз таълим, электрон ўқув-методик мажмуа.

Ахборот технологияларининг таълим тизимида ўз мавқеини тобора кенг эгаллаши мавжуд бўлган кўпгина тушунчаларни ҳам мазмунан, ҳам моҳиятан қайта кўриб чиқишни таққоза этди. Шу боис, таълим ва ўқитиш жараёнларига бошқача ёндашув ҳамда эътибор билан қарала бошланди. Ушбу жараён электрон ўқув-услубий мажмуалар, шу жумладан электрон ўқув адабиётлари - электрон дарсликлар, видео ва аудио кассеталар, компьютер дастурлари, телевизион ва радио ўқув курслари билан уйғунлашиб бормоқда. Бу жараёнда ўқитиш ўқувчининг кўпроқ ички имкониятлари, интеллектуал потенциали, ахборотни қабул қилиш ва ўзлаштириш хусуиятларига бевосита боғлиқ.

Электрон ўқув-услубий мажмуалар мустақил таълим олишни, ижодий фикрлашни, малака ва кўникмаларни шакллантириш орқали ўқув материаллари ва илмий маълумотларни ҳар томонлама чуқур ўзлаштирилишга мўлжалланган бўлиб, ушбу турдаги мажмуалар илмий маълумотларнинг жамланганлиги, кўргазмаларга бойлиги, яъни турли хил анимациялардан фойдаланганлиги, таълим олувчиларнинг ёши ва физиологик хусуиятларини ҳисобга олганлиги жиҳатидан анъанавий ўқув адабиётларидан афзалроқдир[3].

Таълим муассасалари учун тайёрланадиган электрон ўқув адабиётларда матнлар жозибали, таъсирли шаклда баён этилиши, асосий тушунча ва таърифлар аниқ ва равшан ёзилиши, шу билан бир қаторда фойдаланувчиларнинг билимларини назорат қилиш имкониятига эга бўлиши лозим [1-4].

Электрон ўқув-методик мажмуалар - замонавий ахборот технологиялари муҳитида ўқитишнинг дидактик, дастурий ва техник интерактив мажмуасидан ташкил топади ва улар ўқув материалларини компьютер технологиялари ҳамда аудио-видео воситалар асосида яратиш, тизимлаштириш, сақлаш, қайта ишлаш ва улардан фойдаланиш имкониятини берувчи манбадир.

Электрон ўқув-методик мажмуаларнинг таркибий қисмлари тузилишининг модуллилиги, мазмунининг тўлақонлиги, мантиқий баён этилганлигил ўқув материалларини ўрганиш бўйича йўриқномага эгалиги, назорат топшириқларининг мавжудлиги, изоҳли луғат ва манбалар рўйхатининг тавсия этилганлиги каби талабларга жавоб бериши керак.

Электрон дидактик мажмуаларни яратишда электрон ўқув қўлланмалари таркибан асосий мазмунни ёритиши ва уни изоҳлаш учун қўшимча ўқув ахборотларини олиш бўйича гипермурожаатлар берилганлигил ўқув материалларини таркибий тузилмасини шакллантиришда модул тизимидан фойдаланилишил мустақил таълимни ташкил этиш ва ўқув материалларини ўрганиш бўйича батафсил йўриқноманинг келтирилишил назорат

[1]*Куланов Икром Бурхонович* – преподаватель кафедры Высшей математики, Джизакский политехнический институт, Узбекистан.

[2]*Неъматов Аслиддин Раббимкулович* – преподаватель кафедры Высшей математики, Джизакский политехнический институт, Узбекистан.

топшириқлари, ўз-ўзини текшириш саволлари, тест топшириқларининг бўлиши инобатга олиниши зарур.

Электрон ўқув ресурслар Internet Explorer ва Netscape браузерларининг асосий турлари билан муносиб, хатосиз ишлаши керак.

Фойдаланилган адабиётлар

1. Бегимқулов У.Ш. Олий таълим муассасаларининг ягона ахборот маконини ташкил этиш ва уни ривожлантириш истиқболлари //Халқ таълими жур. № 4, 2006 - 4-7 бетлар.
2. Жўраев Р.Ҳ., Тайлақов Н.И., Расулова Г.А. Узлуксиз таълим тизими учун электрон ўқув қўлланмалар яратишга оид илмий–методик талаблар//Узлуксиз таълим. –2005. –№2. –Б. 14–27.
3. Джураев Р.Ҳ., Тайлаков Н.И., Маргарита Ц.Н. Создание электронных учебников: *теория и практика*. Государственное научное издательство «Ўзбекистон миллий энциклопедияси» –Т.: - 2007. -192 с.
4. Рўзимуродов О.Н., Ҳамдамов Р.Ҳ. Электрон ўқув нашрларни яратишда уларнинг мослашувчанлигини ошириш. «Фан ва таълимда ахборот-коммуникация технологиялари» Республика илмий-техник конференциясининг материаллари. Тошкент. 6-7 апрел 2006 й.

© И.Б. Куланов, А.Р. Неъматов, 2018

UDC 378

THE REQUIREMENT TO CREATION ELECTRONIC EDUCATIONAL – METHODICAL COMPLEXES FOR SYSTEM OF CONTINUOUS EDUCATION

I.B. Kulanov, A.R. Nematov

Abstract. In this paper it is described the requirement to creation electronic educational-methodical complexes for system of continuous education.

Keywords: continuous education, educational-methodical complex.

© I.B. Kulanov, A.R. Nematov, 2018

Информация для авторов

Журнал «Ученый XXI века» выходит ежемесячно.

К публикации принимаются статьи студентов и магистрантов, которые желают опубликовать результаты своего исследования и представить их своим коллегам.

В редакцию журнала предоставляются **в отдельных файлах** по электронной почте следующие материалы:

1. Авторский оригинал статьи (на русском языке) в формате Word (версия 1997–2007).

Текст набирается шрифтом Times New Roman Cyr, кеглем 14 pt, с полуторным междустрочным интервалом. Отступы в начале абзаца – 0, 7 см, абзацы четко обозначены. Поля (в см): слева и сверху – 2, справа и снизу – 1, 5.

Структура текста:

- **Сведения об авторе/авторах:** имя, отчество, фамилия.
- **Название статьи.**
- **Аннотация** статьи (3-5 строчек).
- **Ключевые слова** по содержанию статьи (6-8 слов) размещаются после аннотации.
- **Основной текст статьи**.

Страницы **не нумеруются**!

Объем статьи – не ограничивается.

В названии файла необходимо указать фамилию, инициалы автора (первого соавтора). Например, **Иванов И.В. статья.**

Статья может содержать **любое количество иллюстративного материала**. Рисунки предоставляются в тексте статьи и обязательно в отдельном файле в формате TIFF/JPG разрешением не менее 300 dpi.

Под каждым рисунком обязательно должно быть название.

Весь иллюстративный материал выполняется оттенками **черного и серого цветов**.

Формулы выполняются во встроенном редакторе формул Microsoft Word.

2. Сведения об авторе (авторах) (заполняются на каждого из авторов и высылаются **в одном файле):**

- имя, отчество, фамилия (полностью),
- место работы (учебы), занимаемая должность,
- сфера научных интересов,
- адрес (с почтовым индексом), на который можно выслать авторский экземпляр журнала,
- адрес электронной почты,
- контактный телефон,
- название рубрики, в которую необходимо включить публикацию,
- необходимое количество экземпляров журнала.

В названии файла необходимо указать фамилию, инициалы автора (первого соавтора). Например, **Иванов И.В. сведения.**

Адрес для направления статей и сведений об авторе:

uch21vek@gmail.com

Мы ждем Ваших статей! Удачи!