

**ВЕСТНИК МОСКОВСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО
УНИВЕРСИТЕТА ЛЕСА**

ЛЕСНОЙ ВЕСТНИК

**СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЙ
ВЫПУСК «ФИЗИКА»**

Научно-информационный журнал

2004 г. № 3(34)

Координационный совет журнала

Главный редактор
Зам. главного редактора

А.Н. ОБЛИВИН
В.Д. НИКИШОВ

Члены совета

Н.И. КОЖУХОВ
О.Н. НОВОСЕЛОВ
А.К. РЕДЬКИН
Е.И. МАЙОРОВА
О.А. ХАРИН
В.С. ШАЛАЕВ
А.С. ЩЕРБАКОВ
С.Н. РЫКУНИН

Ответственный секретарь

Е.А. РАСЕВА



Номер подготовили:

Ответственный секретарь
Редактор
Набор и верстка

Е.А. ПАСЕВА
Л.В. АРХАРОВА
М.А. ЗВЕРЕВ

Оригинал-макет подготовлен в редакторе Microsoft Word 2000.

Журнал зарегистрирован Министерством РФ по делам печати, телерадиовещания и средств массовых коммуникаций.

Свидетельство о регистрации журнала «Вестник Московского государственного университета леса – Лесной вестник» ПИ № 77-12923 от 17.06.2002.

Перепечатка и воспроизведение полностью или частично текстов и фотографий журнала «Вестник Московского государственного университета леса – Лесной вестник» – только с письменного разрешения издательства.

© Московский государственный университет леса, 2004

Лицензия ЛР № 020718 от 02.02.1998.

Лицензия ПД № 00326 от 14.02.2000.

Подписано к печати .07.2004.
Объем 26,25 п. л.

Тираж 500 экз.
Заказ №

Издательство Московского государственного университета леса.
141005, Мытищи-5, Московская обл., 1-я Институтская, 1, МГУЛ.
Телефоны: (095) 588-57-62, 588-53-48, 588-54-15, факс (095) 588-51-09

СОДЕРЖАНИЕ

Физика

Зверев В.Н., Харченко В.Н.	<i>Особенности физических процессов в плазменных мегаваттных центрифугах</i>	6
Суханов А.Д.	<i>О четырех актуальных проблемах современной термодинамики</i>	8
Нечинская Л.И.	<i>Опыт практического освоения базовых идей курса «концепции современного естествознания» студентами экономических специальностей МГУЛ</i>	11
Галкин Ю.С., Нечинская Л.И., Стрюков С.А.	<i>Теоретическая и экспериментальная оценки влияния нелинейности комплексной диэлектрической восприимчивости воздуха на оптические импульсы с гауссовой огибающей</i>	15
Галкин Ю.С., Нечинская Л.И., Стрюков С.А.	<i>Обработка информации при лазерной локации спутников с учетом влияния дисперсионной нелинейности показателя преломления воздуха</i>	21
Шалаев В.С., Шмаленюк А.С.	<i>Космические радиолокационные системы нового поколения для глобального и регионального мониторинга лесных экосистем</i>	27
Илларионов Г.П., Шалаев В.С., Шмаленюк А.С.	<i>О возможностях использования космических снимков высокого разрешения оптического диапазона в задачах определения биометрических характеристик бореальных хвойных лесов</i>	36
Мотулевич А.В., Мотулевич В.П.	<i>Конвективный теплообмен при гомогенной равновесной химической реакции</i>	39
Завитаев Э.В., Юшканов А.А.	<i>Поглощение электромагнитного излучения неоднородной сферической частицей</i>	42
Саврухин А.П.	<i>Закономерности в спектре масс элементарных частиц</i>	48
Саврухин А.П.	<i>Статистический метод в энергетике распадов элементарных частиц</i>	55
Зверев Н.В.	<i>Регуляризованная модель фермионов с дополнительным суммированием диаграмм в дискретном пространстве-времени</i>	85
Зверев Н.В.	<i>Исследование решеточной $U(1)$ модели фермионов двумя алгоритмами</i>	87
Зверев Н.В.	<i>Нулевые импульсные моды и корреляционные функции в модели фермионов на решетке</i>	92
Нечинская Л.И.	<i>Исследование физических механизмов приповерхностного плазмообразования</i>	95
Троицкий С.Р.	<i>Теоретические основы передачи электроэнергии постоянного тока в автономных энергетических установках</i>	99
Козлов И.П.	<i>Особенность решения задачи дифракции электромагнитных волн на бесконечно тонком идеально проводящем круглом диске</i>	108
Козлов И.П.	<i>Дифракция электромагнитных волн на двух соосных идеально проводящих телах вращения: диске и сфере</i>	116
Дордус И.Д., Козлов И.П., Кюркчан А.Г.	<i>Взаимодействия электромагнитного излучения с холодной плазменной струей электрореактивного двигателя космического аппарата</i>	121

Кузнецова Е.А., Полякова И.Б., Малышев А.А., Караваев В.А., Солнцев М.К.	<i>Флуоресцентные показатели листьев бобов при обработке семян регуляторами роста</i>	128
Гунар Л.Э., Мякинников А.Г., Караваев В.А., Полякова И.Б., Солнцев М.К., Кузнецова Е.А.	<i>Изменения флуоресцентных и физиологических показателей растений ячменя под действием эпина, циркона и гиббереллина</i>	132
Кузнецова Е.А.	<i>Гистерезис флуоресценции листьев растений при их нагревании и охлаждении</i>	136
Харченко В.Н., Кузнецова Е.А., Кузнецова Л.Д., Батов И.П.	<i>Воздействие лазерного облучения на жизнеспособность стеблевых черенков древесных и кустарниковых растений</i>	139
Григал И.П., Громова А.В., Агафонов И.Н., Пятаков А.П., Жданов А.П., Сухов В.Г.	<i>Измерение вязкости жидкостей камертонно–зондовым методом</i>	142
Григал И.П., Попкова А.В., Пятаков А.П., Погребняк А.А., Сухов В.Г.	<i>Компьютерное моделирование и изготовление дифракционных оптических элементов и голограмм</i>	148
Сухов В.Г., Дзябура Е.С., Бородина М.И., Медведев А.С., Григал П.П.	<i>Применение дифракции света для исследования некоторых биологических объектов</i>	154
Гончаренко А.И., Пахомова Е.Е., Короткина М.Р.	<i>Компьютерные исследования минисердец</i>	159
Тутурин С.В., Короткина М.Р.	<i>Влияние масштабного фактора на прочность древесины</i>	186
Гольцов Н.А.	<i>Алгоритмы расчетных схем исключения неизвестных для решения систем алгебраических линейных уравнений (САЛУ). Новые расчетные схемы для многопроцессорных вычислительных систем</i>	195

ВВЕДЕНИЕ

Редакция предлагает очередной (третий по счету) специализированный тематический выпуск журнала, знакомящий читателей с научными направлениями кафедры физики МГУЛ. Предыдущие выпуски (№ 2, 2000 г. и № 1, 2002 г.) включали труды преподавателей кафедры физики и ее филиалов, они получили высокую оценку специалистов.

В этом номере представлены новые работы в традиционных для кафедры направлениях: физика плазмы, теплофизика, радиофизика, физические методы и средства экологического мониторинга (включая космические методы).

Новые результаты получены в исследованиях фундаментальных проблем строения материи профессором А.П. Саврухиным, в квантовой физике доцентом Н.В. Зверевым, в работах по биотехнологиям профессором М.Р. Короткиной с коллегами из МГУ им. Ломоносова и других организаций, занимающихся исследованиями тонких, неизвестных ранее, особенностей биологических объектов.

Новым для кафедры является направление, представленное доцентом кафедры физики МГУЛ Э.В. Завитаевым и профессором МГПУ А.А. Юшкановым, связанное с исследованием защиты поверхностей от обнаружения их локаторами электромагнитного излучения.

В номер включены также работы преподавателей подшефного МГУЛ колледжа г. Сергиева Посада с коллегами из других научных и учебных организаций.

В работах этого выпуска продолжается достойная одобрения политика кафедры тесного научного сотрудничества с учеными ведущих научных центров страны. Среди авторов статей представители НИИ, высших учебных заведений и средних учебных заведений Москвы, Подмосковья и зарубежных стран.

Главный редактор журнала
президент МГУЛ

А.Н. ОБЛИВИН

ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННЫХ МЕГАВАТТНЫХ ЦЕНТРИФУГАХ

В.Н. ЗВЕРЕВ, *проф. каф. физики МГУЛа, д-р физ.-мат. наук,*
 В.Н. ХАРЧЕНКО, *проф., зав. каф. физики МГУЛа, д-р техн. наук*

Устройства с вращением плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях являются весьма перспективными в плазмохимической и плазменно-изотопной технологиях [1]. При применении в плазмохимии в одном компактном вихревом реакторе происходят и плазмохимические реакции и пространственное разделение получаемых продуктов, что позволяет исключить малопродуктивные блоки газоразделения и закалки. Плазменная центрифуга для разделения изотопов является более эффективной, чем механическая центрифуга из-за большой скорости вращения плазмы и надежности неподвижного канала.

Практический интерес представляют излагаемые далее сведения о физических процессах в экспериментальной плазменной центрифуге с вращением плазмы разных газов в радиальном электрическом и продольном магнитном полях при импульсном газовом разряде мощностью 1–10 МВт. Процессы магнитной газодинамики, тепло-, массо- и электрообмена в данной плазменной центрифуге являются взаимосвязанными. Параметры каждого из этих процессов весьма чувствительны к изменению характеристик других процессов.

Рассматриваемая плазменная центрифуга [2, 3] представляет собой разрядную камеру в виде цилиндрического корпуса диаметром 30 см и длиной 54 см, торцевые отверстия которого закрыты плоскими изоляторными стенками. Внутри корпуса симметрично возле каждой торцевой стенки расположены по два металлических электрода: катоды в виде двух стержней диаметром 4 см и длиной 8 см и аноды в виде двух колец диаметром 18 см и длиной 2 см. При газовом разряде линии магнитной индукции, касательные к этим двум стержням и двум

кольцам, находятся под их потенциалами, образуя «плазменные катод и анод».

Во вращающейся плазме целесообразно выделить следующие области с существенно разными процессами и пространственными профилями скорости, плотности, температуры, потенциала и плотности электрического тока:

- осевая область между стержнями с постоянным потенциалом в ней $\varphi_1 = 0$;
- основная область ускорения плазмы амперовой силой между цилиндрическими «плазменными катодом и анодом» с разностью потенциалов между ними $\varphi_1 - \varphi_2 = 1 - 4$ кВ;
- периферийная область между цилиндрическими поверхностями с одинаковыми потенциалами $\varphi_2 = \varphi_3$ с торможением плазмы амперовой силой;
- два плоских гартмановских пограничных слоя толщиной 1–2 см возле изоляторных стенок на торцах канала.

В результате теоретических [4] и экспериментальных [2, 3] исследований данной плазменной центрифуги установлены следующие особенности и характеристики взаимосвязанных различных процессов в таких устройствах:

1. Разрядный ток величиной 1–3 кА протекает в радиальном направлении, в основном, в двух гартмановских пограничных слоях на торцах канала. Плотность плазмы в указанных слоях равна $0,2 \text{ г/м}^3$, что в 100 раз больше плотности в основной области. Наряду с первичным вращательным движением плазмы со скоростью в основной области $v_\varphi = 5-50 \text{ км/с}$ имеется вторичная конвекция плазмы вдоль оси канала и в радиальном направлении со скоростью в гартмановских слоях $v_r = 0,1 v_\varphi$.

2. Доли концентрации легкого изотопа или продукта плазмохимической реакции

(Л) вблизи оси канала и тяжелого изотопа или продукта (Т) на периферии увеличиваются с ростом числа Маха M для азимутальной скорости плазмы по следующей формуле для коэффициента разделения по массам:

$$\alpha = \frac{n_{T2}(1-n_{r1}/n_1)n_1}{n_{T2}(1-n_{r2}/n_2)n_2} = \exp\left(\frac{2(m_T - m_E)}{m} \int_{r_1}^{r_2} \frac{M^2}{r} dr\right),$$

где n_T, n_L, m_T, m_L – концентрация и масса атомов тяжелой и легкой фракций;

n_1, n_2 – концентрация плазмы на расстоянии r_1 и r_2 от оси канала: $n_1 = n_{T1} + n_{L1}, n_2 = n_{T2} + n_{L2}$;

$M = v_\phi (m / \gamma k (T + T_e))^{1/2}, m = (m_T n_T + m_L n_L) / (n_T + n_L)$;

T – температура атомов и ионов;

T_e – температура электронов;

γ – показатель адиабаты;

k – постоянная Больцмана.

Вторичная конвекция плазмы со скоростями v_r и v_z увеличивает значение коэффициента разделения α , но это увеличение становится существенным только когда длина канала в несколько раз превышает его диаметр.

3. Большие значения скорости вращения плазмы v_ϕ приводят к большему нагреву атомов и ионов за счет увеличения вязкой диссипации, определяемой как

$$\eta \left(r \frac{d}{dr} \left(\frac{v_\phi}{r} \right) \right)^2,$$

где η – вязкость.

В работе [4] рассмотрена теоретическая модель взаимосвязанных физических процессов в трех областях полностью ионизованной плазмы в данной центрифуге. В систему уравнений модели включены по две проекции уравнения движения и обобщенного закона Ома, а также уравнение энергии ионов с учетом вязкой диссипации. На основе этой модели рассчитаны радиальные профили скорости вращения, силы тока, потенциала и температуры ионов в трех областях плазмы аргона. На рис. 1 приведены профили скорости и температуры ионов, полученные расчетом и в результате измерений методами электромографии в эксперименте [3]. Расчет-

ные зависимости согласуются с экспериментальными профилями. В основной области скорость $v_\phi = 10-20$ км/с, температура ионов $T_i = 100000-140000$ К, а электронов $T_e = 30000$ К, вязкая диссипация достигает 100 МВт/м³.

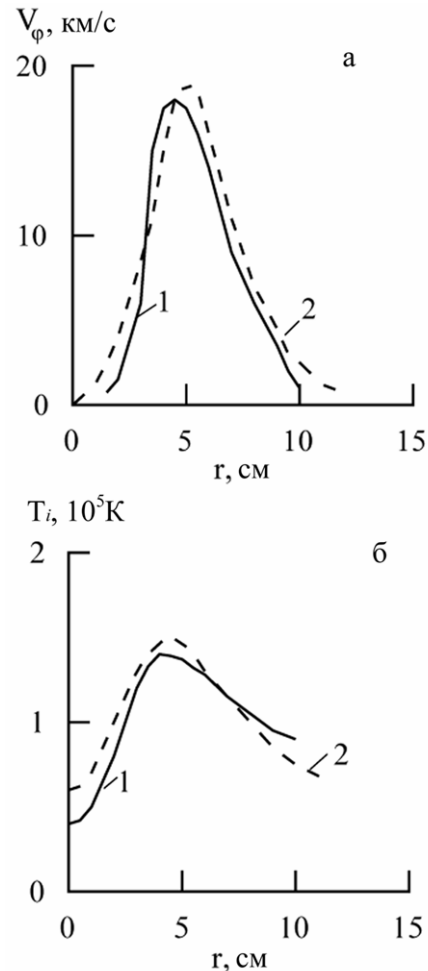


Рис. 1. Радиальные профили (а) скорости вращения плазмы и (б) температуры ионов аргона: 1 – эксперимент [3], 2 – расчет

4. Огромное значение вязкой диссипации в рассматриваемой плазменной центрифуге ограничивает рост числа M и коэффициента разделения α . Уравнение энергии атомов и ионов в центрифуге с учетом вязкой диссипации в безразмерном виде принимает вид

$$\langle M \rangle^2 = 0,9 + \frac{10^{-2}(T/T_e)^{3/2}}{A^{1/2}Kn^2},$$

где $\langle M \rangle$ – среднее по поперечному сечению канала число M ;

T – температура атомов и ионов;

A – атомная масса газа;

Kn – число Кнудсена: $Kn = \lambda / (r_2 - r_1)$;

λ – средняя длина свободного пробега атомов и ионов.

Результаты эксперимента [2] для вращающейся плазмы разных газов (Ar, Kr, Xe), обработанные Зверевым В.Н., подтверждают это теоретическое уравнение для $\langle M \rangle$ в диапазоне величин $M = 1-3$, $A = 40-131$, $T/T_e = 3-10$, $Kn = 0,02-0,2$ (рис. 2).

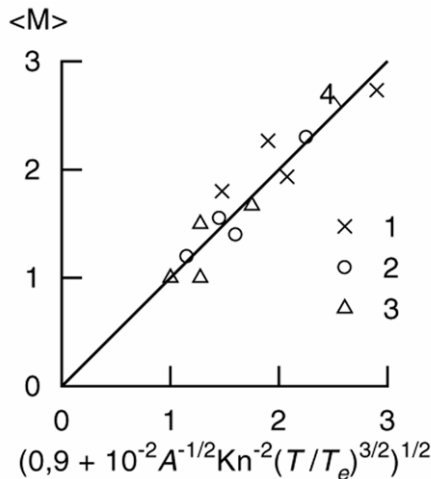


Рис. 2. Значения среднего числа $\langle M \rangle$ во вращающейся плазме: 1, 2, 3 – эксперимент [2]: 1 – Ar, 2 – Kr, 3 – Xe; 4 – расчет

5. В данной центрифуге в случае плазмы водорода 85 % подводимой мощности отводится в изоляторные стенки на торцах канала с плотностью теплового потока $q = 200-500$ МВт/м². Уравнение для теплового

потока в эти стенки в безразмерном виде имеет вид

$$St = \frac{1,6}{\langle M \rangle} + \frac{1}{Bo},$$

где St – число Стэнтона;

Bo – число Больцмана: $St = q / (1,5n\nu_\phi k (T - T_w))$, $Bo = q / (q_v St)$;

T_w – температура стенки;

q_v – плотность радиационного теплового потока.

Эта зависимость согласуется с данными эксперимента.

Полученные данные предназначены для применения при разработке и оптимизации плазменных центрифуг и вихревых плазмохимических реакторов.

Список литературы

1. Коробцев С.В., Русанов В.Д. Плазменная центрифуга – плазмохимический реактор нового типа // Плазмохимия-87. – М.: Ин-т нефтехимического синтеза АН, 1987. – С. 95–144.
2. Болдырев В.Р., Полуэктов Н.П., Харченко В.Н. Экспериментальное исследование динамики процессов в импульсной плазменной центрифуге // Физика плазмы. – 1985. – Т. 11. – Вып. 4. – С. 425–429.
3. Poluektov N.P., Efremov N.P., Kharchenko V.N., Tsargorodtsev Yu.P. Experimental study of plasma flow and mass separation in a pulsed plasma centrifuge / Proceedings of 10th Intern. Heat Transfer Conf. – Brighton, UK, 1994. – V.7. – P. 367–371.
4. Kharchenko V.N., Zverev V.N. Plasma vortex devices characteristics under the heat transfer of high intensity / Proceedings of the Intern. Symposium Heat Transfer Enhancement in Power Machinery. – Moscow, 1995. – Part 2. – P. 189–192.

О ЧЕТЫРЕХ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМАХ СОВРЕМЕННОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

А.Д. СУХАНОВ, *каф. физики МГУЛа*

Традиционные представления о термодинамике довольно противоречивы. Существует весомое мнение (А. Эйнштейн, А. Эддингтон и др.), согласно которому термодинамика – самая фундаментальная теория в физике. Однако в наши дни многие относятся к ней как к некой натурфилософии, поскольку

ку в ее основе лежат начала, воплощенные в словесных формулировках и не подкрепленные развитым математическим аппаратом.

Развитие физики 75 лет назад привело к созданию новых великих теорий, пришедших на смену механике, электродинамике и теории тяготения. Единственная теория,

не изменившая своего облика за последние 100 лет – это термодинамика. Ныне вопрос о ее обобщении поставлен в повестку дня.

К этому есть несколько оснований. Во-первых, многие результаты последних лет свидетельствуют о том, что описание природы на макроуровне не сводится к ее описанию на микроуровне, а является вполне самостоятельным. Достаточно сослаться на мнение по этому вопросу Нобелевского лауреата Р. Лафлина (его лекция в июне 2003 г. в Санкт-Петербурге называлась «Конец редукционизма»), известного математика Б. Мандельброта (автора геометрии фракталов), академика В.А. Фока и других ученых. Во-вторых, стремление к развитию нанотехнологий и к использованию сверхнизких температур поставило вопрос о справедливости стандартных выводов термодинамики в условиях, когда масштабы отклонений макропараметров за счет тепловых флуктуаций сравнимы с их средними значениями. В-третьих, к открытым квантовым системам довольно давно и успешно применяется термодинамическое описание, которое прежде не использовалось. Наиболее известный пример – термодинамика черных дыр. Более того, поскольку области температур, в которых наблюдаются квантовые и тепловые флуктуации, часто перекрываются, появилась потребность в их совместном описании. В-четвертых, до сих пор отсутствует последовательная теория, объединяющая равновесную и неравновесную термодинамику.

В итоге, в последние десятилетия значительно возрос интерес к развитию термодинамики как таковой. Свидетельством тому служит продолжающаяся серия конференций по нестандартной термодинамике и появление новой серии «Квантовые пределы второго начала». Выделим ряд серьезных проблем, получивших сегодня значительный резонанс.

Первая проблема. Термодинамика является самостоятельной наукой, не зависящей от модельных представлений о структуре физических систем. Поэтому необходимо дать формулировку всем ее началам и понятиям без каких-либо ссылок на микро-

описание. Особого внимания требует нулевое начало, фиксирующее понятие теплового равновесия и его характеристику – температуру. Температура – это первая величина в истории физики, которая относится к физической системе в целом, а не к ее отдельным частям, и потому она в принципе не может быть выражена через характеристики подсистем. Таким образом, идея целостности состояния системы, получившая развитие в квантовой динамике, была заложена уже в классической термодинамике.

Вторая проблема состоит в необходимости пересмотра сложившихся представлений о взаимосвязи статистической механики и термодинамики. Традиционное убеждение в том, что все понятия и соотношения равновесной термодинамики можно вывести из распределения Гиббса, сегодня подвергаются критике. Прежде всего, температура в нем является формальной величиной, выступая в качестве модуля распределения. Кроме того, известные выводы законов термодинамики из статистической механики обоснованы только в термодинамическом пределе, когда предполагается, что объем системы и число частиц в ней стремятся к бесконечности. Но в этом пределе отсутствуют какие-либо тепловые флуктуации, так что в лучшем случае удастся вывести и обосновать некоторые понятия и соотношения только классической термодинамики Клаузиуса, в которой вообще не рассматриваются тепловые флуктуации, реально наблюдаемые на опыте. Более того, из статистической механики не следуют другие статистические теории, описывающие броуновское движение или диффузию, которые сегодня принято относить к статистической термодинамике как отдельному разделу теоретической физики.

Третья проблема. Еще в 1904 году Эйнштейн предложил обобщить нулевое начало термодинамики и допустил, что в состоянии теплового равновесия возможны флуктуации температуры. Это положило начало развитию статистической термодинамики, в которой все макропараметры способны флуктуировать, а начала термодина-

мики и другие известные соотношения справедливы только для их средних значений. Следует подчеркнуть, что сам термин «статистическая термодинамика» иногда трактуется узко как термодинамика, основанная на статистической механике. На самом деле, статистическая термодинамика в отличие от статистической механики дает вероятностное описание непосредственно в пространстве макропараметров. Хотя их результаты для средних значений совпадают, флуктуации макропараметров надежно описываются только в статистической термодинамике. Необходимо добавить, что ныне в эксперименте вполне достижима область температур, в которой отклонения температуры подсистемы сравнимы с ее средним значением.

Все это делает вопрос о пределах применимости стандартной термодинамики весьма актуальным. Были установлены также ограничения на флуктуации сопряженных макропараметров, имеющие вид соотношений неопределенностей, отличных от тех, что известны в квантовой динамике. В связи с этим созрели условия для создания последовательной статистической термодинамики, описывающей тепловые флуктуации как вблизи равновесия, так и вдали от него.

Четвертая проблема. В микроописании все более утверждается мнение, что в природе изолированные системы отсутствуют. Появилась возможность использовать термодинамический язык для описания чисто квантовых открытых систем, в том числе помещенных в термостат. Начало этому положил в 1932 году Ф. Блох, рассмотревший квантовый осциллятор в тепловом равновесии. При приближении температуры термостата к абсолютному нулю такой осциллятор продолжает оставаться открытой системой, подвергаясь воздействию вакуума, т. е. «холодного» термостата.

Это позволяет говорить о возможности обобщения термодинамических понятий и начал на открытые квантовые системы. Создание теории, в каких-то отношениях объединяющей квантовую динамику и статистическую термодинамику как две неклассические теории, в которых существенны флуктуации физических величин и нетривиальные корреляции между ними, является одной из важнейших проблем современной физики.

Решение сформулированных проблем может вызвать обобщение термодинамики в нескольких направлениях, что приведет к развитию физики в целом. Объединяющим началом на этом пути служат идеи Планка и Эйнштейна о фундаментальной роли постоянных Больцмана и Планка как равноправных характеристик двух типов неконтролируемого воздействия окружения на систему, формирующего ее состояние. Ими было фактически введено понятие эффективной температуры системы, как фундаментальной характеристики теплового равновесия в условиях контакта как с горячим, так и с «холодным» термостатом. Есть все основания полагать, что в ближайшие 10–15 лет создание теории, в которой центральную роль будет играть эффективная температура Планка-Эйнштейна, окажется в центре внимания физиков и потребует активного участия многих молодых исследователей.

Список литературы

1. Рудой Ю.Г., Суханов А.Д. Успехи физических наук, 2000. – № 12. – С. 1265–1296.
2. Суханов А.Д. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2001. – № 5. – С. 1177–1221.
3. Bashkirov A.G., Sukhanov A.D. Physica A 305, 2002. – № 1–2, P. 277–281.
4. Суханов А.Д. Теоретическая и математическая физика 132, 2002. – №3. – С. 449–468.

ОПЫТ ПРАКТИЧЕСКОГО ОСВОЕНИЯ БАЗОВЫХ ИДЕЙ КУРСА «КОНЦЕПЦИИ СОВРЕМЕННОГО ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ» СТУДЕНТАМИ ЭКОНОМИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ МГУЛа

Л.И. НЕЧИНСКАЯ, доц. каф. физики МГУЛа, канд. техн. наук

Два подхода к курсу «Концепции современного естествознания»

Дисциплина «Концепции современного естествознания» (КСЕ) является обязательной для студентов экономических, юридических и гуманитарных специальностей российских вузов. В 2000 году Министерство образования Российской Федерации утвердило две примерные программы, содержание которых реализует два различных подхода к предмету КСЕ, существующих в настоящее время.

Первый подход, представленный в программе авторов академика РАН В.С. Степина, старшего научного сотрудника Института физики РАН В.Г. Буданова и доцента МГУ О.П. Мелеховой, отражает широко распространенную точку зрения о том, что дисциплина КСЕ является продуктом междисциплинарного синтеза [1, 4].

Авторы подчеркивают, что идея курса состоит в передаче гуманитариям элементов естественнонаучной грамотности и представлений об основополагающих концепциях различных естественных наук, складывающихся в единую картину мира (природы и человека как части природы) на основе научных достижений, смены методологий, концепций и парадигм в общекультурном и историческом аспектах. Именно в этом ключе составлено большинство существующих учебников по КСЕ [5-12]. В этих учебниках излагаются достижения отдельных естественных наук и практически не делается попыток выделить те идеи и принципы, которые являются общими для наук о природе. Поэтому изучение КСЕ в соответствии с данной программой, безусловно, повышает осведомленность студентов в вопро-

сах истории и содержания основных концепций физики, химии и биологии, однако методологически не обеспечивает осознания путей получения знаний о природе и формирования целостного представления о ней.

Вторая программа составлена профессором РУДН, доктором педагогических наук О.Н. Голубевой, профессором ННГУ, доктором медицинских наук Н.А. Добротиной и профессором МГУ, доктором физико-математических наук А.Д. Сухановым [2]. Издан единственный соответствующий этой программе учебник [3] (лауреат Всероссийского конкурса учебников нового поколения в номинации «Современное естествознание для гуманитарных направлений», проводившегося в 1999 году). Авторы отмечают, что естествознание является особым феноменом мировой культуры, самостоятельной наукой со своим предметом и методами исследования. Концептуальный каркас целостной естественнонаучной картины мира строится на базе трансдисциплинарных идей, единых для всех естественных наук. Основное внимание уделено роли мысленной позиции исследователя – приверженности классической или неклассической стратегиям мышления в процессе получения знания. В этой связи целью изучения курса КСЕ ставится не только активизация интереса студентов к познанию природы, но и овладение ключевыми стратегиями мышления, подсказанными природой. Сфера применения научной рациональности, выработанной в естествознании, охватывает все направления познавательной деятельности человека. Разделяя данную точку зрения, приходим к пониманию безусловной эвристической ценности и плодотворности именно этого

новаторского подхода при его реализации в процессе преподавания курса КСЕ студентам всех специальностей.

**Практические занятия по курсу КСЕ:
обзор существующих методик
и опыт их применения в
педагогической практике**

Будучи введенным в учебные программы более десяти лет назад, курс КСЕ все еще находится на этапе своего становления в части наличия приемлемых практических приложений, которые бы способствовали усвоению студентами базовых понятий курса. Традиционный подход, принятый в МГУЛе, подразумевает проведение таких видов практической работы студентов, как лабораторные, расчетно-графические и контрольные работы по решению задач.

*Лабораторный практикум
в курсе КСЕ*

В лабораторном практикуме по курсу КСЕ реализуются сразу две трансдисциплинарные идеи: идея моделирования природы и идея экспериментальной достоверности.

Целью лабораторного практикума является эмпирическое исследование ряда физических явлений и последовательное прохождение всех этапов эксперимента. Выделим пять стадий учебного эксперимента:

1. Теоретическое изучение закономерностей исследуемого явления и постановка задачи.
2. Выбор методики и технических средств, планирование эксперимента.
3. Проведение измерений.
4. Обработка результатов аналитическим или графическим методом, расчет погрешностей.
5. Анализ результатов и выявление их соответствия теоретическим представлениям.

В лабораторных работах, проводимых на базе кафедры физики, представлены такие разделы классической физики как:

«Механика», «Электричество и магнетизм», «Оптика». Так как студентам предлагается исследовать явления природы с позиций классической стратегии мышления, необычайно важным становится уяснение особенностей этой позиции: жесткий детерминизм основных законов, базирующихся на формальной логике, контролируемость воздействия окружения на объект, наглядность результатов.

В методическом пособии [13], изданном для студентов экономических специальностей МГУЛа, дается описание 15 лабораторных работ, обязательной частью каждой из которых является раздел «Теоретические сведения». Студентам предлагается ответить на ряд вопросов, способствующих пониманию концептуальных основ моделирования исследуемого явления.

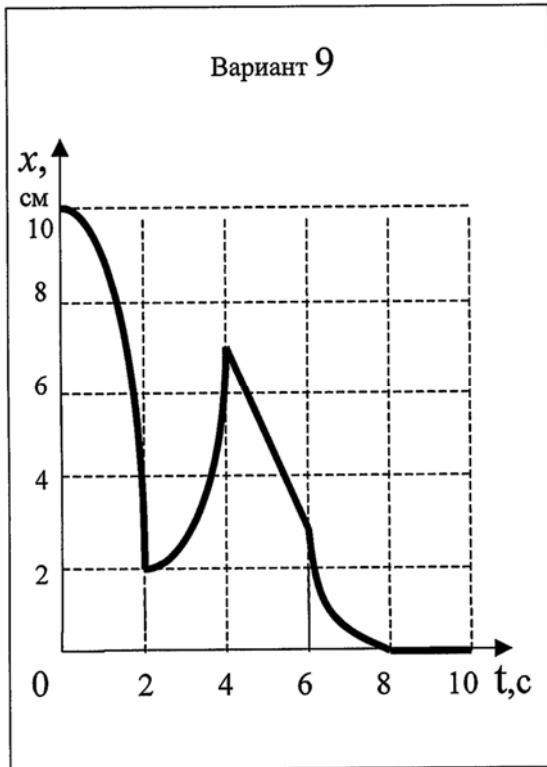
Традиционно, «по умолчанию», детальный анализ базовых понятий курса КСЕ в качестве обязательной части подготовительной работы отсутствовал. Это сосредотачивало усилия студентов в сугубо практической плоскости. Стремясь понять, что и как следует делать при проведении опыта, студенты даже не пытались уяснить место исследуемого явления в естественнонаучной картине мира, а также причины выбора тех или иных методов эксперимента. Практика применения пособия [13] показала, что вдумчивая проработка студентами раздела «Теоретические сведения» приносит им ощутимую пользу, давая ориентиры для осознанной познавательной деятельности. Тем самым выполнение лабораторных работ в курсе КСЕ становится важным звеном в формировании представлений о таких способах получения знаний о природе, как моделирование и эксперимент.

*Расчетно-графические работы
по курсу КСЕ*

Цель выполнения расчетно-графических работ (РГР) при изучении дисциплины КСЕ – теоретически исследовать закономерности, присущие природным явлениям (трансдисциплинарная идея моделирования

объекта в классическом естествознании) и научиться интерпретировать эти закономерности, представленные наглядно – в виде графиков функций.

Автором была разработана и апробирована в педагогической практике РГР (20 вариантов) на тему «Принцип детерминизма в классической механике». Ниже приведено краткое содержание работы и образец варианта задания.



В работе графически задана зависимость координаты от времени для тела известной массы (движение одномерное, на различных участках движение может быть равномерным, равноускоренным или равнозамедленным). Требуется:

1. Записать кинематические уравнения зависимости координаты и скорости от времени с подстановкой рассчитанных по графику численных значений начальной координаты, начальной скорости и ускорения.
2. Изобразить в реальном масштабе графики зависимостей скорости

от времени и ускорения от времени.

3. Провести динамическое описание движения: определить для каждого участка значение действующей силы и закон движения как зависимость импульса от времени.

При подведении итогов выполненной работы надо ответить на вопросы:

1. Какой из способов описания движения учитывает причины, влияющие на характер движения тела? Назовите эти причины.
2. Охарактеризуйте вид детерминизма, реализованный Вами при динамическом описании движения данного тела. Какие математические средства были привлечены?
3. Назовите другие виды детерминизма. Каковы их отличительные особенности и области применения?
4. Охарактеризуйте представления о пространстве и времени, лежащие в основе данного способа описания движения тела.
5. Изобразите зависимость координаты частицы от времени в случае, если время «потечет вспять», т. е. при замене t на $-t$ в уравнении движения. Изменится ли путь частицы? Сделайте вывод о возможности обратимости времени в классической механике.

Таким образом, наряду с практическим освоением методов графического и аналитического моделирования движения объекта, студенты получают возможность проникнуть в сущность одного из фундаментальных принципов естествознания – принципа детерминизма, а также проанализировать свойства пространства и времени, лежащие в основе классического мировоззрения (трансдисциплинарная идея пространственно-временных отношений в природе).

Контрольные работы по курсу КСЕ

Проведение контрольных работ (КР) – действенный способ установить степень усвоения студентами учебного материала. До последнего времени считалось, что КР по курсу КСЕ должна быть составлена из физических задач. Правильно решенные задачи могут означать глубокое понимание студентом сущности физических явлений. Умение решать задачи – важная, но недостаточная предпосылка для восприятия глубоких идей естествознания (тем более, что это умение вырабатывается еще в школе). Исходя из того, что естествознание является самостоятельной наукой, в основе которой лежат особые концепции, принципы и трансдисциплинарные идеи, приходим к пониманию необходимости нового подхода к структуре и организации проведения КР по КСЕ – подхода, не дублирующего принятые в отдельных естественнонаучных дисциплинах стандарты.

Специфика самого предмета КСЕ состоит в том, что его базовые понятия и принципы глубоко методологичны, и их усвоение студентами сопряжено с рядом трудностей. Таковы, например, понятия классической и неклассической стратегий рационального познания, принцип детерминизма, структура пространства и времени, концепция флуктуаций и их корреляций и т. д.

Адекватное восприятие этих идей приходит не сразу, а по мере постепенного (на протяжении многих учебных недель) знакомства студентов с их реализацией в различных естественных науках. Поэтому целесообразно проведение КР по курсу КСЕ в виде домашнего задания.

Автором был разработан и применен для проведения КР т. н. «Вопросник КСЕ». В него вошло 200 вопросов из 10 разделов курса. Последовательность и содержание вопросов таковы, что даже беглое знакомство с текстом вопросника для выбора заданий своего варианта дает полное представление о структуре предмета в целом. В конце каждого вопроса указан перечень литературных источников, имеющихся в библиотеке МГУЛ, с помощью которых можно раскрыть

данную тему. Ряд вопросов, отмеченных знаком (! – «Подумай!») имеет эвристический характер, прямых ответов в литературе не содержится. Например:

– Раскройте роль естествознания в формировании профессиональных знаний на примере Вашей специальности.

– Каким представляется мир человеку, владеющему только классическим или только неклассическим мышлением?

– Каким образом классический детерминизм воплощается в теории электрических и магнитных явлений?

– Раскройте интегрирующую роль релятивистских представлений Эйнштейна в становлении целостной классической картины неживой природы.

– Проведите сравнительный анализ теорий биохимической эволюции и креационизма.

– Каково соотношение гуманитарного и естественнонаучного вкладов в единую картину мира?

Таким образом, в процессе работы над ответами у студентов появляется мощная мотивация для вдумчивого прочтения рекомендованной литературы, поиска дополнительных литературных источников и выработки собственного представления об основных идеях курса КСЕ.

Как показывает опыт проведения вышеописанных КР со студентами экономических специальностей, у студентов могут возникнуть затруднения, связанные с недостаточным пониманием сути обсуждаемых проблем. Так, например, на вопросы о личном вкладе в естествознание выдающихся научных деятелей прошлого и современности, большинство студентов первоначально дает ответ в виде развернутой биографической справки из энциклопедии.

Сложности возникают и там, где требуется охарактеризовать ряд научных теорий с точки зрения их соответствия критериям классической или неклассической стратегий мышления. Как правило, студенты ограничиваются подробным описанием самих теорий, вместо того, чтобы выявить их место в естественнонаучной картине мира и попы-

таться самостоятельно сформулировать прямой ответ на поставленный вопрос. Перецень трудностей можно продолжить, однако их причины в общем ясны – это подмена понятий (количество вместо качества), стремление бегло и с минимальным интеллектуальным усилием написать требуемое. Преодолеть подобные стереотипы – еще одна педагогическая задача, которая вполне может быть решена в практике преподавания данной дисциплины.

В заключение отметим, что в настоящее время количество часов, отведенных в учебном плане на практические занятия по КСЕ, как минимум в два раза ниже необходимого. Поэтому получение студентами знаний пока происходит по типу внешнего воздействия со стороны преподавателя (сценарий: лекции – лаборатория – РГР – КР – экзамен), тогда как более эффективен был бы путь взаимодействия преподавателя и студентов, основанный на принципе обратной связи и немислимый без увеличения доли практических занятий в курсе КСЕ.

Список литературы

1. Примерная программа дисциплины «Концепции современного естествознания». Для направлений: филология, философия, журналистика, история и пр. / В.С.Степин, В.Г.Буданов, О.П. Мелехова; Министерство образования РФ.– М., 2000.
2. Примерная программа дисциплины «Концепции современного естествознания». Для направлений: социология, экономика, архитектура, статистика/ О.Н.Голубева, Н.А.Доброфина, А.Д. Суханов; Министерство образования РФ.– М., 2000.
3. Суханов А.Д., Голубева О.Н. Концепции современного естествознания.– М.: «Агар», 2000.
4. Любичанковский В.А. Методологические проблемы преподавания дисциплины «Концепции современного естествознания». <http://www.orenburg.ru/culture/credo/26/6.html>
5. Карпенков С.Х. Концепции современного естествознания. – М.: Высшая школа, 2003.
6. Грушевицкая С.Г., Садохин А.П. Концепции современного естествознания. – М.: Высшая школа, 1998.
7. Дубнищева Т.Я., Пигарев А.Ю. Современное естествознание: Учеб. пособие. – Новосибирск: ЮКЭА, 1998.
8. Торосян В.Г. Концепции современного естествознания. – М.: Высшая школа, 2000.
9. Горелов А.А. Концепции современного естествознания. – М.: Центр, 1998.
10. Найдыш В.А. Концепции современного естествознания. – М.: Гардарики, 1999.
11. Канке В.А. Концепции современного естествознания. – М.: Логос, 2001.
12. Соломатин В.А. История и концепции современного естествознания. – М.: ПЕР СЭ, 2002.
13. Нечинская Л.И., Солдатов А.В. Концепции современного естествознания. Курс лекций: Учеб. пособие. – М.: МГУЛ, 2001.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТИ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ВОЗДУХА НА ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ С ГАУССОВОЙ ОГИБАЮЩЕЙ

Ю.С. ГАЛКИН, *проф. каф. физики МГУЛа, д-р техн. наук,*
Л.И. НЕЧИНСКАЯ, *доц. каф. физики МГУЛа, канд. техн. наук,*
С.А. СТРЮКОВ, *асп. каф. физики МГУЛа*

Влияние электрических свойств воздуха на различные измерительные процессы, проводимые оптическими методами в земной атмосфере или через нее с космическими объектами, к настоящему времени явля-

ется практически единственным фактором, ограничивающим реализацию предельных инструментальных возможностей современных высокоточных измерительных систем. Наиболее важную роль в этом влиянии игра-

ет комплексная (коэффициенты преломления и поглощения) диэлектрическая восприимчивость воздуха, которая определяет поглощение, преломление, рассеяние, искажение оптических сигналов, приводящих к снижению и даже потере их измерительно-информационных свойств. По этой причине всесторонние исследования взаимодействия среды и сигналов являются актуальными и входят в научные планы как отечественных, так и зарубежных ученых.

Особое внимание в последние годы уделялось уточнению показателя преломления воздуха, которое на данном этапе завершилось разработкой международных резолюций на XXII Генеральной ассамблее МГГС, состоявшейся в Бирмингеме в 1999 году, которая приняла рекомендации по новым уточненным дисперсионным формулам показателя преломления воздуха, области их применения и методам их вычисления [4]. Вместе с тем, с учетом многообразия и сложности физической природы взаимодействия сигналов со средой и наличием еще нерешенных проблем в этих вопросах [5], в указанных резолюциях были приведены рекомендации по перспективным направлениям дальнейших исследований. Предшествующие работы [6], [7] показали, что следующим шагом к эффективному уменьшению погрешностей из-за влияния среды на сигналы является учет нелинейности дисперсии среды как в действительной части диэлектрической восприимчивости (показатель преломления), так и в мнимой (показатель поглощения).

Методу учета влияния нелинейности комплексной диэлектрической восприимчивости на электромагнитные импульсы с гауссовой огибающей и его теоретической и экспериментальной оценке для атмосферных условий посвящена данная работа.

Теоретическое обоснование

Известно [8] что, если излучаемый сигнал с огибающей $A(t)$ и несущей частотой ω_0 может быть представлен математически в виде комплексной функции

$$E_0(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t), \quad (1)$$

то принятый сигнал, прошедший расстояние S , будет описываться интегралом

$$E(t, S) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) \exp \times \\ \times [i(\omega_0 \tau - \omega \tau + \omega t - k(\omega)S)] d\tau d\omega, \quad (2)$$

где свойства среды распространения представляются через комплексный волновой вектор $k(\omega)$, причем действительная часть волнового вектора описывает фазовую характеристику среды, а мнимая часть – абсорбционную (поглощательную). Разлагая в ряд Тейлора относительно степеней $\Omega = (\omega - \omega_0)$, получим с учетом коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ и фазового коэффициента $\beta(\omega)$ соотношение

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega_0)\Omega + \\ + 0,5k''(\omega_0)\Omega^2 + \dots = \beta(\omega_0) + \\ + \beta'(\omega_0)\Omega + 0,5\beta''(\omega_0)\Omega^2 + \dots \quad (3) \\ \dots + i\alpha(\omega_0) + i\alpha'(\omega_0)\Omega + \\ + i0,5\alpha''(\omega_0)\Omega^2 + \dots$$

Все предшествующие предложения дисперсионных соотношений, включая последние рекомендации XXII Генеральной Ассамблеи МГГС, основаны на допущении, что

$$\beta''(\omega) \equiv 0 \text{ и } \alpha(\omega) \equiv 0,$$

которые вводят границы применимости указанного допущения в виде неравенств, эквивалентных условиям

$$\beta'(\omega_0)\Omega \gg 0,5\beta''(\omega_0)\Omega^2, \\ \alpha(\omega_0) \gg \alpha'(\omega_0)\Omega,$$

позволяющих получить известные формулы для группового показателя преломления.

Однако в реальной атмосфере глубина неравенств и, следовательно, погрешность различна на различных участках спектра, но зависимость величины погрешности стандартных формул от глубины неравенств не приводится.

Ранее отмечалось [1], что в общем виде с комплексным показателем интеграл (2) однозначно вычислить не удастся. В то же время, для оптической несущей с гауссовой огибающей такая зависимость может быть получена с учетом вторых производных комплексного волнового вектора. Это

позволит оценить возникающие новые особенности распространения сигнала.

Действительно, если принять форму огибающей лазерного импульса на частоте ω_0 гауссоидой с полушириной τ

$$A(t) = \exp(-2\ln 2 t^2 / \tau^2) \quad (4)$$

и подставить выражения (3) и (4) в (2), то после соответствующих (громоздких) математических преобразований сигнал, поступающий в точку приема, будет иметь вид

$$E(t, S) = A(S) \exp[-1,39 a \tau^{-2} (t - \beta' S + \Theta)^2] \times \exp[-i(\tilde{\omega}(t - \beta' S) + \varphi)], \quad (5)$$

где
$$A(S) = \frac{1}{\sqrt[4]{(1 + 2,78 \tau^{-2} \alpha'' S)^2 + (2,78 \tau^{-2} \beta'' S)^2}} \times \exp\left[-\left(\alpha S + \frac{1,39 \tau^{-2} (\alpha' S)^2}{1 + 2,78 \tau^{-2} \alpha'' S}\right)\right] - \quad (6)$$

амплитуда сигнала;

$$a = \frac{1 + 2,78 \tau^{-2} \alpha'' S}{(1 + 2,78 \tau^{-2} \alpha'' S)^2 + (2,78 \tau^{-2} \beta'' S)^2} - \quad (7)$$

дополнительное изменение амплитуды принятого сигнала из-за дисперсионных свойств среды, которое показывает, что гауссовая форма огибающей сигнала не нарушается, но которое не подчиняется закону Ламберта-Бугера-Бера и может приводить даже к увеличению амплитуды с увеличением расстояния (а не уменьшению) в зависимости от дисперсионных характеристик среды;

$$\Theta = \frac{2,78 \tau^{-2} \beta'' \alpha' S^2}{1 + 2,78 \tau^{-2} \alpha'' S} - \quad (8)$$

время дополнительной групповой задержки, которое может быть положительным или отрицательным в зависимости от дисперсионных свойств среды;

$$\tilde{\omega} = \omega_0 - 2,78 a \tau^{-2} \alpha' S + \frac{3,86 \tau^{-4} \beta'' S (t - \beta' S)}{(1 + 2,78 \tau^{-2} \alpha'' S)^2 + (2,78 \tau^{-2} \beta'' S)^2} - \quad (9)$$

изменение несущей частоты принятого сигнала, состоящей в скачкообразном сдвиге частоты (второе слагаемое) и появлении линейной модуляции внутри импульса (третье слагаемое), что также является важным при конструировании и использовании высокоточных информационно-измерительных систем;

$$\varphi = (\omega_0 \beta' - \beta) S -$$

$$\frac{3,86 \tau^{-4} \beta'' (\alpha' S)^2}{(1 + 2,78 \tau^{-2} \alpha'' S)^2 + (2,78 \tau^{-2} \beta'' S)^2} - \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2,78 \tau^{-2} \beta'' S}{1 + 2,78 \tau^{-2} \alpha'' S} - \quad (10)$$

фазовый сдвиг несущей частоты принятого сигнала, который важен при интерференционных или доплеровских измерениях.

Учитывая роль частотных производных комплексной дисперсионной зависимости можно с уверенностью предполагать, что указанные механизмы влияния среды на распространение сигнала могут иметь большее значение при работе вблизи спектральных линий поглощения, необходимость исследования которых также поставлена в задачах МГГС в 1999 году.

В то же время рабочие длины волн оптических информационно-измерительных систем различного назначения обычно выбираются вдали от полос и линий спектрального поглощения атмосферных компонент, поэтому представляет интерес оценить влияние рассмотренных выше факторов в окнах спектральной прозрачности атмосферы. Принципиальной новизной здесь является появление зависимости результатов от дисперсии коэффициента поглощения (мнимой части восприимчивости), что до настоящего времени не анализировалось, в то время как нелинейность показателя преломления (действительной части восприимчивости) к настоящему времени изучена в достаточной степени [2].

В нашем случае имеется показатель преломления воздуха (например, известная формула Эдлена [9])

$$(n-1) \cdot 10^8 = 8342,13 + \frac{2406030}{130 - \sigma^2} + \frac{15997}{38,9 - \sigma^2},$$

т. е. дисперсионная зависимость действительной части комплексной функции, которая для удобства расчетов может быть представлена как функция частоты, частотная нелинейность которой очевидна,

$$n-1 = 272,613 \cdot 10^{-6} + 4,309 \cdot 10^{-31} \omega^2 + 1,085 \cdot 10^{-66} \omega^4.$$

Тогда коэффициенты реальной части соотношений (3) вычисляются дифференцированием фазового коэффициента, в который входит указанный показатель преломления

$$\beta(\omega) = 90,87 \cdot 10^{-20} \omega + 14,36 \cdot 10^{-52} \omega^3 + 36,17 \cdot 10^{-86} \omega^5, \quad (11)$$

$$\beta(\omega) = 90,87 \cdot 10^{-20} + 43,08 \cdot 10^{-52} \omega^2 + 18,08 \cdot 10^{-85} \omega^4, \quad (12)$$

$$\beta'(\omega) = 86,16 \cdot 10^{-52} \omega + 72,32 \cdot 10^{-85} \omega^3 \quad (13)$$

и мнимая часть соотношений (3) вычисляется с использованием соотношений Крамера-Кронига

$$\chi(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega',$$

где χ – коэффициент экстинкции;

ω' – комплексная частота и интеграл берется в смысле главного значения по Коши [9].

Тогда коэффициенты мнимой части соотношений (3) будут вычисляться по формулам

$$\alpha(\omega) = 1,27 \cdot 10^{-34} \omega^2 + 2,86 \cdot 10^{-66} \omega^4, \quad (14)$$

$$\alpha'(\omega) = 2,54 \cdot 10^{-34} \omega + 11,44 \cdot 10^{-66} \omega^3, \quad (15)$$

$$\alpha''(\omega) = 2,54 \cdot 10^{-34} + 34,32 \cdot 10^{-66} \omega^2. \quad (16)$$

Таким образом, с использованием формул (11–16) можно рассчитать параметры (6–10) для любого оптического импульса с гауссовой огибающей, распространяющегося в воздушной среде, и сравнить их с результатами экспериментальных измерений.

Экспериментальная установка для измерения группового показателя преломления

Высокоточные установки для оптических измерений различного назначения с относительной погрешностью меньше единиц седьмого знака представляют собой чрезвычайно дорогие устройства и, соответственно, не имеют широкого распространения даже в мировых метрологических лабораториях. Тем больший интерес заслуживает работа группы ученых из Японии под руководством доктора Хироказу Мацумото, которая разрабатывает и совершенствует измерительные установки специально для высокоточных оптических

линейных измерений. Именно эта группа впервые провела прямые измерения группового показателя преломления воздуха [10], применила в измерениях на больших расстояниях импульсные фемтосекундные лазеры [11] и объединила эти два исследования в комплексных экспериментах по прямому измерению группового показателя преломления воздуха [12]. Измерения настолько тщательно выполнены и подробно описаны, что позволяют провести экспериментальную проверку расчетов, представленных в предыдущем разделе.

Принцип действия установки поясняется структурной схемой, приведенной на рис. 1.

Установка представляет собой интерферометр Фабри-Перо, который образован зеркалами OF и GB, расположенными на концах эталонного жезла LGB метровой длины, помещенного в теплоизолированный короб (styrofoam box). Температура жезла и близлежащего слоя воздуха измеряется с точностью 0,02 К, а давление с точностью 0,1 гПа и влажность окружающего воздуха по температуре точки росы с точностью 0,1 К. Лазерные импульсы излучаются титан-сапфировым лазером, перестраиваемом в диапазоне 785–810 нм (средняя длина волны 790 нм) с гауссовой огибающей и длительностью 100 фемтосекунд. Лазерный импульс 1 по оптическому пути с элементами M1-BS1-BS2-OF поступает в измерительное плечо интерферометра и после четырехкратного прохождения эталонного расстояния поступает в фотоприемник PD1. Через время, затраченное первым импульсом на прохождение измерительного плеча, лазер излучает импульс 2, который используется для компенсации времени прохождения импульсом 1 неконтролируемой части оптического пути до совпадения с первым импульсом. Часть излучения с помощью полупрозрачного зеркала BS3 поступает на фотоприемник PD2 для стабилизации выходной мощности лазера и нормализации интерференционной картины при совпадении импульсов 1 и 2. Зеркало M2 и фотоприемник PD3 подадут оптический сигнал на частотомер (counter), который синхронизирован рубидиевым этало-

ном частоты с точностью $4 \cdot 10^{-9}$ от стандарта 10 МГц. С помощью специальной схемы управления FG [13] обеспечивается совпадение лазерных импульсов 1 и 2 на фотоприемнике PD1 с высокой точностью и тогда период следования импульсов соответствует времени прохождения импульсом 1 контролируемого эталонного расстояния 4 м, что соответствует частоте следования лазерных импульсов примерно 75 МГц, которая и фиксируется компьютером в момент совпадения импульсов на фотоприемнике PD1.

В этом случае искомый групповой показатель преломления воздуха находится по соотношению

$$n_g = \frac{c}{4f_p L}, \quad (17)$$

где c – скорость света в вакууме;

f_p – измеренная частота повторения лазерных импульсов;

L – длина эталонного жезла в момент измерений.

Согласно закону распределения независимых ошибок погрешность измерений можно оценить как

$$\delta n_g^2 \approx \frac{\delta f_p^2}{f_p^2} + \frac{\delta L^2}{L^2} (1 + \alpha \Delta t)^2, \quad (18)$$

где $(1 + \alpha \Delta t)$ – линейная часть погрешности определяется из эксперимента и учитывается при уравнивании результатов [12].

Результаты обработки экспериментальных измерений

Измерения проводились непрерывно в течение трех суток. Результаты были уравнены и приведены к единым условиям – температуре 294,15 К, давлению 1 атм. и относительной влажности 50 %. Окончательная статистическая погрешность экспериментального определения группового показателя преломления воздуха оценивается авторами как $2 \cdot 10^{-7}$. Для тех же условий было рассчитано по стандартной формуле Эдлена [8] теоретическое значение показателя. Сравнительные результаты приведены на рисунке 2, из которого следует, что экспериментальные данные имеют систематическое занижение результатов относительно теоретического значения на величину примерно $3,5 \cdot 10^{-7}$, т. е. значимое даже по результатам собственных измерений. Более того, в 1999 году XXII.

Генеральной ассамблеей Международного геофизического и геодезического союза была рекомендована уточненная стандартная формула для вычисления показателя преломления воздуха [14], показанная на рис. 2 толстой непрерывной линией, от которой экспериментальные данные систематически отличаются на еще большую величину ($-4,6 \cdot 10^{-7}$).

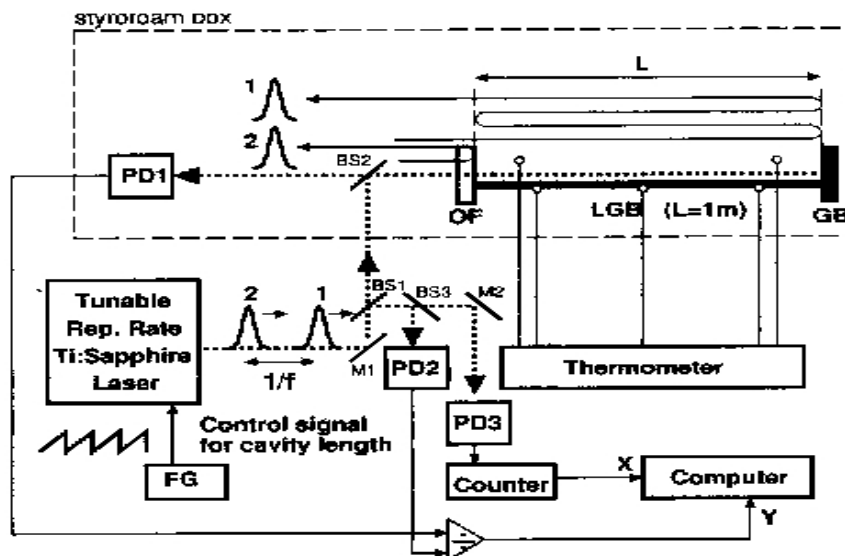


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки

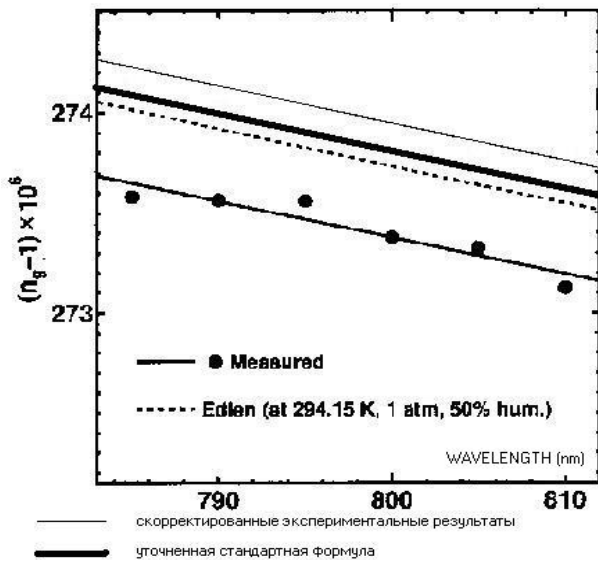


Рис. 2. Сравнение исходных и скорректированных экспериментальных и теоретических результатов

С другой стороны, неучтенная нелинейность дисперсии показателя преломления воздуха гипотетически должна приводить к какой-то систематической погрешности и для условий проведения эксперимента качественно совпадает по знаку с обнаруженной разностью. Представляется целесообразным дать количественную оценку.

Действительно, согласно формуле (17) погрешность определения показателя преломления от измеряемой частоты следования импульсов может быть представлена как функция времени распространения импульса вдоль эталонного участка

$$\delta n_g(f) = -\frac{c \delta f}{4L f^2} = \frac{c \delta T}{4L} = \delta n_g(T). \quad (19)$$

Тогда, согласно формуле (8), период измеряемой частоты возрастает на величину $\delta T = \delta \theta$, которая для условий эксперимента равна 0,047 пс, причем эта погрешность носит нелинейный характер вида $\delta T = aL^2$, где для данного эксперимента $a = 0,00291 \text{ пс} \cdot \text{м}^{-2}$. В этом случае, уравнивая эту погрешность как линейную, согласно формуле (18) получаем занижение среднего значения времени распространения импульса на величину 0,00778 пс, определяемую интегралом от разности линейной и квадратичной интерполирующих функций. Это занижение приво-

дит к систематической погрешности формулы (17) на величину $-5,8 \cdot 10^{-7}$. Вводя соответствующую коррекцию в усредненные экспериментальные результаты, в итоге получим исправленные значения, показанные на рис. 2 тонкой прямой линией.

По рис. 2 можно оценить, что скорректированные значения экспериментальных данных отличаются от уточненной стандартной формулы на величину всего $1,5 \cdot 10^{-7}$, что в 3–4 раза меньше некорректированной разности и находится в пределах статистической погрешности проведенных измерений.

Проведение экспериментов на различных длинах волн (рис. 2) позволяет дополнительно определить экспериментальное значение дисперсии группового показателя преломления воздуха и сравнить его с теоретическим значением (формула 13), используемым при расчетах. Полученные экспериментальное значение $(2,02 \pm 0,03) \cdot 10^{-29} \text{ с}^2 \cdot \text{м}^{-1}$ и теоретическое $2,06 \cdot 10^{-29} \text{ с}^2 \cdot \text{м}^{-1}$ свидетельствуют об обоснованности теоретических предпосылок.

Заключение

Таким образом, гипотеза о влиянии нелинейности дисперсии показателя преломления воздуха представляется правомерной, теоретические выводы адекватно отражают явление и могут быть использованы для расчетов коррекции при высокоточных линейных измерениях короткими лазерными импульсами в атмосфере.

Список литературы

1. Галкин Ю.С., Трегуб И.В., Харченко В.Н. Дисперсионные особенности распространения импульса гауссовой формы в среде со слабым поглощением: Материалы 53-й НТК НТОРЭС им. Попова. М., 2001.
2. Галкин Ю.С. Методы обработки и анализа сигналов информационно-измерительных систем в условиях влияния нелинейной частотной дисперсии: Дис. ... л-ра физ.-мат. наук М.: МГУЛ, 1999.
3. Лоудон Р. Квантовая теория света. – М.: «Мир», 1976.
4. Rueger J.M. et. al. Refractive indices of light, infrared and radio waves in atmosphere. Presented at the XXII General Assembly of the IUGG, Birmingham, England, 1999.

5. Galkin Y. S. and Tatevian R. A., «The problem of obtaining formulae for the refractive index of air for high-precision EDM;» J. Geodesy **71**, 483-485 (1997).
6. Galkin Y. S. and Tatevian R. A., Some error sources in high precision interferometric and electronic distance measurements Presented at the XXII General Assembly of the IUGG, Birmingham, England, 1999.
7. Galkin Y. S., Tatevian R. A. and Blank L.M., Correction of the water vapour absorption line effect for EDM with infrared emitting diodes. Presented at the XXII General Assembly of the IUGG, Birmingham, England, 1999.
8. Galkin Y. S. and Kharchenko V.N. Propagation of the quasimonochromatic signal through medium having nonlinear dispersion. Proc. SPIE, v.2834, 1996, p. 262-269.
9. Edlen B. The Refractive Index of Air, Metrologia, 1966, Vol. 2, 71-80.
10. Matsumoto H., «Measurement of the group refractive index of air by two-wavelength interferometry,» Opt. Commun. **44**, 5—7 (1982).
11. Minoshima K. and Matsumoto H., «High-accuracy measurement of 240-m distance in an optical tunnel by use of a compact femtosecond laser,» Appl. Opt. **39**, 5512-5517 (2000).
12. Yamaoka Y., Minoshima K., Matsumoto H. Direct measurement of the group refractive index of air with interferometry between adjacent femtosecond pulses. Applied Optics, 2002, v.41, No. 21, pp 4318-4324.
13. Yasui T., Minoshima K., and Matsumoto H., «Stabilization of femtosecond mode-locked Ti:sapphire laser for high-accuracy pulse interferometry,» IEEE J. Quantum. Electron. **37**, 12-19 (2001).
14. Ciddor P.E., Hill R.J. Refractive Index of Air: 2. Group Index. Applied Optics, 1999, Vol. 38, No. 9, 1663-1667.

ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ СПУТНИКОВ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ДИСПЕРСИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА

Ю.С. ГАЛКИН, *проф. каф. физики МГУЛа, д-р техн. наук,*
Л.И. НЕЧИНСКАЯ, *доц. каф. физики МГУЛа, канд. техн. наук,*
С.А. СТРЮКОВ, *асп. каф. физики МГУЛа*

Известно, что при оптических измерениях на земной поверхности или в ближнем космосе существенное влияние на точность результатов оказывает атмосфера как среда распространения сигналов. Более того, при современном уровне инструментальной точности лазерных локоаторов и темпах прогресса в этой области атмосфера является основным фактором ограничения результирующей точности измерений и трудностей в реализации потенциальных возможностей приборов. По этой причине разработка методов учета влияния атмосферы на результаты оптических измерений является актуальной тематикой исследований многих зарубежных и отечественных исследовательских коллективов, ученых и специалистов.

Учитывая многофакторность влияния внешних условий на точность результатов, исследования охватывают различные аспекты проблемы, но наибольшее внимание уде-

ляется источникам систематических погрешностей измерений, т.к. они, как правило, вскрывают новые взаимосвязи в исследуемых процессах и пополняют базу фундаментальных знаний. Для оптических измерений в атмосфере за последние годы наиболее подробно были проанализированы и уточнены условия получения стандартных формул показателя преломления воздуха [1], которые позволили получить новые дисперсионные соотношения для атмосферы [2]. Однако систематические погрешности измерений остались достаточно заметными (больше, чем погрешности формулы и самих измерений) [3] и требовали поиска новой причины, общей для всех измерений. Тогда была высказана идея о влиянии нелинейности дисперсионных характеристик атмосферного воздуха [7]. Этот механизм образования систематической погрешности не вызывал сомнений при работе вблизи спек-

Действительно, из формулы (2) следует, а рис. 2 наглядно иллюстрируется, что при углах возвышения менее 10 градусов при сферической атмосфере протяженность пути в атмосфере резко возрастает и, соответственно, возрастают все погрешности измерений, связанные с атмосферой. В нашем случае этот факт еще более существенен, так как погрешность за нелинейность дисперсии имеет квадратичную зависимость от протяженности пути в атмосфере.

Совокупность данных, приведенных в работе [4] и в данной статье позволяют оценить значимость влияния нелинейности дисперсии воздуха для наиболее распространенных в настоящее время в мире лазерных спутниковых локаторов как одноцветных, так и двуцветных. Подробное современное состояние инструментального парка лазерных спутниковых локаторов и перспективы его развития достаточно подробно изложены в работе [8]. Эта работа позволяет определить длины волн применяемых лазеров и считать наиболее распространенными 1 нс и 0,1 нс длительности зондирующих импульсов. К этому можно добавить приватное сообщение о разработке лазерных локаторов с длительностью импульсов 10 пс, для которых рассматриваемый источник погрешности становится принципиально важным.

При расчетах принято нахождение локатора на уровне моря ($H = 0$), атмосфера принята стандартной ($H_a = 8,3$ км), радиус Земли $R = 6378$ км. Остальные данные обработаны по формулам из статьи [4].

В табл. 1 приведены значения дополнительной групповой задержки сигналов лазерных локаторов в направлении зенита и соответствующие им систематические погрешности в определении дальности до спутников.

Из табл. 1 видно, что при малом пробеге в атмосфере и относительно большой длительности импульсов систематическое влияние нелинейности дисперсии пренебрежимо мало. Однако, учитывая тенденцию сокращения длительности импульсов, значимость указанного источника погрешности возрастает.

Еще более заметно влияние нелинейности дисперсии при горизонтальных трассах, о чем можно судить по табл. 2. Для указанных условий в этом случае протяженность атмосферной трассы вдоль зондирующего луча 325,49 км. Остальные параметры аналогичны принятым для вычислений к табл. 1. Из табл. 2 видно, что для импульсов длительностью 100 пикосекунд и короче систематическая погрешность в определении дальности до спутника из-за нелинейности дисперсии воздуха измеряется метрами и в перспективе может быть равна десяткам метров.

Опасность этой погрешности в перспективе усиливается тем обстоятельством, что сверхкороткие импульсы предполагается применять в технологии, так называемой двуцветной дальнометрии, где они эффективно повышают инструментальную точность систем [8].

Дело в том, что при двуцветной локации может быть резко улучшена коррекция результатов за неопределенность интегрального группового показателя преломления на траектории распространения зондирующего лазерного луча. Эта коррекция может быть вычислена с использованием времени задержки между лазерными импульсами разных частот (длин) согласно соотношению

$$N_{gr}(\omega_1) S = cN_{gr0}(\omega_1) \Delta t \times (N_{gr0}(\omega_2) - N_{gr0}(\omega_1))^{-1} = cK\Delta t. \quad (3)$$

Из этого соотношения видно, что итоговая точность определения интегрального показателя преломления двухчастотным методом зависит от погрешности измерения времени, умноженной на некоторый ужесточающий коэффициент K , который рассчитывается по известным [9], [10] дисперсионным формулам для стандартных условий. Это свидетельствует о соответствующем ужесточении требований к определению групповых задержек импульсов.

Для примера в табл. 3 показан результат обработки уже используемых пар длин волн при зондировании строго в зенит (высокие спутники), а в табл. 4 – тех же пар при горизонтальном зондировании (низкие спутники).

Т а б л и ц а 1

Длина волны мкм	Длительность импульса 1 нс		Длительность импульса 0,1 нс		Длительность импульса 0,01 нс	
	Θ пс	Δ мкм	Θ пс	Δ мм	Θ пс	Δ мм
1,57	0,003	0,77	0,257	0,077	22,6	6,78
1,064	0,006	1,81	0,601	0,18	51,6	15,48
0,847	0,01	3,06	1,018	0,31	85,29	25,59
0,6943	0,017	4,95	1,652	0,50	134,2	40,26
0,532	0,033	9,99	3,319	1,00	253,0	75,90
0,423	0,064	19,23	6,384	1,92	447,8	134,3
0,355	0,110	32,94	10,92	3,28	702,3	210,9

Т а б л и ц а 2

Длина волны мкм	Длительность импульса 1 нс		Длительность импульса 0,1 нс		Длительность импульса 0,01 нс	
	Θ пс	Δ мм	Θ нс	Δ м	Θ нс	Δ м
1,57	3,961	1,190	0,376	0,113	6,104	1,831
1,064	9,254	2,780	0,869	0,261	12,27	3,689
0,847	15,67	4,700	1,457	0,437	18,08	5,425
0,6943	25,45	7,630	2,333	0,700	25,03	7,510
0,532	51,14	15,34	4,556	1,367	38,23	11,47
0,423	98,44	29,53	8,433	2,530	54,99	16,50
0,355	168,5	50,56	13,83	4,150	73,09	21,93

Т а б л и ц а 3

Пары волн мкм	К	Длительность импульса 1 нс		Длительность импульса 0,1 нс		Длительность импульса 0,01 нс	
		Θ пс	Δ мм	Θ пс	Δ мм	Θ пс	Δ м
1,064 0,532	22,61	0,027	0,180	2,718	18,43	201,4	1,366
0,532 0,355	14,07	0,077	0,320	7,602	32,08	449,3	1,896
1,064 0,355	8,44	0,104	0,26	10,320	26,13	650,7	1,648

Т а б л и ц а 4

Пары волн мкм	К	Длительность импульса 1 нс		Длительность импульса 0,1 нс		Длительность импульса 0,01 нс	
		Θ пс	Δ мм	Θ нс	Δ м	Θ нс	Δ м
1,064 0,532	22,61	41,89	284,1	3,689	2,500	25,96	176,0
0,532 0,355	14,07	117,4	495,3	9,286	39,14	34,86	147,1
1,064 0,355	8,44	159,0	403,3	12,96	32,82	60,82	154,0

Результаты в таблицах свидетельствуют, что без учета выявленного источника погрешностей из-за влияния нелинейности дисперсии воздуха перспективные системы на высоких спутниках дадут низкоточный результат, а на низких спутниках будут признаны неработоспособными.

Таким образом, представленный в данной статье метод обработки информации при лазерной локации спутников потенциально может повысить точность определения положения спутников на орбитах.

Далее представляется целесообразным оценить эффективность разработанного метода обработки информации при реальных натурных измерениях.

К сожалению, в международной и отечественной практике космических изме-

рений по ряду причин не принято приводить абсолютные данные результатов измерений, а только по отношению к какому-нибудь опорному базовому значению, принимаемому в системе анализа за нулевую отметку. Учитывая это обстоятельство, в качестве примера мы можем использовать материалы работы [11], в которой приведены результаты зондирования низких спутников (на углах возвышения над горизонтом 6, 10 и 15 градусов) лазерными импульсами на различных длинах волн (1,064, 0,847, 0,532, 0,423 и 0,355 микрометров). При этом результаты измерений на длине волны 0,532 мкм были приняты за базисные и остальные сравнивались с ними в некотором масштабе. На рис. 3 экспериментальные результаты отмечены соответствующими значками.

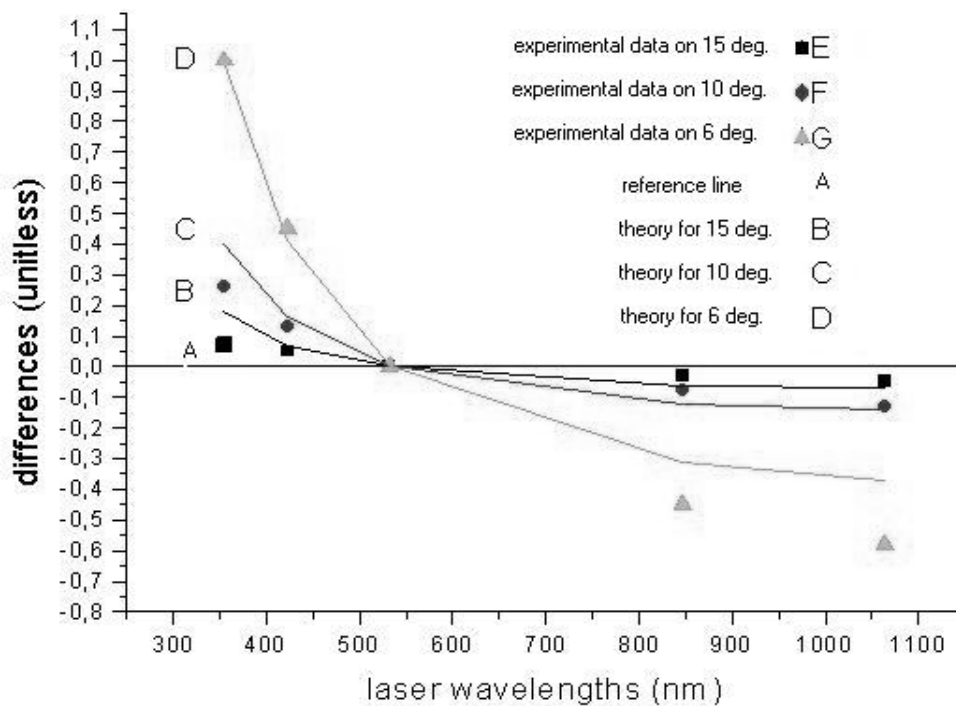


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных при локации низковысотных спутников

Т а б л и ц а 5

Длина волны мкм	Погрешность при E=15 град (мм)	Погрешность при E=10 град (мм)	Погрешность при E=6 град (мм)
0,355	47,34	101,7	257,3
0,423	27,78	59,83	152,0
0,532	14,40	31,27	79,71
0,847	4,46	9,64	24,67
1,064	2,63	5,70	14,61

Т а б л и ц а 6

λ (мкм)	$E = 15^\circ$			$E = 10^\circ$			$E = 6^\circ$		
	Эксп.	Теор.	Э-Т	Эксп.	Теор.	Э-Т	Эксп.	Теор.	Э-Т
0,355	0,18	0,08	-0,1	0,40	0,26	0,14	1	1	0
0,423	0,07	0,05	-0,2	0,16	0,13	0,03	0,41	0,45	-0,04
0,532	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,847	-0,06	-0,03	0,03	-0,12	-0,08	-0,04	-0,31	-0,45	0,14
1,064	-0,07	-0,05	-0,02	-0,14	-0,13	-0,01	-0,37	-0,58	0,21

Подобное представление материалов не препятствует применению изложенного выше метода обработки информации и сравнению расчетных и натуральных результатов.

Расчет производился для всех экспериментальных точек при $H = 0$ и $\tau = 100$ пс и представлен в табл. 5.

В соответствии с экспериментальными данными из всех результатов был вычтен результат на длине волны 0,532 мкм и разница нормирована на значение при $E = 6^\circ$ на волне 0,355. Аналогичная нормировка была проведена и для экспериментальных результатов. В итоге мы получили величины, сравнимые в едином масштабе. Полученные величины приведены в табл. 6. Там же приведены разности «эксперимент минус теория».

Величины средних модулей как меры систематических уклонений результатов на всех длинах волн от результатов на 0,532 равны 0,219, а средний модуль разностей Э-Т равен 0,052, что качественно свидетельствует о сходстве экспериментальной и теоретической тенденций.

Следует отметить, что авторами понимается недостаточность количества и качества экспериментального материала для полноценной статистической обработки и исчерпывающего доказательства единственности причин имеющих систематических погрешностей лазерной локации спутников, однако наличие и работоспособность представленной методики обработки информации с целью коррекции влияния нелинейности дисперсии воздуха при лазерной локации спутников иллюстрируется, по нашему мнению, в достаточной степени.

Список литературы

1. Галкин Ю.С., Татевян Р.А. К вопросу о новой формуле показателя преломления воздуха/ Геодезия и картография.– 1995.– №6.– С. 19–22.
2. Галкин Ю.С., Захаров Д.З., Татевян Р.А. О новой дисперсионной формуле стандартного воздуха. Геодезия и картография.– 1997.– №11.– С. 14–18.
3. Галкин Ю.С., Захаров Д.З. Оптимальная аппроксимация экспериментальных данных на примере дисперсионной формулы воздуха// Науч. тр. МГУЛ.– 1998.– Вып. 282.– С. 11–18.
4. Галкин Ю.С., Нечинская Л.И., Стрюков С.А. Теоретическая и экспериментальная оценки влияния нелинейности комплексной диэлектрической восприимчивости воздуха на оптические импульсы с гауссовой огибающей. (См. предыдущую статью данного журнала).
5. Galkin Yu.S., Tatevian R.A. Influence of resonances on the phase and the group refractive indices of air. Journal of Geodesy, 1997, V.71, P.680–684
6. Galkin Yu.S., Tatevian R.A. «Preliminary estimation of the atmospheric nonlinear frequency dispersion and absorption effects on the pulse SLR accuracy». Presented at the 13th ILR Workshop, 7-11 October, 2002, Washington DC, USA.
7. Galkin Yu.S., Kharchenko V.N. Propagation of the quasimonochromatic signal through medium having non-linear dispersion. Proc. SPIE, 1996, Vol. 2834, 262–269.
8. Sperber P., Riepl S. Two color satellite laser ranging technology: A tool for the evaluation of the atmospheric refraction models. Proc. of the Int. conference «Mathematical and physical methods in ecology and environmental monitoring», Moscow, Russia, 2001, 30–43.
9. Edlen B. The Refractive Index of Air, Metrologia, 1966, Vol. 2, 71–80.
10. Ciddor P.E., Hill R.J. Refractive Index of Air: 2. Group Index. Applied Optics, 1999, Vol. 38, No. 9, 1663–1667.
11. Mendes V.B., Pavlis E.C. «Atmospheric Refraction at Optical Wavelengths: Problems and Solutions». Presented at the 12th ILR Workshop, 2000, Matera, Italy.

КОСМИЧЕСКИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ДЛЯ ГЛОБАЛЬНОГО И РЕГИОНАЛЬНОГО МОНИТОРИНГА ЛЕСНЫХ ЭКОСИСТЕМ

В.С. ШАЛАЕВ, *проф., академик МАН ВШ, д-р техн. наук,*
А.С. ШМАЛЕНЮК, *Институт радиотехники и электроники РАН*

При дистанционном зондировании природной среды используется два класса радиотехнических приборов и соответственно методов. К первому классу относятся приборы, которые излучают радиоволны и принимают их после взаимодействия с природными образованиями. Эти приборы принято называть активными. Ко второму классу относятся приборы, которые принимают собственное радиоизлучение природных объектов. Эти приборы принято называть пассивными.

К активным приборам относятся радиовысотомеры, радиолокаторы различных типов, скаттерометры и различные приборы для радиопросвечивания природных объектов.

К пассивным приборам относятся различные типы СВЧ-радиометров.

Основное отличие радиотехнических методов дистанционного зондирования от оптических состоит в том, что при их использовании можно добиться практически полной независимости от состояния атмосферы и условий освещенности поверхности солнцем, что позволяет обеспечить постоянный мониторинг лесных экосистем.

Мониторинг с помощью всех вышеуказанных радиотехнических приборов можно осуществлять с космических носителей, а также с вышек и аэроносителей (самолеты, дельтапланы, дирижабли).

В зависимости от решаемой задачи и целей мониторинга может быть выбран тот или иной метод. Например, при контроле ограниченного участка леса целесообразно проводить измерения с вышки, при этом наблюдения могут быть круглосуточными и ограничены только возможностями аппаратуры. В случае необходимости контроля протяженных участков лесных массивов следует использовать аэроносители. Но на-

блюдения в этом случае не могут быть непрерывными, поскольку помимо аппаратурных ограничений вступают в силу технические ограничения аэроносителей (например, необходимость заправки самолетов и пр.). Ясно, что при использовании космических носителей обеспечивается наибольшая площадь мониторинга лесных экосистем вплоть до наблюдения участков на всей поверхности Земли.

Однако при космическом зондировании пространственное разрешение на местности и период повторного наблюдения одного и того же участка поверхности являются взаимосвязанными факторами. Как будет показано далее, для систем высокого пространственного разрешения периодичность наблюдения может составлять порядка месяца и для уменьшения периода повторного наблюдения требуется создание довольно сложных космических систем.

В настоящее время признано, что одними из наиболее перспективных космических систем радиоволнового диапазона для исследования лесных экосистем на глобальном и региональном уровнях являются радиолокационные средства, а именно радиолокаторы с синтезированной апертурой (РСА) [4–6]. С помощью этих средств в отличие от других радиотехнических приборов, размещенных на космических носителях, может быть реализовано пространственное разрешение, сопоставимое с оптическими средствами при указанных выше преимуществах.

Однако опыт применения этих средств в лесном хозяйстве России, даже на уровне исследовательских работ, ограничен, что связано с разными причинами и, в частности, с экономическими [6].

В то же время за рубежом это направление интенсивно развивается, и в на-

стоящее время планируются к запуску, разрабатываются космические РСА, совсем не уступающие по пространственному разрешению космическим системам оптического диапазона, но обладающие новыми информационными возможностями по дистанционному зондированию земных покровов, в том числе лесных экосистем.

Надо отметить, что для внедрения в лесное хозяйство указанных методов требуется и подготовка специалистов по этому профилю, поскольку для интерпретации радиолокационных снимков недостаточно опыта дешифрирования космических снимков оптического диапазона. В частности, элементы земного покрова отображаются на радиолокационном и оптическом изображениях различно. Например, леса отображаются светлым тоном, вырубки – темным (в оптическом наоборот). Отображение ряда типовых элементов земной поверхности на радиолокационном (радарном) изображении приведено на рис. 1 [7].

Рассмотрим кратко основы этого метода и параметры перспективных космических РСА, в особенности нового поколения, для решения задач глобального и регионального мониторинга лесных экосистем. Поскольку, как было отмечено выше, для специалистов лесного профиля радиолокацион-

ные средства, в отличие от средств оптического диапазона, недостаточно известны, для начала кратко перечислим основные понятия радиолокационного зондирования [4, 7].

Радиолокационное зондирование может проводиться на одной или нескольких частотах (длинах волн) и поляризациях. В настоящее время в космических радиолокационных системах отработано использование диапазонов *L, S, C, X* (международная классификация), а именно длины волн: 24 см (*L*), 9 см (*S*), 6 см (*C*), 3 см (*X*). Системы *P* диапазона (длины волн 60–100 см) находятся в стадии разработки. Зондирование в *S* диапазоне использовалось на российской космической радиолокационной системе Алмаз [4].

Поляризации могут быть 4 типов:

– 2 типа согласованной поляризации: вертикальная (*VV* или *VV* в международном сокращении) или горизонтальная (*HH, HH*). Они соответствуют случаю облучения поверхности на одной поляризации (*V, V* или *H, H*) и приема отраженного излучения от земной поверхности на той же поляризации;

– 2 типа кроссполяризации (*VH, HV* или *VH, VH*). В этом случае облучение ведется на одной поляризации (*V, V* или *H, H*), а прием ведется на другой, поперечной к облучаемой (*H, H* или *V, V*).

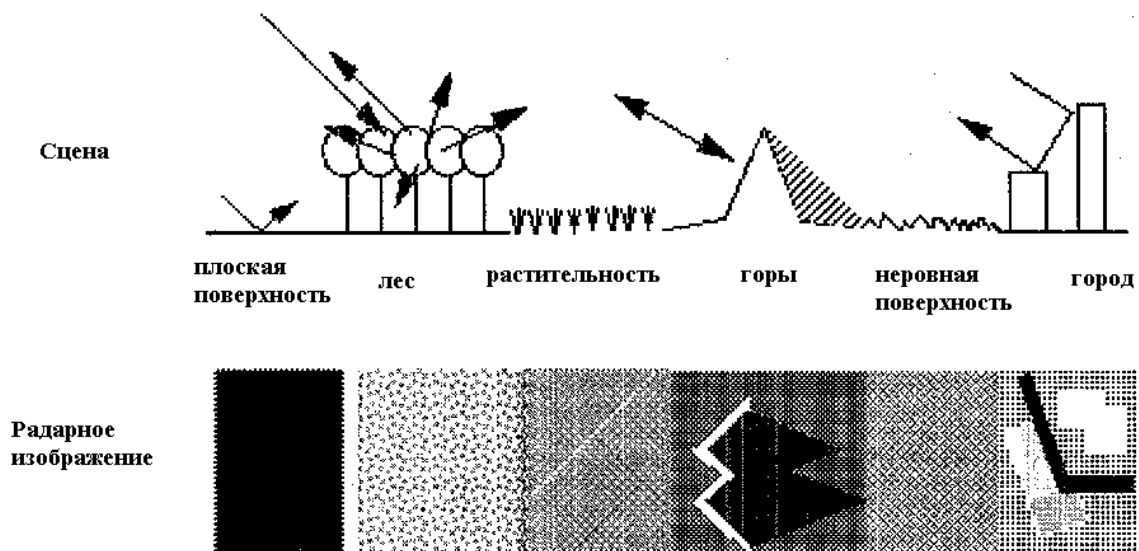


Рис. 1. Примерное отображение типовых элементов земной поверхности на радиолокационном (радарном) изображении

Радиолокационное изображение характеризуется полосой обзора, под которой понимается ширина полосы радарного изображения на земной поверхности, длиной обзора – длиной радарного изображения, углом облучения (зондирования) – углом между нормалью к поверхности и точкой на земной поверхности. Важными характеристиками являются пространственные разрешения по дальности и азимуту, под которыми понимаются направления поперек и вдоль движения носителя. Часто они близки и в характеристиках радиолокатора указывается некий средний параметр, к которому приводится все изображение.

Как показывают результаты теоретических и экспериментальных исследований, информативность космических радиолокационных систем зависит от длины волны зон-

дирования, поляризации, пространственного разрешения, а также периодичности съемки одного и того же участка поверхности.

Радиоволны обладают большой проникающей способностью в лесной покров: чем больше длина волны, тем больше глубина проникновения. При изменении длины волны зондирования соответственно изменяется и вклад отдельных элементов деревьев в общую величину отраженного радиолокационного сигнала, которая характеризуется удельной эффективной поверхностью рассеяния (УЭПР) [4–7].

На рис. 2, в качестве примера, показан вклад в суммарную УЭПР различных элементов лесного массива, а именно листьев, вторичных и первичных ветвей, стволов для типичных диапазонов волн, используемых при космической съемке [8].

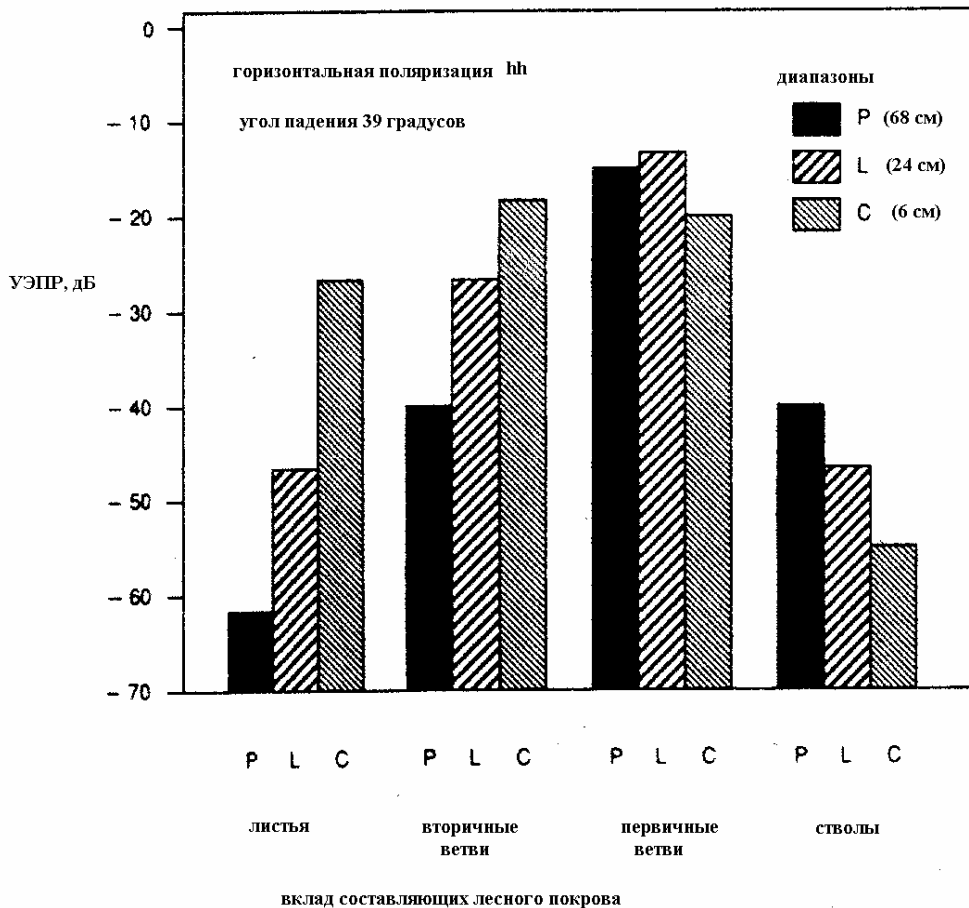


Рис. 2. Изменение вклада различных элементов лесных массивов в суммарную УЭПР в зависимости от диапазона радиоволн (для типичных длин волн, используемых при космической съемке)

Как видно из рисунка, при увеличении длины волны зондирования растет вклад элементов, расположенных более глубоко от верхней границы кроны деревьев.

В зависимости от используемой поляризации, изменяется информативность радиолокационной съемки, в частности установлено, что измерения на кроссполяризации более информативны для классификации лесных массивов по типам древостоев, а также для определения высоты и биомассы [1, 8, 9].

Требуемое пространственное разрешение и периодичность космической съемки (обновления информации) зависит от типа решаемых задач [3]. На рис. 3, в качестве примера, приведена эта зависимость для средств оптического диапазона, на нем отмечены места, которые занимают в координатах «пространственное разрешение-периодичность обновления информации»

параметры действующих отечественных и зарубежных космических систем.

Как видно из рисунка, для решения погодо- и климатообразующих задач пространственное разрешение может быть порядка 1 км, но при этом периодичность обновления информации требуется порядка нескольких часов. В то же время для информационного обеспечения хозяйственной деятельности и рационального природопользования требуется высокое пространственное разрешение порядка 1–3 м, в то же время периодичность проведения космических съемок от 1 до 10 лет. Из рисунка также видно, что если по пространственному разрешению космические системы со средствами оптического диапазона позволяют решать задачи по контролю основных источников загрязнения атмосферы, воды и почвы, то по периодичности обновления информации не обеспечивают выдвигаемых требований – менее 1 суток. То же самое касается и задач 1,3,5.

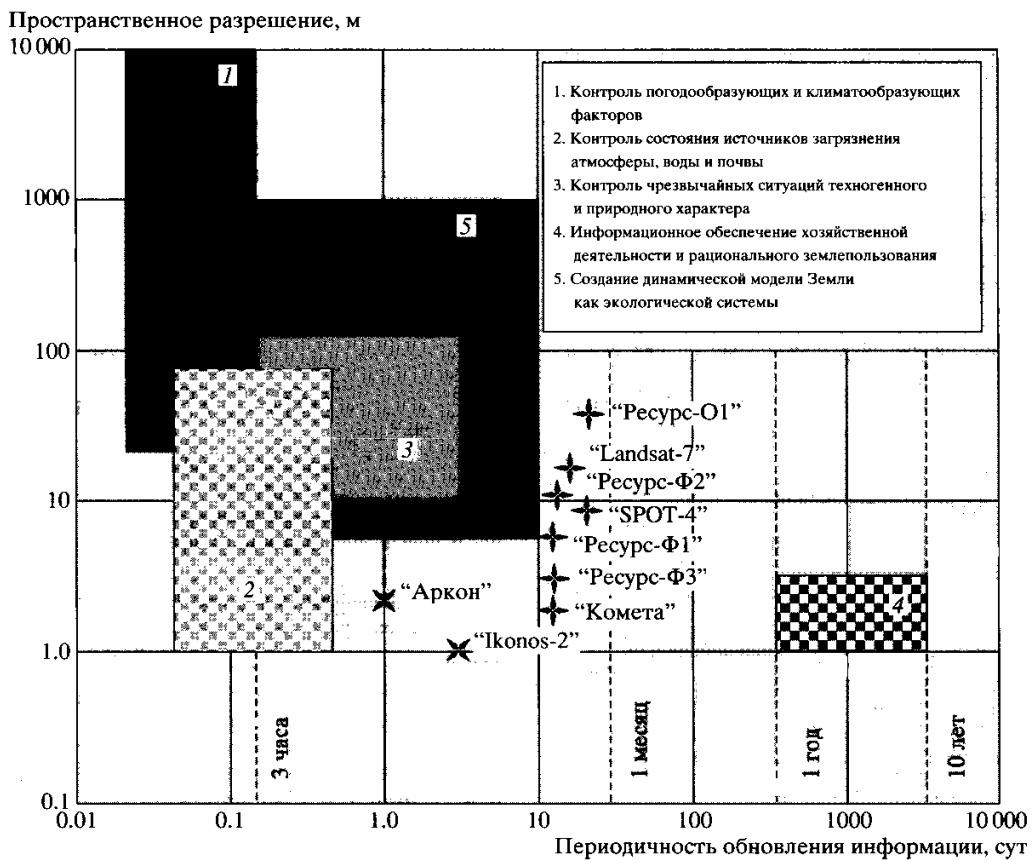


Рис. 3. Примеры решаемых задач мониторинга Земли и требования по пространственному разрешению и периодичности обновления информации

Эта проблема усложняется еще и тем, что оптическая съемка возможна только в дневное время суток и при отсутствии облачного покрова, что еще больше затрудняет оперативное наблюдение заданных районов съемки.

Рассмотрим параметры перспективных космических радиолокационных систем, данные которых доступны в научных архивах, а также планируемые к запуску [3, 4, 7, 9, 10].

В табл. 1 приведены параметры перспективных радиолокационных систем, успешные миссии по которым выполнены за последние 10 лет, а также действующие на орбите [4, 7].

К настоящему времени запущена (март 2002 г.), прошла стадию летных испытаний и функционирует радиолокационная система ASAR, установленная на борту спутника ENVISAT. Она работает в диапазоне С (6 см) и имеет две поляризации (HH и VV), пространственное разрешение не хуже 30 м.

Если рассматривать планируемые к запуску зарубежные системы, то надо отметить систему Канадского космического агентства RADARSAT-2, запуск которой намечен в 2004 году. Предполагается, что эта система будет работать одновременно с

RADARSAT, в том же С диапазоне, но будет иметь три поляризации (HH, VV, HV) и лучшее пространственное разрешение, порядка 1–3 м. Эта система отличается наиболее «продвинутым» набором режимов для РСА. В зависимости от режима зондирования земной поверхности характеристики съемки (пространственное разрешение и полосу обзора) этого РСА меняются.

Для понимания их особенностей на рис. 4 приведены схемы обзора, а в табл. 2 параметры этих режимов. РСА может работать при разных углах зондирования. В зависимости от режима число углов может быть различно. Это позволяет изменять период повторной съемки и обеспечивать стереосъемку. Период повторения (способность собирать данные с одного и того же географического региона с тем же самым углом наблюдения и положения) равен 24 дня. Изменение угла наблюдения позволяет уменьшить этот период. В зависимости от выбранного режима и долготы области наблюдения этот период может быть сокращен с 5 до 1 дня, за исключением режима повышенного разрешения, который имеет минимальный период – 10 дней. Этот режим имеет относительно малый диапазон углов визирования, что и приводит к указанному ограничению.

Т а б л и ц а 1

Параметры некоторых перспективных РСА

Страна, тип	Годы запуска и работы	Длина волны, (см)	Простр. разреш. *(м)	Полоса обзора (км)	Поляризация	Угол зондирования (град.)	Периодичность съемки (дни)
США SIR-C	1994, 2000	24,6	15–25	30–100	ГГ, ВВ, ГВ	20–55	2–10
Германия SIR-X	1994, 2000	3	10–25	15–45	ВВ	20–55	1–10
Япония JERS	1992, 1998	23,4	18–25	75	ГГ	35	44
Европа ERS-1	1991,	5,6	25–30	100	ВВ	23	3–18
ERS-2	1995	5,6	25–30	100	ВВ	23	3–18
Канада RADARSAT	1995	5,6	10–100	100–500	ГГ	20–60	2–18

Примечание. Системы SIR-C, SIR-X использовались совместно на борту Space-Shuttle, последняя 11-дневная миссия в феврале 2000 г. носила в основном топографический характер, при этом для получения карт высот поверхностей использовались данные интерферометрических измерений для двух антенных систем разнесенных на 60 метров. Это позволило, помимо радиолокационных изображений земной поверхности с вышеуказанными параметрами, получить данные, позволяющие построить карту рельефа с точностью по высоте до 3 м почти для 80 % площади планеты.

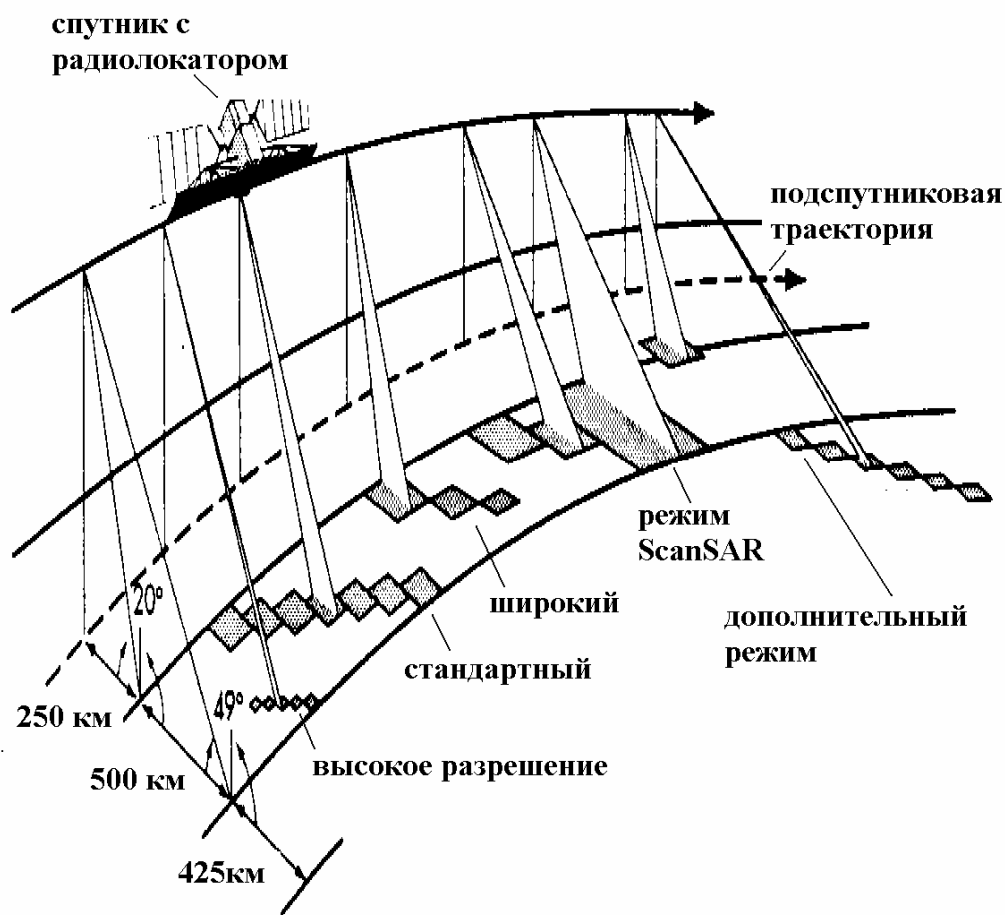


Рис. 4. Схема съемки земной поверхности радиолокатором RADARSAT-2 при различных режимах зондирования

Т а б л и ц а 2

Характеристики съемки земной поверхности PCA RADARSAT-2 в зависимости от режима зондирования

Режим работы	Полоса обзора	Угол падения	Число лучей	Разрешение, дальность x азимут
Стандартный	100км	20-49	1x4	25м x 28м
Стандартный – 4 поляризации	25км	20-41	1x4	25м x 28м
Высокое разрешение	50км	37-49	1x1	10м x 9м
Высокое разрешение – 4 поляризации	25км	20-41	1x1	11м x 9м
Многолучевой – высокое разрешение	50км	30-50	2x2	11м x 9м
Ультравысокое разрешение	20км	30-40	1	3м x 3м
Широкий(Wide)	150км	20-45	1x4	25м x 28м
Режим ScanSAR – широкий(Wide)	500км	20-49	4x2	100м x 100м
Режим ScanSAR – узкий(Narrow)	300км	20-46	2x2	50м x 50м
Дополнительный режим, низкий угол зондирования	170км	10-23	1x4	40м x 28м
Высокий угол зондирования	70км	50-60	1x4	20м x 28м

Характеристики съемки земной поверхности PCA PALSAR в зависимости от режима зондирования

Характеристика	Режим съемки PCA	
	Высокое разрешение	Широкополосный – (SCAN SAR)
Пространственное разрешение	10 м	100 м
Полоса обзора	70 км	250-350 км
Поляризации	HH, VV, HH; HV, VV; VH HH, VV	
Угол зондирования	10 – 51 градусов	

Японское космическое агентство (NASDA) планирует к запуску летом 2004 г. спутник ALOS (Advance Land Observing Satellite – улучшенный спутник для наблюдения Земли). PCA спутника (PALSAR) работает в том же диапазоне, что и на JERS-1, также на борту будет установлен и улучшенный оптический сенсор AVNIR-2.

Спутник будет иметь солнечно-синхронную орбиту, т. е. в точку наблюдения будет приходить при одном и том же угле солнца (условия наблюдения остаются неизменными).

Период повторения наблюдения – 46 дней. В режиме контроля опасных ситуаций период может быть уменьшен для сенсоров AVNIR-2 или PALSAR до двух дней (за исключением полярных областей). Основные параметры PCA PALSAR (Phased Array type L-band Synthetic Aperture Radar-радиолокатор с синтезированной апертурой L-диапазона). Диапазон: частота 1,27GHz, длина волны 23,6 см. Остальные параметры данного PCA приведены в табл. 3.

AVNIR-2 (Advanced Visible and Near Infrared Radiometer type 2 – улучшенный радиометр видимого и ближнего инфракрасного диапазона – модель 2). Разработан на базе AVNIR, установленного на спутнике ADEOS (Advanced Earth Observation Satellite – улучшенный спутник наблюдения Земли), запущенного в 1996 году.

По сравнению с предшествующей моделью пространственное разрешение улучшилось с 16 до 10 м, полоса обзора – 70 км. На борту спутника установлен также и сенсор PRISM (Panchromatic Remote Sensing Instrument for Stereo Mapping-панхроматический инструмент для дистанционного зондирования со стереокартирова-

нием). Он работает в оптическом диапазоне длин волн: 0,5–0,77 микрон.

Европейское космическое агентство (ЕКА) разрабатывает систему TerraSAR (LandSar), которая планируется к запуску в 2004 г. [12]. На спутнике TerraSAR будут установлены PCA L-диапазона (24 см) и X-диапазона (3см).

Параметры съемки земной поверхности этими PCA следующие:

- поляризация: две, полная матрица;
- пространственное разрешение: 9, 15 м;
- полоса обзора: 40 км, 60–200 км (соответственно разрешению);
- угол наблюдения: две поляризации-15–48 градусов, в режиме съемки полной матрицы рассеяния – 15–32 градуса.

ЕКА планирует разработку системы Р-диапазона для контроля биомассы, а также других параметров лесных массивов [13]. Тестирование системы планируется начать в 2006 г., полное развертывание системы для глобального мониторинга биомассы в 2011 г.

Примерные характеристики съемки земной поверхности средствами этого PCA:

- полоса обзора 50 км;
- пространственное разрешение 50 м;
- угол зондирования 23 градуса;
- период повторения наблюдения одной и той же географической точки – 58 дней.

В различных разрабатываемых проектах для уменьшения частоты повторения съемки предлагается развертывание космических систем с несколькими спутников. В табл. 4 показано в качестве примера, как уменьшается период повторения при увеличении числа спутников для географических районов с координатами по широте 20–54 градуса.

Пример изменения периода повторения наблюдения при увеличении числа спутников в космической системе

Период повторения	Система 3 спутников	Система 4 спутников	Система 6 спутников
Минимальный	6 часов	менее 1 часа	менее 1 часа
Средний	14 часов	8 часов	6 часов
Максимальный	36 часов	24 часа	24 часа

Т а б л и ц а 5

Характеристики съемки земной поверхности РСА космического аппарата «КОНДОР-Э»

Характеристика	Режим съемки РСА	
	Обзорный	Детальный
Разрешение по дальности на местности, м	5...20	1...3
Ширина полосы обзора, км	2x500	
Ширина полосы съемки, км	50...160	15...50
Длина одного маршрута съемки, км	До 4000	
Поляризация сигнала	ГГ	ГГ или ВВ

В России к настоящему времени разработан и планируется к запуску малый космический аппарат, оснащенный РСА, который получил обозначение «Кондор-Э». От аналогичных зарубежных программ (ERS, RADARSAT, TerraSAR) проект отличается малой массой (800 кг против 2...3 т) и относительно низкой стоимостью (в 4...5 раз дешевле западных аналогов) при высоких технических характеристиках. Многофункциональный радиолокатор с длиной волны зондирующего сигнала 9,6 см должен обеспечить съемку местности с высоким разрешением в пределах двух полос захвата: шириной по 500 км слева и справа от трассы полета (табл. 5). Параболическая антенна позволяет динамично перенацеливать луч зондирования РСА на районы съемки справа или слева от трассы полета в диапазоне углов 20...55°. Бортовой радиолокатор малого КА способен обеспечивать проведение стереоскопических и интерферометрических съемок для построения цифровых моделей рельефа местности.

Надо отметить, что в настоящее время вопрос стоимости создания радиолокационных систем особенно важен для России. В работе [2], посвященной анализу перспек-

тивных для России космических радиолокационных систем, отмечено, что развертывание и эксплуатация постоянно действующей многоканальной РЛС космического базирования является дорогостоящим мероприятием, как вследствие относительно высокой стоимости космических аппаратов, а также ракеты-носителя, необходимой для вывода на орбиту аппаратуры большой массы, так и высокой стоимости разработки и создания полезной нагрузки. Формирующееся в настоящее время мнение специалистов в области радарных исследований предполагает создание и использование спутниковых РСА систем с более ограниченными, взаимно дополняющими параметрами с перспективой совместного анализа данных, получаемых различными системами по исследуемому объекту.

В соответствии с этим в настоящее время в России для решения задач контроля параметров земной поверхности предложено создание систем диапазона Х (3 см) и L (24 см), которые будут являться хорошим дополнением к зарубежным космическим системам. Например ГКНПЦ им. М.В. Хруничева разрабатывает РСА Х и L диапазона в рамках программы «Монитор». Параметры разрабатываемых РСА приведены в табл. 6.

Параметры радиолокационной аппаратуры космических аппаратов семейства «Монитор»

Параметры	Монитор-РЗ			Монитор-Р23		
Диапазон (длина волны, см)	Х (3.1)			L (23.5)		
Поляризация	ВВ, ГГ			ВВ, ВГ, ГГ, ГВ		
Пространственное разрешение, м	3–5	20/40	100	5	20/40	100
Полоса захвата, км	10...20	60...80/120...160	450	30–40	60...80/120...160	450
Полоса обзора, км	450			300		

Таким образом, космические радиолокационные системы нового поколения отличается:

1) расширение диапазона длин волн зондирования вплоть до Р-диапазона, для которого достигается предел из-за экранирования радиоволн ионосферой;

2) расширение набора числа поляризаций вплоть до измерения полной матрицы рассеяния;

3) повышение пространственного разрешения (надо отметить, что предел, порядка 1 м, достигается только для Р-диапазона, для коротковолновых диапазонов предельными являются величины порядка 10 см, они еще не достигнуты);

4) увеличение числа режимов, для повышения гибкости системы для решения различного типа задач;

5) уменьшение периода повтора съёмки, что достигается как за счет изменения числа режимов, так и за счет увеличения числа спутников на орбите;

6) Комплексирование с другими средствами ДЗЗ, в первую очередь оптического диапазона с сопоставимым пространственным разрешением.

Это дает дополнительные возможности для решения задач по мониторингу лесных экосистем, а именно [2, 4, 6, 7]:

1. Расширение диапазона длин волн зондирования вплоть до Р-диапазона позволяет за счет большой длины волны контролировать существенно большие величины биомассы, поскольку зондирование в L-диапазоне реализует контроль только порядка 25 процентов биомассы лесов планеты. Глубина проникновения длин волн этого

диапазона достаточно велика для лесных массивов, что позволит контролировать и параметры почвенного покрова лесных массивов (влажность, подтопление).

2. Увеличение числа поляризаций и набора длин волн в космических системах улучшает возможности РСА по оценке биомассы, классификации растительности и лесных массивов, определения влажности, поскольку возрастает число каналов и соответственно точность.

3. Повышение пространственного разрешения позволяет расширить круг решаемых задач, в частности в задачах по контролю за использованием лесного фонда, соблюдения правил рубки и лесовосстановления, текущего учета лесного фонда, районирования по степени и виду лесопатологической опасности, где иногда требуется разрешение на местности порядка 1 м.

4. Повышение числа режимов с разным пространственным разрешением и полосой обзора позволяет средствами одной системы решать задачи одного класса, но разного уровня.

Например в задачах по лесным пожарам: прогноз пожароопасности, контроль пожаров, оценка последствий пожаров в зависимости от уровня, требуется разрешение на местности от 100 до 10 м [6].

Данная работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Интеграция».

Список литературы

1. Арманд Н.А., Шмаленюк А.С., Илларионов Г.П., Шалаев В.С. Исследование возможностей определения биометрических характеристик лесных

- массивов по радиолокационным снимкам / Экология, мониторинг и рациональное природопользование // Науч. тр. / МГУЛеса. – 1999. – Вып. 302(II). – С. 43–49.
2. Арманд Н.А., Волков А.М., Захаров А.И., Нейман И.С., Шишанов А.В., Чернявский Г.М., Шмаленюк А.С. Перспективные спутниковые РСА системы в России // Радиотехника и электроника. – 1998. – № 10. – С. 35–37.
 3. Лукашевич Е.Л., Горелов В.А., Стрельцов В.А. Комплексный анализ космического детального зондирования Земли // Исследование Земли из космоса. – 2001. – №4. – С. 20–45.
 4. Неронский Л. Б., Михайлов В.Ф., Брагин И.В. Микроволновая аппаратура дистанционного зондирования поверхности Земли и атмосферы. Радиолокаторы с синтезированной апертурой антенны: Учебное пособие. – СПб. – 1999. – 220 с.
 5. Саворский В.П., Смирнов М.Т., Шмаленюк А.С. Использование сервера данных дистанционного зондирования ЦОХКИ ИРЭ РАН для задач изучения характеристик почвенных, растительных и других лесных объектов // Экология, мониторинг и рациональное природопользование: Науч. тр. / МГУЛеса. – Вып. 302(II). – 1999. – С. 35–42.
 6. Сухих В.И. Функциональная структура космического сегмента мониторинга лесов России / Исследование Земли из космоса. – 2001. – № 3. – С. 61–30.
 7. Шмаленюк А.С., Поляков В.М. Аэрокосмические средства и методы исследования лесных ресурсов на базе ГИС технологий: Учебное пособие для студентов лесного факультета. Ч.2: Радиоволновой диапазон. – М.: МГУЛ; ИРЭ РАН. – 1999. – 140 с.
 8. Chauhan N.S., Lang R.H. Radar Modeling of a Boreal Forests / IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, v. GE-29, No. 4, p.627-637.
 9. Shmalenyuk A. S., Illarionov G. P., Armand N. A., Shalayev V. S. Analysis of multi temporal and polarization images of JERS and SIR-C SAR for aim of determination of forest parameters/Proceedings of 3rd European Conference of Synthetic Aperture Radar(EUSAR2000), Munich, Germany, VDE Verlag, Berlin, 2000, p. 667.
 10. Earth Observing System SAR / Instrument Panel Report. Volume IIf. NASA, Washington, D.C., 1988.
 11. Operational Use of Civil Space-Based Synthetic Aperture Radar. Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1996.
 12. Mathew H., Burbidge G.T.A. TerraSAR system component design and status. Proceedings of 3rd European Conference of Synthetic Aperture Radar(EUSAR2000), Munich, Germany, VDE Verlag, Berlin, 2000, pp. 37-40.
 13. Seifert F.M., Snoeij P., Wilson J.J. Biomass Mapping Satellite System(BioSAR) / EUSAR2000, p. 81–84.

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ СНИМКОВ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА В ЗАДАЧАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ БИОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БОРЕАЛЬНЫХ ХВОЙНЫХ ЛЕСОВ

Г.П. ИЛЛАРИОНОВ, МГУЛ,

В.С. ШАЛАЕВ, *проф.*, академик МАН ВШ, *д-р техн. наук*,

А.С. ШМАЛЕНЮК, *Институт радиотехники и электроники РАН*

Мониторинг бореальных хвойных лесов, к числу которых относится большинство лесных массивов России, является в настоящее время одной из актуальных задач дистанционного зондирования. С этой целью в разных странах разрабатываются космические системы со средствами зондирования земной поверхности в оптическом и радиодиапазоне. При этом развитие идет как по пути повышения пространственного разрешения, так и по пути комплексирования этих средств [1–2]. Одной из важных задач

космического мониторинга бореальных лесов является оценка их таксационных и биометрических характеристик. Это связано с необходимостью решения не только лесохозяйственных задач конкретного региона, но и глобальных экологических задач, например, такой, как баланс углерода на планете [3]. Оценка величины запаса древесины (древозапаса) в вышеуказанном контексте очень важна, поскольку эта величина относится к числу таксационных и непосредственно связана с биомассой [8].

Опыт использования космических снимков оптического диапазона для оценки древозапаса бореальных лесов невелик и основан в основном на использовании снимков спутников *Landsat* и *Spot* [9], имеющих среднее пространственное разрешение.

В данной работе приводятся результаты анализа регрессионных зависимостей между яркостями оптического космического снимка высокого разрешения, полученного с российского спутника, в различных оптических диапазонах, а именно в красном (RED), зеленом (GREEN), голубом (BLUE), с величиной древозапаса выделов хвойных и лиственных древостоев. В процессе работы определялся также коэффициент детерминации R^2 вышеуказанных зависимостей, который характеризует взаимозависимость исследуемых экспериментальных данных.

Методика анализа, имеющегося у авторов космического снимка высокого разрешения, а именно снятого камерой КФА-1000, заключалась в следующем. Снимок был оцифрован с помощью сканера высокого разрешения и разделен на три снимка вышеуказанных диапазонов (красный, зеленый, синий). Для повышения радиометрического разрешения минимальное и максимальное значение яркости в пределах каждого снимка было приведено к нижнему (1) и верхнему значению яркости снимка (256). Анализировался фрагмент снимка территории учебного полигона МГУЛ в Щелковском районе, для которого существует детальная база данных таксационных характеристик выделов, составленная по данным полевых обследований.

Так же, как и при исследовании радиолокационных данных [4, 5], регрессионные зависимости строились для значений яркости оптических снимков указанных диапазонов, усредненных по всем значениям пикселей для выделов, имеющих одинаковую величину древозапаса. Это позволяло за счет увеличения числа усредняемых пиксе-

лей существенно уменьшить влияние случайных факторов, таких, например, как ошибки полевых обследований по данным отдельных выделов.

Использовался комплект наземной лесостроительной информации, оформленный в виде ГИС на пакете PC ARC/INFO. Для обработки использовался пакет ER Mapper. Для сохранения исходных значений пикселей радарного снимка ГИС-данные геометрически привязывались к космическому снимку. Получаемое в результате пересчета координат ГИС-изображение совпадало по координатам с радарным снимком, т. е. описывало те же самые точки местности. Импортирование такого ГИС-изображения в ER Mapper позволяло обрабатывать наземные и космические данные совместно как единое целое.

Далее в соответствии с изложенной методикой для выделов с одинаковым указанным лесотаксационным параметром (в данном случае известным по наземным данным значениями запаса древесины) автоматически подсчитывалось среднее значение яркости. Сопоставление проводилось для разных типов деревьев: хвойных и лиственных. Для этого использовалась технология работы с атрибутивной информацией [6].

В результате проведенных исследований установлено, что зависимость величины яркости оптического снимка от величины древозапаса пропорциональна и практически линейна, но только для хвойных типов древостоев и причем в каналах красного (RED) и зеленого (GREEN) цвета. Коэффициент детерминации этих зависимостей довольно высок: 0,96–0,98. Полученные результаты для хвойных древостоев приведены на рис. 1 (отрицательные результаты для лиственных древостоев и для канала BLUE хвойных деревьев не приводятся для экономии места и чтобы не отвлекать внимание читателя). Обнаруженную зависимость можно объяснить особенностями развития хвойных деревьев [7].

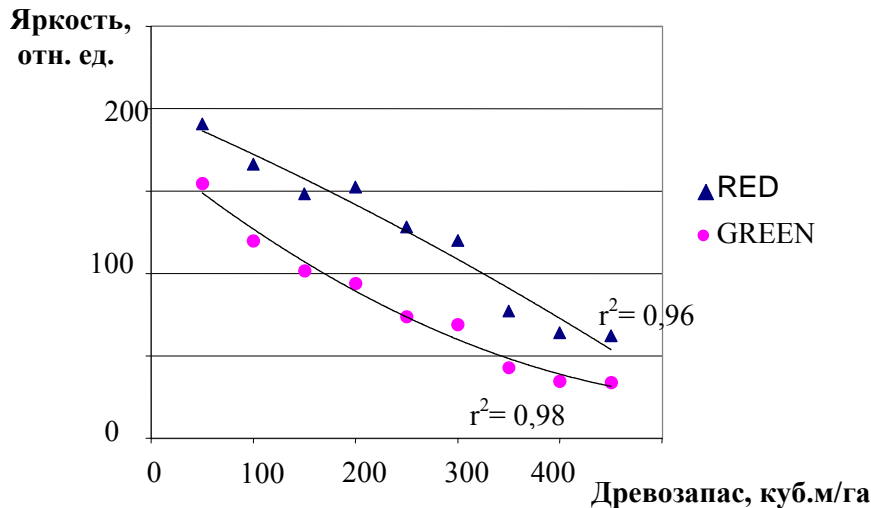


Рис. 1. Зависимость яркости оптического снимка высокого разрешения в разных спектральных диапазонах (красный-RED, зеленый-Green) от величины древозапаса для хвойных типов древостоев

Очевидно, результаты, изложенные в данной статье, получены только для одного района Московской области и для их использования на всей территории России требуются дополнительные исследования. Однако в случае их подтверждения открывается возможность построения простой методики определения величины древозапаса и, соответственно, биомассы бореальных хвойных лесов с использованием экспериментальных данных, получаемых с космических систем нового поколения[1–2]. Это особенно важно для России, леса которых находятся в труднодоступных районах[3, 7].

Авторы благодарят проф. Сухих В.И. за полезные обсуждения результатов, изложенных в статье. Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Интеграция».

Список литературы

1. Лукашевич Е.Л., Горелов В.А., Стрельцов В.А. Комплексный анализ космического детального зондирования Земли / Исследование Земли из космоса. – 2001. – №4. – С. 20–45.
2. Шмаленюк А.С., Шалаев В.С. Космические радиолокационные системы нового поколения для глобального и регионального мониторинга лесных экосистем (см. этот сборник).
3. Исаев А.С., Коровин Г.Н., Сухих В.И. и др. Экологические проблемы поглощения углекислого газа посредством лесовосстановления и лесоразведения в России (Аналитический обзор). – М., Центр экологической политики. – 1995.
4. Арманд Н.А., Шмаленюк А.С., Илларионов Г.П., Шалаев В.С. Исследование возможностей определения биометрических характеристик лесных массивов по радиолокационным снимкам / Экология, мониторинг и рациональное природопользование // Науч. тр. / МГУЛеса. – 1999. – Вып. 302(II). – С. 43–49.
5. Илларионов Г.П., Шмаленюк А.С. Оценка возможностей определения таксационных параметров лесных массивов Московской области по данным перспективных космических радиолокаторов / Труды 3-й Всероссийской конференции «Аэрокосмические методы и геоинформационные системы в лесоведении и лесном хозяйстве», 18–19 апреля 2002 г. – М.: МГУЛ. – С. 93–99.
6. Научно-технический отчет по теме «Создание научно-учебного центра современных автоматизированных методов обработки данных космического зондирования для исследования состояния растительных, почвенных и других лесных объектов» (этап 1998 г.) в рамках Федеральной целевой программы «Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы».
7. Сухих В.И., Жирин В.М., Шаталов А.А. Аэрокосмические средства и методы исследования лесных ресурсов на базе ГИС технологий: Учебное пособие для студентов лесного факультета. – Ч.1: Оптический диапазон. – М.: МГУЛ; ЦЭПЛ РАН. – 1999. – 120 с.
8. Pulliainen J.T., Heiska K., Nuypa J. and Hallikainen M.T. Backscattering properties of boreal forests at the C-bands and X-bands. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 1994, v. 32, p.1041-1050.
9. Tokola T., Pitkanen J., Partinen S. and Minonen E. Point accuracy of a non-parametric method in estimation of forest characteristics with different satellite materials. International Journal of Remote Sensing, 1996, v.17, p.2333-2352.

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ГОМОГЕННОЙ РАВНОВЕСНОЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ

А.В. МОТУЛЕВИЧ, МЭИ,

В.П. МОТУЛЕВИЧ, проф. МЭИ, д-р техн. наук

Во многих областях как традиционной, так и новейшей техники приходится сталкиваться с необходимостью определения теплового взаимодействия с телами потоков жидкостей или газов, в которых возникают химические превращения вещества. Причиной таких превращений могут служить либо специфический подбор веществ (например различные виды химических технологий), либо достаточно высокие значения температур и скоростей набегающего потока газа (например космическая техника).

В случае ламинарного движения жидкости для решения этой задачи можно воспользоваться замкнутой системой уравнений пограничного слоя, где в уравнения энергии и диффузии входят источниковые члены, зависящие от кинетики химических реакций, которые значительно усложняют получение решения и кроме того, как правило, не обладают достаточной точностью.

Это оправдывает рассмотрение предельных случаев, в том числе и равновесных химических реакций, реализуемых на практике, когда характерное время пребывания частицы жидкости вблизи тела намного превышает аналогичное время химических реакций.

В этом случае задача существенно упрощается путем введения эффективных значений теплоемкости и теплопроводности:

$$c_p \text{эф} = \frac{\partial}{\partial T} \sum_n k_i (h_i^* + h_{oi}) = \dot{n}_{\text{пр}}(T, p),$$

$$\lambda_{\text{эф}} = \lambda - \sum_{ij} \frac{m_i}{m} \rho D_{ij} h_i \frac{\partial}{\partial T} (k_j m) + \sum_i \frac{h_i D_i^T}{T} = \lambda_{\text{эф}}(T, p).$$

Так как состав смеси определяется законами химической термодинамики, зависимости эффективных значений теплоемко-

сти и теплопроводности от температуры и давления известны.

Рассмотрим продольное обтекание пластины. Опуская для краткости индекс «эф», напишем уравнения пограничного слоя:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) = 0,$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right),$$

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2.$$

Для замыкания полученной системы уравнений используем уравнение состояния:

$$\rho = pm/RT,$$

где молекулярная масса $m = f(p, T)$ является известной функцией давления и температуры.

Полученная система уравнений решается при краевых условиях:

$$\text{при } y = 0 \quad u = v = 0 \quad T = T_w,$$

$$\text{при } y \rightarrow \infty \quad u = u_\infty \quad T = T_\infty,$$

При этом как частный случай определится и равновесная температура поверхности, при которой тепловой поток в стенку отсутствует.

Используем переменные Дородницына [1]:

$$\xi = x,$$

$$\eta = \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} dy,$$

и введем новую переменную:

$$V = v \frac{\rho}{\rho_\infty} + u \frac{\partial \eta}{\partial x},$$

Тогда уравнение неразрывности можно представить в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} = 0.$$

Введем обычным методом функцию тока ψ , вытекающим из предыдущего уравнения, а также переменную ζ , аналогичную предложенной Блазиусом и новые переменные ω и φ :

$$\zeta = \frac{\eta}{\sqrt{\xi}},$$

$$\omega = \frac{1}{u_\infty} \frac{d}{d\zeta} \left(\frac{\psi}{\sqrt{\xi}} \right),$$

$$\varphi = u_\infty N \frac{d\omega}{d\zeta},$$

а также:

$$z = \sqrt{\frac{2\mu_\infty^2}{u_\infty^3 \rho}} \varphi,$$

где

$$N = \rho\mu / (\rho\mu)_\infty.$$

Используем новые переменные, зависимость которых от температуры и давления для равновесного состояния являются известными:

$$a_1 = \mu m / R T,$$

$$a_2 = \lambda / \mu,$$

$$a_3 = c_p - a_2.$$

С учетом принятых обозначений после ряда преобразований исходная система уравнений количества и энергии станут автомодельными и примут вид:

$$\frac{d^2 z}{d\omega^2} + a_1 \frac{\omega}{z} = 0,$$

$$\frac{d^2 T}{d\omega^2} - \frac{1}{a_2} \left[a_3 \frac{dz}{d\omega} \frac{dT}{d\omega} - \frac{da_2}{dT} \left(\frac{dT}{d\omega} \right)^2 - u_\infty^2 \right] = 0,$$

с краевыми условиями:

$$\text{при } \omega = 0 \quad dz / d\omega = 0 \quad T = T_w,$$

$$\text{при } \omega = 1 \quad z = 0 \quad T = T_\infty.$$

Как и следовало ожидать, в отличие от случая постоянных свойств жидкости полученную систему уравнений необходимо решать совместно численными методами, тем более что зависимости величин a_1 , a_2 и a_3 от температуры при разных давлениях могут оказаться весьма сложными и представленными в табулированном виде. Типичные примеры для равновесного воздуха [2] представлены на рис. 1

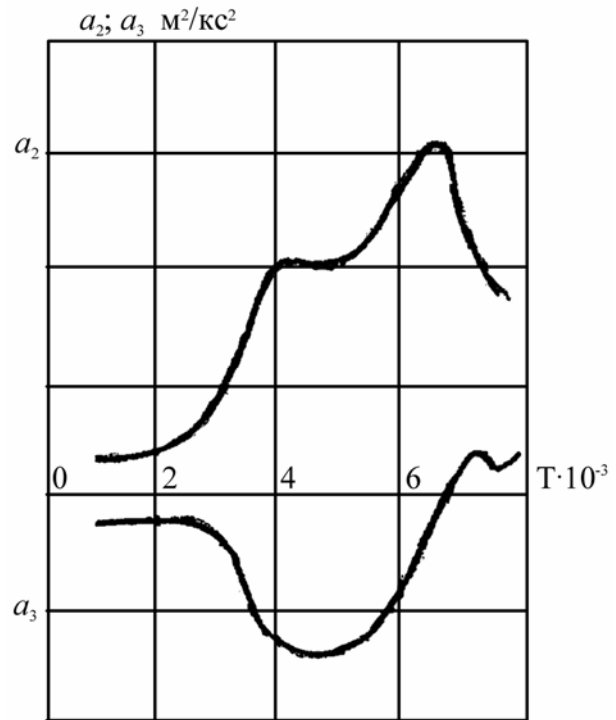


Рис. 1. Зависимость теплофизических параметров a_1 и a_3 от температуры при давлении 10^5 Па

Решение приведенной системы уравнений позволяет определить распределение скоростей, температур и других параметров в пограничном слое, но в данной работе основное внимание будет уделено зависимости от скорости воздуха и температуры поверхности тепловых потоков в стенку и ее равновесной температуры.

Тепловой поток определяется выражением

$$q_w \sqrt{x} = \sqrt{\frac{u_\infty \rho}{2}} \left(a_2 z \frac{dT}{d\omega} \right)_w.$$

Независимость правой части от продольной координаты является следствием автомодельности решения.

Для его получения использовался метод Рунге-Кутты. Направление счета было выбрано от невозмущенного потока к стенке, так как температура набегающего на пластину воздуха была задана, а температура поверхности могла быть любой, поскольку в данной постановке она была аргументом.

Но при такой методике на внешней границе слоя при $\omega = 1$ возникала особенность, так как первый член в квадратных

скобках уравнения энергии там стремится к бесконечности. Чтобы обойти эту трудность в этой области было разработано приближенное аналитическое решение, основанное на том, что там благодаря малому изменению температуры и практическому отсутствию диссоциации воздуха все параметры, характеризующие свойства газа, можно принять постоянными. В результате стартовые значения $dz/d\omega$ и $dT/d\omega$, необходимые для дальнейшего расчета, определяются по формулам

$$\frac{dz}{d\omega} = -\sqrt{a_{1\infty}(\omega_1 + 1)(c_1 - \ln z)},$$

$$\frac{dT}{d\omega} = \frac{u_\infty^2}{a_{2\infty} - a_{3\infty}}(1 - \omega_1) - c_2 \left(1 + \frac{a_{3\infty}}{a_{2\infty}}\right) (1 - \omega_1)^{\frac{a_{3\infty}}{a_{2\infty}}},$$

где ω_1 выбирается достаточно близкой к единице, а константы c_1 и c_2 обеспечивают выполнение краевых условий на стенке.

Значения теплофизических параметров равновесного воздуха хранились в компьютере в виде таблицы с шагом по температуре в $200 \text{ }^\circ\text{K}$ в диапазоне $200\text{--}8000 \text{ }^\circ\text{K}$. Выборка данных осуществлялась с помощью квадратичной интерполяции. Аналогичным образом осуществлялась и выборка табулированной функции $\operatorname{erf} x$.

Использовались пять значений скорости невозмущенного потока:

$$u_\infty = 3000, 4500, 6000, 7500 \text{ и } 9000 \text{ м/с.}$$

Кроме предусмотренной стандартной подпрограммой относительной проверки точности счета на каждом шаге была проделана оценка суммарной погрешности. Для этого использовалось известное решение для продольного обтекания пластины потоком несжимаемой жидкости и соотношение Крокко между температурой и скоростью в пограничном слое, получаемые при $m = \text{const}$; $\mu \sim T$; $c_p = \text{const}$ и $Pr = 1$. Проведенная вышеизложенным методом оценка дала совпадение в третьем знаке, что можно признать удовлетворительным, особенно если принять во внимание точность использованных данных о свойствах равновесно диссоциированного воздуха.

Результаты расчета представлены на рис. 2 в виде зависимости параметра теплообмена $q_w \sqrt{x}$ от температуры поверхности

при $T_\infty = 200 \text{ }^\circ\text{K}$, $p = 10^5 \text{ Па}$ и разных скоростях невозмущенного потока.

Как и следовало ожидать, тепловой поток в стенку возрастает с увеличением скорости и убывает с ростом температуры поверхности, принимая отрицательные значения, если последняя превышает равновесную, которая в свою очередь возрастает по мере увеличения скорости.

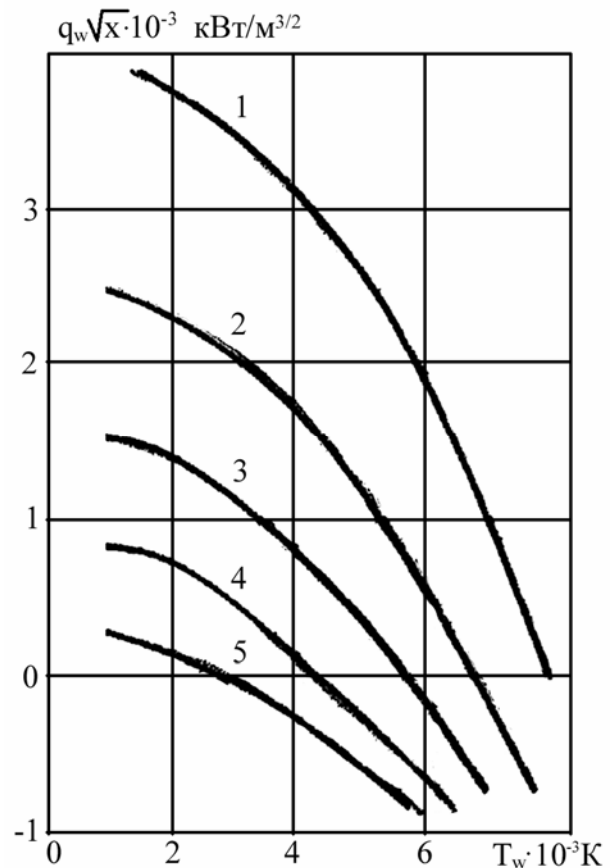


Рис. 2. Зависимость теплового потока в стенку от ее температуры и скорости потока газа $u_\infty = (1 - 9000; 2 - 7500; 3 - 6000; 4 - 4500; 5 - 3000 \text{ м/с})$

При относительно небольших значениях температуры стенки и скорости набегающего потока ($T_w < 2000\text{--}2500 \text{ }^\circ\text{K}$ и $u_\infty < 3000\text{--}4500 \text{ м/с}$) влияние диссоциации невелико, но если скорость потока существенно возрастает, то даже при $T_w = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$, когда диссоциация практически только становится заметной, тепловой поток в стенку существенно снижается. Это связано с тем, что внутри пограничного слоя уровень темпера-

тур достаточно высок чтобы эндотермические химические процессы играли существенную роль.

Равновесная температура при химических превращениях в воздухе также снижается.

Разработанная методика расчета применима и для других веществ, в которых могут происходить как эндотермические так и экзотермические превращения вещества, а применение метода относительного соответствия [3] позволит получить с достаточной для инженерного использования точностью

данные по теплообмену и для тел другой формы.

Список литературы

1. Дородницын А.А. Пограничный слой в сжимаемом газе // ПММ.– М.: – 1942. – Т. 6. – С. 471.
2. Ступоченко Е.В., Стаханов И.П., Самуйлов Е.В., Плешанов А.С., Рождественский И.Б. Термодинамические свойства воздуха в интервале температур от 1000 до 12000 °К и в интервале давлений от 0,001 до 1000 атм.: Сб. Физическая газодинамика. – М.: АН СССР. – 1959.
3. Мотулевич В.П. Метод относительного соответствия и его применение в задачах тепло – и массообмена // ИФЖ. – 1968. – Т. 11. – № 1. С. 8.

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ

Э.В. ЗАВИТАЕВ, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук,

А.А. ЮШКАНОВ, проф. каф. теоретической физики МГОУ, д-р физ.-мат. наук

Электромагнитные свойства малых металлических частиц могут существенно отличаться от свойств массивных образцов металла [1]. Если линейный размер R образца металла будет порядка λ – длины свободного пробега электронов или меньше ее: $R < \lambda$, то взаимодействие электронов с границей металлического образца начинает оказывать заметное влияние на их отклик на внешнее электромагнитное поле. Следствием этого и являются особые оптические свойства образца (металлической частицы). Поэтому, когда выполняется условие $R < \lambda$, одна из основных оптических характеристик – сечение поглощения – обнаруживает нетривиальную зависимость от отношения R / λ . При комнатной температуре в металлах с хорошей проводимостью (алюминий, медь, серебро и др.) длина свободного пробега электронов λ лежит в следующих характерных пределах: $10 \div 100$ нм. Размеры же экспериментально исследуемых частиц достигают нескольких нм, т.е. ситуация $R < \lambda$ реализуется.

В качестве аппарата, способного описывать отклик электронов на внешнее

электромагнитное поле с учетом взаимодействия электронов с границей образца, может быть использована стандартная кинетическая теория электронов проводимости в металле [2]. В этом случае ограничения на соотношение между длиной свободного пробега электронов и размером образца не накладываются.

Уравнения макроскопической электродинамики применимы лишь в случае «массивных» образцов: $R \gg \lambda$. Поэтому известная теория Ми, которая описывает взаимодействие электромагнитной волны с металлическими телами в рамках макроскопической электродинамики, непригодна для описания упомянутого размерного эффекта.

В работах [3, 4] была построена теория взаимодействия электромагнитного излучения со сферической частицей. Немного ранее в предельном случае $R \ll \lambda$ на низких частотах (дальний ИК диапазон) результат, совпадающий с [3, 4], получен в работах [5, 16]. В упомянутых работах применяется подход, основанный на решении кинетического уравнения Больцмана для электронов проводимости в металле. Альтернативный

подход к проблеме предложен и развивается в работах [6, 7 и др.].

В последнее время возрос интерес к проблеме взаимодействия электромагнитного излучения с несферическими частицами [8]. Ряд работ [9-11] был посвящен описанию взаимодействия электромагнитного излучения с цилиндрической частицей. Отметим также работы, в которых предпринята попытка учета квантовомеханических эффектов в данной проблеме, что особенно существенно при низких температурах [12, 17]. Причем во всех вышперечисленных работах рассматривались только однородные частицы, т. е. не поднимался вопрос о внутренней структуре поглощающих частиц.

Однако в последнее время в литературе появились сообщения об экспериментальных исследованиях частиц сложной структуры [18]. Такие частицы состоят из диэлектрического ядра, окруженного металлической оболочкой, что, естественно, сказывается на оптических свойствах этих частиц.

В настоящей работе кинетическим методом рассчитаны функции распределения, описывающие линейный отклик электронов проводимости в неоднородной сферической частице (частица из металла с диэлектрическим ядром) на переменное магнитное поле плоской электромагнитной волны. По найденным функциям распределения удастся рассчитать зависимость сечения поглощения от радиуса и частоты, а также от отношения радиуса ядра к радиусу частицы. Особое внимание уделено случаю, когда длина свободного пробега электронов существенно превышает радиус частицы (свободно-электронный режим): $R \ll \lambda$.

Математическая модель и расчет

Рассматривается сферическая частица из немагнитного металла радиуса R_2 с диэлектрическим ядром, радиус которого R_1 , в поле плоской электромагнитной волны частоты ω , которая ограничена сверху частотами ближнего ИК диапазона ($\omega < 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$). Неоднородность внешнего поля волны и скин-эффект не учитываются (предполагается, что $R_2 < \delta$ – глубины скин-слоя). В рассматри-

ваемом диапазоне частот вклад токов дипольной электрической поляризации будет мал по сравнению с вкладом вихревых токов, которые индуцируются внешним магнитным полем волны [3]. Поэтому действие внешнего электрического поля волны не учитывается.

Также используются общепринятые физические допущения: электроны проводимости в металлической оболочке рассматриваются как вырожденный ферми-газ, и описывается их отклик на внешнее переменное магнитное поле с помощью уравнения Больцмана в приближении времени релаксации. Диэлектрик, из которого изготовлено ядро частицы, считается идеальным. В граничных условиях принято, что отражение электронов от внутренней поверхности металлической оболочки и поверхности ядра носит диффузный характер.

Процесс поглощения энергии электромагнитной волны неоднородной частицей можно описать следующим образом:

однородное периодическое по времени магнитное поле волны $H = H_0 \exp(-i\omega t)$ вызывает появление в частице вихревого электрического поля. Оно, в силу симметрии задачи, определяется из уравнения индукции Максвелла

$$\text{rot} E = -\left(\frac{1}{c}\right) \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

и может быть представлено в виде

$$E = \frac{1}{2c} \left[r, \frac{\partial H}{\partial t} \right] = \frac{\omega}{2ic} [r, H_0] \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

где r – радиус – вектор (начало координат O в центре частицы);

c – скорость света.

Вихревое электрическое поле воздействует на электроны проводимости в частице и вызывает отклонение f_1 их функции распределения f от равновесной фермиевской f_0 :

$$f(r, v) = f_0(\varepsilon) + f_1(r, v), \quad \varepsilon = \frac{mv^2}{2}, \quad (3)$$

где v и m – скорость и масса электрона.

Это приводит к возникновению вихревого тока

$$j = e \int v f \frac{2d^3(mv)}{h^3} = 2e \left(\frac{m}{h} \right)^3 \int v f_1 d^3v, \quad (4)$$

где h – постоянная Планка;

e – заряд электрона), а также к диссипации в объеме частицы энергии.

Энергия \bar{Q} , диссипируемая в единицу времени, равна [13]

$$\bar{Q} = \int (\text{Re} E)(\text{Re} j) d^3r = \frac{1}{2} \text{Re} \int j E^* d^3r, \quad (5)$$

здесь чертой обозначено усреднение по времени, а звездочкой – комплексное сопряжение.

В формуле (4) используется стандартная нормировка функции распределения f , при которой плотность электронных состояний равна $\frac{2}{h^3}$. Для равновесной функции $f_0(\varepsilon)$ далее используется ступенчатая аппроксимация [14]:

$$f_0(\varepsilon) = \theta(\varepsilon_f - \varepsilon) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_f \\ 0, & \varepsilon_f < \varepsilon \end{cases}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_f = \frac{mv_f^2}{2}$ – энергия Ферми (v_f – скорость Ферми). Предполагается, что ферми-поверхность имеет сферическую форму.

Задача сводится к отысканию отклонения f_1 функции распределения электронов от равновесной f_0 , возникающего под действием вихревого поля (2). В линейном приближении по внешнему полю, функция f_1 удовлетворяет кинетическому уравнению [2, 14]

$$-i\omega f_1 + v \frac{\partial f_1}{\partial r} + e(vE) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{f_1}{\tau}, \quad (7)$$

где предполагается стационарная зависимость от времени ($f_1 \sim \exp(-i\omega t)$), а интеграл столкновений взят в приближении времени релаксации:

$$\left(\frac{df_1}{dt} \right)_s = -\frac{f_1}{\tau}, \quad (8)$$

где τ – электронное время релаксации.

Решая уравнение (7) методом характеристик [15], получаем

$$f_1 = A(\exp(-vt') - 1)/v, \quad t' \geq 0, \quad (9)$$

где $v = \frac{1}{\tau} - i\omega$,

$$A = e(vE) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = \frac{e\omega}{2ic} \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) [v, r] H_0 \exp(-i\omega t). \quad (10)$$

Причем v и A постоянны вдоль траектории (характеристики). Параметр t' в выражении (9) имеет смысл времени движения электрона вдоль траектории от границы, на которой происходит отражение, до точки r со скоростью v .

Для однозначного определения функции f_1 необходимо задать для нее граничные условия на сферических поверхностях металлической оболочки и диэлектрического ядра частицы. В качестве таковых принимаем условия диффузного отражения электронов от этих поверхностей [2]. Поскольку электроны могут отражаться от внутренней границы (R_1) и от внешней границы (R_2) металлического слоя, то необходимо записать два граничных условия:

$$f_{11}(r, v) = 0 \quad i\partial \varepsilon \begin{cases} |r| = R_1 \\ rv < 0 \end{cases}, \quad (11)$$

$$f_{12}(r, v) = 0 \quad i\partial \varepsilon \begin{cases} |r| = R_2 \\ rv > 0 \end{cases}, \quad (12)$$

(углы между r и v отсчитываются в направлении внешних нормалей к сферическим поверхностям).

При отражении электрона от внутренней границы (R_1) параметр t' в выражении (9) определяется как

$$t_1 = \left\{ rv + [(rv)^2 + (R_1^2 - r^2)v^2]^{1/2} \right\} / v^2, \quad (13)$$

а при отражении электрона от внешней границы (R_2) он определяется как

$$t_2 = \left\{ rv + [(rv)^2 + (R_2^2 - r^2)v^2]^{1/2} \right\} / v^2. \quad (14)$$

Это ясно из следующих геометрических соображений. Из очевидного векторного равенства $r = r_0 + vt'$, где r_0 – радиус-вектор электрона в момент отражения от любой из границ металлического слоя, можно получить, возводя обе части этого равенства в квадрат, и, разрешив полученное уравнение относительно t_1 или t_2 , выражения (13) или (14).

Поэтому, уравнение (7) имеет два разных решения в зависимости от места отражения электрона проводимости внутри металлического слоя частицы.

Соотношениями (9), (10), (13), (14) полностью определены решения f_{11} и f_{12} уравнения (7) с граничными условиями (11) и (12), что позволяет рассчитать ток (4) и диссипируемую мощность (5).

При вычислении интегралов (4), (5) удобно перейти к сферическим координатам как в пространстве координат (r, θ, φ ; полярная ось – ось Z ; вектор H_0 параллелен оси Z), так и в пространстве скоростей (v, α, β ; полярная ось – ось v_r). Поле (2) в сферических координатах имеет лишь φ -компоненту:

$$E = E_\varphi e_\varphi; \quad E_\varphi = \frac{i\omega}{2c} r H_0 \sin \theta \exp(-i\omega t). \quad (15)$$

Соответственно и ток (4) обладает лишь φ -компонентой (линии тока являются замкнутыми окружностями с центрами на оси Z в плоскостях, перпендикулярных оси Z):

$$j_\varphi = \frac{3ne^2}{4\pi v_f^3} \frac{E_\varphi}{v} \int v_\varphi^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_f) (1 - e^{-v r'}) d^3 v. \quad (16)$$

Здесь мы учли, что концентрация электронов проводимости в металлах определяются как

$$n = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 \int f_0 d^3 v = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 \frac{4}{3} \pi v_f^3. \quad (17)$$

При интегрировании выражения (16) следует иметь в виду, что место отражения электронов внутри частицы определяется полярным углом α в пространстве скоростей (координаты r, θ, φ удобно рассматривать как локальные декартовы координаты):

1. Если выполняется неравенство $\alpha_0 \leq \alpha \leq \pi - \alpha_0$, где угол α_0 определяется выражением

$$\alpha_0 = \arccos \left(\frac{\sqrt{r^2 - R_1^2}}{r} \right), \quad (18)$$

то траектория электрона не пересекается с ядром и он претерпевает отражение от внешней границы металлического слоя час-

тицы. Под функцией f_1 в этом случае понимается $f_{12}(r, v) (t' = t_2)$.

2. Если $\pi - \alpha_0 < \alpha \leq \pi$, то электроны летят к ядру частицы и под функцией f_1 снова понимается $f_{12}(r, v) (t' = t_2)$.

3. Наконец, если $0 < \alpha \leq \alpha_0$, то электроны летят от ядра частицы и под функцией f_1 понимается $f_{11}(r, v) (t' = t_1)$.

Легко заметить, что в первых двух случаях интегралы можно объединить.

Сечение поглощения электромагнитного излучения σ находим, разделив среднюю диссипируемую мощность \bar{Q} (см. (5)) на средний поток энергии в волне $\frac{cH_0^2}{8\pi}$.

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{8\pi}{cH_0^2} \int j_\varphi E_\varphi^* d^3 r. \quad (19)$$

или, учитывая (16),

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{8\pi}{cH_0^2} \int \frac{3ne^2 E_\varphi}{4\pi v_f^3} \times \left[\int v_\varphi^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_f) (1 - e^{-v r'}) d^3 v \right] E_\varphi^* d^3 r. \quad (20)$$

Далее, воспользовавшись (15), имеем

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{8\pi}{cH_0^2} \frac{3ne^2}{4\pi v_f^3} \int \frac{i\omega}{2c} r H_0 \sin \theta \exp(-i\omega t) \times \left[\int v_\varphi^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_f) (1 - e^{-v r'}) d^3 v \right] \times \frac{(-i\omega)}{2c} r H_0 \sin \theta \exp(i\omega t) d^3 r. \quad (21)$$

После несложных преобразований, получаем

$$\sigma = \frac{3ne^2 \omega^2}{4m c^3 v_f^4} \int \left[\int v_\varphi^2 \delta(v - v_f) (1 - e^{-v r'}) d^3 v \right] \times r^2 \sin^2 \theta d^3 r. \quad (22)$$

Учитывая, что $v_\varphi = v \sin \alpha \cos \beta$, и, подставляя пределы интегрирования во внутреннем интеграле (пределы интегрирования по переменной α указаны символически, т. к. они зависят от места отражения электронов внутри металлического слоя частицы) (см. текст после формулы (17)), приходим к выражению

$$\sigma = \frac{3ne^2\omega^2}{4mc^3v_f^4v} \times \int \left[\int_0^{v_f} \int_a^b \int_0^{2\pi} v^4 \sin^3\alpha \cos^2\beta \delta(v-v_f) (1-e^{-vr}) dv d\alpha d\beta \right] \times r^2 \sin^2\theta d^3r. \quad (23)$$

(Кроме того, при вычислениях, нужно помнить, что от места отражения электронов зависит также и время их движения по траектории).

Проинтегрировав по переменным v и β , а также подставляя пределы интегрирования во внешнем интеграле, имеем

$$\sigma = \frac{3ne^2\omega^2}{4mc^3v_f^4v} v_f^4 \pi \int_{R_1}^{R_2} \int_0^\pi \int_a^b \left[\int_a^b (1-e^{-vr}) \sin^3\alpha d\alpha \right] \times r^2 \sin^2\theta d^3r. \quad (24)$$

Интегралы по переменным θ и φ элементарные, поэтому

$$\sigma = \frac{3ne^2\omega^2}{4mc^3v_f^4v} \times v_f^4 \pi \frac{4}{3} 2\pi \int_{R_1}^{R_2} r^4 dr \int_a^b (1-e^{-vr}) \sin^3\alpha d\alpha. \quad (25)$$

Окончательно, получаем

$$\sigma = \frac{2\pi^2 n e^2 \omega^2}{m c^3 v} \int_{R_1}^{R_2} r^4 dr \int_a^b (1-e^{-vr}) \sin^3\alpha d\alpha. \quad (26)$$

Для дальнейших вычислений и анализа результатов, сложное выражение (26), по которому определяется сечение поглощения, удобно представить в виде

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3, \quad (27)$$

где

$$\sigma_1 = \frac{2\pi^2 n e^2 \omega^2}{m c^3 v} \int_{R_1}^{R_2} r^4 dr \int_{\alpha_0}^{\pi-\alpha_0} (1-e^{-vr}) \sin^3\alpha d\alpha, \quad (28)$$

$$\sigma_2 = \frac{2\pi^2 n e^2 \omega^2}{m c^3 v} \int_{R_1}^{R_2} r^4 dr \int_{\pi-\alpha_0}^{\pi} (1-e^{-vr}) \sin^3\alpha d\alpha, \quad (29)$$

$$\sigma_3 = \frac{2\pi^2 n e^2 \omega^2}{m c^3 v} \int_{R_1}^{R_2} r^4 dr \int_0^{\alpha_0} (1-e^{-vr}) \sin^3\alpha d\alpha. \quad (30)$$

Первые два интеграла объединяются, в результате чего, имеем

$$\sigma_{12} = \frac{2\pi^2 n e^2 \omega^2}{m c^3 v} \int_{R_1}^{R_2} r^4 dr \int_{\alpha_0}^{\pi} (1-e^{-vr}) \sin^3\alpha d\alpha. \quad (31)$$

Поэтому

$$\sigma = \sigma_{12} + \sigma_3. \quad (32)$$

Введем новые переменные

$$\xi = \frac{r}{R_2}, \quad (33)$$

$$z = v \frac{R_2}{v_f} = \left(\frac{1}{\tau} - i\omega \right) \frac{R_2}{v_f} = x - iy, \quad (34)$$

$$K = \frac{R_1}{R_2} \quad (35)$$

и преобразуем выражения (13), (14) и (18)

$$t_1 = \frac{R_2}{v_f} \left(\xi \cos\varphi + \sqrt{K^2 - \xi^2 \sin^2\varphi} \right) = \frac{R_2}{v_f} \psi, \quad (36)$$

$$t_2 = \frac{R_2}{v_f} \left(\xi \cos\varphi + \sqrt{1 - \xi^2 \sin^2\varphi} \right) = \frac{R_2}{v_f} \eta, \quad (37)$$

$$\alpha_0 = \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{K^2}{\xi^2}} \right). \quad (38)$$

Здесь мы учли, что $r v = r V_f \cos\alpha$ (все электроны внутри металлического слоя частицы двигаются со скоростями, равными V_f).

Тогда формулы (30) и (31) принимают следующий вид:

$$\sigma_{12} = \frac{2\pi^2 n e^2 v_f R_2^4}{m c^3} y^2 \times \int_K^1 \xi^4 d\xi \int_{\alpha_0}^{\pi} \frac{(1-e^{-z\eta})}{z} \sin^3\alpha d\alpha, \quad (39)$$

$$\sigma_3 = \frac{2\pi^2 n e^2 v_f R_2^4}{m c^3} y^2 \times \int_K^1 \xi^4 d\xi \int_0^{\alpha_0} \frac{(1-e^{-z\psi})}{z} \sin^3\alpha d\alpha. \quad (40)$$

Сечение поглощения (32) представляем в виде

$$\sigma = \sigma_0 (F_{12} + F_3), \quad (41)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{2\pi^2 n e^2 v_f R_2^4}{m c^3}, \quad (42)$$

$$F_{12} = y^2 \int_K^1 \xi^4 d\xi \int_{\alpha_0}^{\pi} \frac{(1-e^{-z\eta})}{z} \sin^3\alpha d\alpha, \quad (43)$$

$$F_3 = y^2 \int_K^1 \xi^4 d\xi \int_0^{\alpha_0} \frac{(1-e^{-z\psi})}{z} \sin^3\alpha d\alpha. \quad (44)$$

В дальнейшем подробно остановимся на случае, когда частота внешнего поля ω и частота столкновений электронов в объеме металла $(1/\tau)$ низки по сравнению с частотой столкновения электронов с поверхностями металлического слоя частицы. Другими словами, рассмотрим случай $|z| \ll 1$.

Экспоненты, входящие в выражения (43) и (44) можно в этом случае разложить по известной формуле Тейлора, ограничиваясь двумя первыми членами разложения. В результате чего, получаем

$$F_{12} = y^2 \int_K^1 \xi^4 d\xi \times \int_{\arccos\left(\sqrt{1-\frac{K^2}{\xi^2}}\right)}^{\pi} \left(\xi \cos \alpha + \sqrt{1-\xi^2 \sin^2 \alpha}\right) \sin^3 \alpha d\alpha, \quad (45)$$

$$F_3 = y^2 \int_K^1 \xi^4 d\xi \times \int_0^{\arccos\left(\sqrt{1-\frac{K^2}{\xi^2}}\right)} \left(\xi \cos \alpha + \sqrt{K^2 - \xi^2 \sin^2 \alpha}\right) \sin^3 \alpha d\alpha. \quad (46)$$

Выражения (45) и (46) удастся рассчитать аналитически. Из-за громоздкости вычислений этот расчет можно выполнить, используя математическую программу «Mathematica 4». Далее приводится готовый результат.

$$F_{12} = y^2 \left[\begin{aligned} &\frac{1}{6} - \frac{1}{16}K + \frac{1}{24}K^3 - \frac{3}{8}K^4 - \\ &-\frac{1}{16}K^5 + \frac{7}{24}K^6 + \frac{1}{32} \times \\ &\times (1 - K^2 - K^4 + K^6) \ln\left(\frac{1+K}{1-K}\right) \end{aligned} \right], \quad (47)$$

$$F_3 = y^2 \left[\begin{aligned} &-\frac{1}{16}K + \frac{1}{24}K^3 + \frac{1}{8}K^4 - \\ &-\frac{1}{16}K^5 - \frac{1}{24}K^6 + \frac{1}{32} \times \\ &\times (1 - K^2 - K^4 + K^6) \ln\left(\frac{1+K}{1-K}\right) \end{aligned} \right]. \quad (48)$$

Тогда для сечения поглощения получаем следующий результат:

$$\sigma = \sigma_0 y^2 \left[\begin{aligned} &\frac{1}{6} - \frac{1}{8}K + \frac{1}{12}K^3 - \frac{1}{4}K^4 - \\ &-\frac{1}{8}K^5 + \frac{1}{4}K^6 + \frac{1}{16} \times \\ &\times (1 - K^2 - K^4 + K^6) \ln\left(\frac{1+K}{1-K}\right) \end{aligned} \right]. \quad (49)$$

Обсуждение полученных результатов

Рассмотрим возможные предельные случаи:

1. В случае металлической частицы без ядра ($K \rightarrow 0$) из (49) следует

$$\sigma = \frac{\pi^2 n e^2 v_f R_2^4}{3 m c^3} y^2, \quad (50)$$

что совпадает с результатом, полученным в работах [3, 5, 16]. Если внутри частицы имеется диэлектрическое ядро, радиус которого во много раз меньше радиуса частицы, т. е., когда $K \ll 1$, то можно найти поправку к поглощению, выполнив разложение формулы (49) в ряд:

$$\sigma \approx \sigma_0 y^2 \left(1 - \frac{3}{2} K^4 - \frac{8}{5} K^5\right). \quad (51)$$

2. В случае тонкой металлической оболочки, когда $K \rightarrow 1$, для нахождения поправки к поглощению по формуле (24) необходимо выполнить разложение в ряд по параметру $(1-K) \ll 1$. Сечение поглощения определяется в этом случае как

$$\sigma \approx \sigma_0 y^2 \frac{5}{4} \left[1 - \frac{2}{5} \ln\left(\frac{1-K}{2}\right)\right] (1-K)^2. \quad (52)$$

Отметим характерную логарифмическую особенность в выражении для сечения поглощения тонкой металлической оболочки (52). Эта особенность связана с хорошо известной логарифмической особенностью проводимости слоя металла, когда толщина слоя много меньше длины свободного пробега электронов в объеме проводника [2].

Наконец, если частица полностью из диэлектрика ($K = 1$), то ее сечение поглощения равно нулю, т. к. в таких частицах не происходит диссипации энергии внешнего электромагнитного поля.

Список литературы

1. Петров Ю. И. Физика малых частиц. – М.: Наука, 1984.
2. Займан Дж. Электроны и фононы. – М.: ИЛ, 1962.
3. Лесскис А.Г., Пастернак В.Е. Юшканов А.А. // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 83. – № 1. – С. 310–317.
4. Лесскис А.Г., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Поверхность. – 1987. – № 11. – С. 115–121.
5. Trodahl H. J. Phys. Rev., 1979, v. B 19, p.1316-1317.
6. Бондарь Е. А. Аномальное низкочастотное фотопоглощение ультрадисперсных металлических частиц // Опт. и спектр. – 1993. – Т. 75. – Вып. 4. – С. 837–840.
7. Бондарь Е. А. О природе квазиполупроводникового характера малых металлических частиц // Опт. и спектр. – 1996. – Т. 80. – № 1. – С. 89–95.
8. Томчук П.М., Томчук Б.П. Оптическое поглощение малых металлических частиц // ЖЭТФ. – 1997. – Т. 112. – Вып. 2(8). – С. 661–678.

На рис. 1 кривая $y_4(x)$ показана штриховой, а ее обращение $y_2(x)$ – сплошной линией ($y_2(x) = (1-x) \cdot \sqrt{\frac{x}{2-x}}$ при $ad = 1$). Кривая $y_4(x)$ является геометрическим местом ЗС (точки f) при произвольных углах $\angle had$ и положении точек h слева, а кривая $y_2(x)$ – при положении справа. Прямая aq проходит через точку t максимума функции $y_2(x)$ с координатами $x = \Phi^2, y = \Phi^{2.5}$.

Эргометрия – векторный анализ реакций распада частиц

Геометрическое деление и сложение площадей по Пифагору эквивалентно операциям с векторами. Ранее в статье [1] было показано, что функция $y_2(x)$ при текущих значениях x (ab) определяет ординату y_2 (gb) и, следовательно, массу ag конечного продукта распада первичной частицы с массой ad на частицу с массой ag и нейтрино (или фотон) с энергией $cd=cg$. Известные релятивистские соотношения для таких реакций в относительных единицах имеют вид: $e1 = 0,5(1 + s^2), e2 = p = 0,5(1 - s^2)$, где $e1$ и $e2$ – энергии продуктов распада, p – их импульс, $s=m1/m$, а m и $m1$ – массы исходной и конечной частиц. На рис. 1 $e1 = ac, e2 = p = cd =$

$cg, m = ad, m1 = ag$. Предполагается, что на осях абсцисс и ординат энергетической плоскости откладываются отрезки, равные электромагнитной (ЭК) и сильной (СК) компоненте полной энергии частицы, а также ее составляющих, то есть проекции векторов, представленных на плоскости. Новой, искомой характеристикой распадающейся частицы будет аргумент (фаза) ζ соответствующего вектора, определяющий его исходное положение и соотношение компонент.

На рис. 2 добавлены следующие кривые: полуокружность $y1(x) = \sqrt{x \cdot (1-x)}$ с единичным диаметром av на оси абсцисс; кривая $y6(x) = -x \cdot \sin(t) + y_2(x) \cdot \cos(t)$ и $x6(x) = x \cdot \cos(t) + y_2(x) \cdot \sin(t)$ с параметром $t = -\zeta$, полученная поворотом кривой y_2 с принадлежащими ей точками c, g, d на угол $\angle vad = \zeta$; кривая конечных состояний

$$y7(x) = \frac{2 \cdot \sqrt{x} - 1}{\sqrt{x}} \cdot \sqrt{1-x} + \sqrt{2 \cdot \sqrt{x} - 1} \cdot (1 - \sqrt{x})$$

$$x7(x) = 2 \cdot \sqrt{x} - 1 - \sqrt{2 \cdot \sqrt{x} - 1} \cdot \sqrt{1-x} \cdot \frac{1 - \sqrt{x}}{\sqrt{x}}$$

с параметром $x = s$, геометрическое место концов векторов ag и точек g при произвольных ζ .

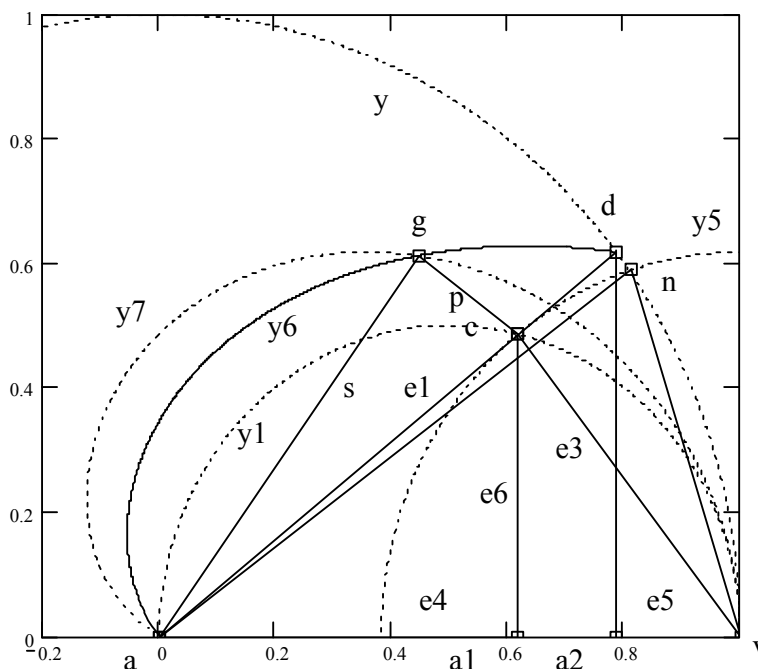


Рис.2. Схема распада пиона

Исходя из того, что всегда воспроизводящаяся в экспериментах величина энергии $e1$ не является случайной и внутренне присуща исходной частице, примем ее за ЭК полной энергии. На рис. 2 вследствие подобия треугольников acv и ada_2 , $ac = aa_2 = e1 = \cos(\zeta)$, и $cv = da_2 = e3 = \sin(\zeta)$, где $e3$ представляет собой СК исходной частицы. Тогда кривая $y1(x)$ будет геометрическим местом точек c распадов частиц с произвольной фазой ζ , $ag = s = (2\cos(\zeta) - 1)^{0,5}$, $aa_1 = e4 = \cos(\zeta)^2$, $a_1v = e5 = \sin(\zeta)^2$, $cg = cd = p$.

Распад пиона

В качестве примера использования векторного анализа рассмотрим реакцию $\pi \rightarrow \mu + \nu$ распада пиона π с массой $m_\pi = 139.57$ МэВ на мюон μ с массой $m_\mu = 105.658$ МэВ и нейтрино ν . Имеем: $s = m_\mu/m_\pi = 0,757025$, $p = 0,213456$, $e1 = 0,786543$, $e3 = 0,617535$, $e4 = 0,618651$, $e5 = 0,381349$. Как видно, приблизительно выполняются следующие соотношения (расхождение с экспериментом равно $\delta = 0,0005$): $e1 = \Phi^{0,5}$, $e3 = e4 = da_2 \cdot \Phi$, $e5 = \Phi^2$, $p = 1 - \Phi^{0,5}$. При этом имеет место [1, 2] рекуррентное соотношение для последовательности стандартных углов φ :

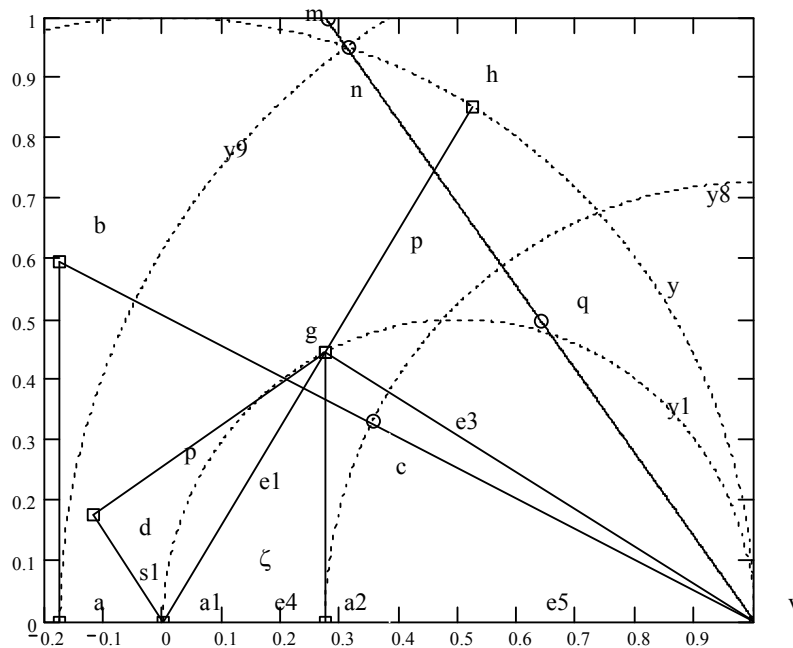
$$\sin(0,5\varphi_{k+1}) = 0,5\sin(\varphi_k), \quad (2)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$, $\varphi_7 = 0,2\pi = \angle nav$ – угол, под которым видна сторона nv вписанного десятиугольника, $\varphi_6 = 0,6662394 = \angle dav$ – для пиона является фазовым углом ζ , $\varphi_5 = 0,712841$ – угол, образованный линией ag после ее поворота до совмещения точки g с кривой $y1$. Другой путь построения этой последовательности: $\cos(\varphi_6) = (2\cos(0,2\pi) - 1)^{0,5} = \Phi^{0,5}$, $\cos(\varphi_5) = (2\cos(\varphi_6) - 1)^{0,5} = (2 \cdot \Phi^{0,5} - 1)^{0,5}$ и так далее. Таким образом, распад пиона происходит по классической схеме ЗС, а его начальное положение совпадает с линией aq (см. рис. 1).

Распад каона

Рассмотрим реакцию $K \rightarrow \mu + \nu$ распада каона K с массой $m_K = 493,677$ МэВ на мюон μ и нейтрино ν . Начальная фаза $\zeta = \angle ha_1v$ (рис. 3) каона выбрана такой, что исходная энергия $ha_1 = 1$ каона делится на $e1$ и $e2$ в точке g полуокружностью $y1$ радиуса $0,5$.

Тогда имеем при табличных значениях $m_K = 493,677$ МэВ: $s1 = m_\mu/m_K = da_1 = 0,214022$, $e1 = \cos(\zeta) = a_1g = 0,522903$, $e4 = \cos(\zeta)^2 = a_1a_2 = 0,273427$, $e3 = \sin(\zeta) = gv = 0,852392$, $e5 = \sin(\zeta)^2 = a_2v = 0,726573$, $e2 = p = 0,5(1 - s1^2) = gh = gd$. Таковы экспериментальные данные, которые следует сравнить с моделью явления.



В окружность y единичного радиуса впишем правильный пятиугольник со стороной $nv = 2\sin(0,2\pi)$, дугой y_9 сделаем засечку a на оси абсцисс, восстановим перпендикуляр $ab = 0,5nv$ и дугой радиуса ab сделаем засечку в точке c на линии bv . Этим известным приемом получим ЗС $cv = \Phi \cdot nv = a_2v = \text{tg}(0,2\pi)$ отрезка nv , где $\text{tg}(0,2\pi) = 5^{0,25}\Phi^{1,5}$. Примем $e_5 = \text{tg}(0,2\pi)$ ($\delta = 0,00005$), тогда получим следующее приближение: $e_4 = 1 - \text{tg}(0,2\pi)$, $e_1 = (1 - \text{tg}(0,2\pi))^{0,5}$, $s_1 = [2(1 - \text{tg}(0,2\pi))^{0,5} - 1]^{0,5}$ ($\delta = 0,0006$). Особо отметим, что отрезок a_1a_2 , являющийся проекцией энергии e_1 , равен по величине $s_2 = m_{\pi^0}/m_K$ ($\delta = 0,00004$), где $m_{\pi^0} = 134,977 \text{ МэВ}$ – масса нейтрального пи-ноль мезона π^0 .

Достигнуто также второе приближение для отношения масс пиона и мюона. Поскольку линия nv проведена под углом $\angle nva = 0,3\pi$, то длина отрезка $mv = 2\Phi$ делится пополам в точке q с ординатой $0,5$ и абсциссой $1 - 0,5\text{tg}(0,2\pi)$. Если теперь начальную фазу пиона выбрать такой, что линия распада будет проходить через точки a_1 и q , то вместо $e_1 = \cos(\zeta) = \Phi^{0,5}$ следует взять $\cos(\zeta_1) = [1 + (2 - \text{tg}(0,2\pi)^{-2})]^{-0,5}$. Тогда получим: $s = m_\mu / m_\pi = 1 - (2 \cdot \cos(\zeta_1) - 1)^{0,5}$ ($\delta = 0,00009$).

Примеры

Приведем несколько примеров соответствия относительных величин энергетических векторов в распадах частиц стандартному ряду фаз (в скобках дается ошибка приближения в сравнении с экспериментальными значениями). В целях упрощения записи в таблице показано соответствие последовательности фаз ряду чисел Фидия.

Распады частиц, для которых $e_1 = \cos(\varphi_4)$, $e_3 = \sin(\varphi_4)$:

$$\begin{aligned} J/\psi(1s) &\rightarrow \gamma f_4(2036) (3 \cdot 10^{-3}); \\ K_1(1400) &\rightarrow K^*(891,66) \pi (10^{-5}); \\ K^*(1408) &\rightarrow K^*(896,1)^0 \pi (4 \cdot 10^{-4}); \\ D^+(1869,3) &\rightarrow K^0 a_1(1277)^+ (10^{-5}); \\ D^0(1864,5) &\rightarrow K^0 f_2(1274) (10^{-5}); \\ D^0(1864,5) &\rightarrow K^0 a_2(1323,4)^+ (10^{-5}); \\ A_c^+ &\rightarrow A(1520) \pi (4 \cdot 10^{-3}); \\ A_c^+ &\rightarrow \Xi^0(1530) K (5 \cdot 10^{-3}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Xi_c^0(2647,4) &\rightarrow \Xi_c^+ \pi (5 \cdot 10^{-3}); \\ \Omega_c^0(2697,5) &\rightarrow \Omega \pi^+ (10^{-2}). \end{aligned}$$

Распады частиц, для которых $e_1 = \cos(\varphi_5)$, $e_3 = \sin(\varphi_5)$:

$$\begin{aligned} K^*(891,66)^+ &\rightarrow K^+ \gamma (10^{-3}); \\ K^*(896,1)^0 &\rightarrow K^0 \gamma (3 \cdot 10^{-4}); \\ J/\psi(1s) &\rightarrow \gamma f_1(1718) (10^{-3}); \\ J/\psi(1s) &\rightarrow \gamma \eta (2218) (3 \cdot 10^{-4}); \\ \Omega \rightarrow \Sigma^- \gamma (3 \cdot 10^{-4}); &\Sigma^+(1382,8) \rightarrow \Sigma^+ \gamma (3 \cdot 10^{-4}); \\ A_c^+ &\rightarrow p f_0(980) (1,3 \cdot 10^{-3}); \\ A_c^+ &\rightarrow \Sigma^+(1385) \eta (7 \cdot 10^{-4}). \end{aligned}$$

Распады частиц, для которых $e_1 = \cos(\varphi_6) = \Phi^{0,5}$, $e_3 = \sin(\varphi_6) = \Phi$:

$$\begin{aligned} \pi &\rightarrow \mu \nu_\mu (5 \cdot 10^{-4}); J/\psi(1s) \rightarrow \gamma f_2(2343) (6 \cdot 10^{-5}); \\ K_2(1813) &\rightarrow K^*(891,66) \pi (10^{-4}); \\ D^+(1869,3) &\rightarrow K^*(1425,6)^0 (2 \cdot 10^{-3}); \\ D^*_2(2458,9)^0 &\rightarrow D^+ \pi (1,5 \cdot 10^{-3}); \\ A_c^+ &\rightarrow A \pi (10^{-3}). \end{aligned}$$

Распады частиц, для которых $e_1 = \cos(\varphi_7)$, $e_3 = \sin(\varphi_7)$:

$$\begin{aligned} K_2(1813) &\rightarrow K_2^*(1432,6) \pi (5 \cdot 10^{-4}); \\ A(1520) &\rightarrow \Sigma \pi (6 \cdot 10^{-3}); \Sigma \rightarrow p \gamma (2,5 \cdot 10^{-3}); \\ \Omega^- &\rightarrow \Xi^- \pi^0 (4 \cdot 10^{-4}); \Omega \rightarrow \Xi^0 \pi^- (4 \cdot 10^{-4}). \end{aligned}$$

Распады частиц, для которых $e_1 = \cos(\varphi_8)$, $e_3 = \sin(\varphi_8)$:

$$\begin{aligned} D^*_2(2458,9)^0 &\rightarrow D^*(2010) \pi (6 \cdot 10^{-3}); \\ \Omega &\rightarrow A K (3 \cdot 10^{-4}); \\ \Omega(2250) &\rightarrow \Xi(1530) K (2 \cdot 10^{-3}). \end{aligned}$$

Распады частиц, для которых $e_1 = \cos(\varphi_9)$, $e_3 = \sin(\varphi_9)$:

$$\begin{aligned} A_c^+ &\rightarrow \Sigma^+ \phi (6 \cdot 10^{-3}); \Xi_c^0(2471,8) \rightarrow A K^0 (2 \cdot 10^{-3}); \\ K^{*+}(891,66) &\rightarrow K^+ \pi^0 (3 \cdot 10^{-3}); \\ K^{*0}(891,66) &\rightarrow K^0 \pi^0 (4 \cdot 10^{-3}); \\ K^*(1690) &\rightarrow K \pi^0 (2 \cdot 10^{-4}); \\ D^+(1900) &\rightarrow \pi \eta (10^{-4}); \end{aligned}$$

$$D_1(2422,2)^0 \rightarrow D^*(2010) \pi (6 \cdot 10^{-4}).$$

Распады частиц, для которых $e_1 = \cos(\varphi_{10})$, $e_3 = \sin(\varphi_{10})$:

$$\begin{aligned} \Xi^0 &\rightarrow A \pi^0 (1,3 \cdot 10^{-4}); A \rightarrow n \gamma (3 \cdot 10^{-5}); \\ A(1402,5) &\rightarrow \Sigma^+ \pi (5 \cdot 10^{-3}). \end{aligned}$$

Распады частиц, для которых $e_1 = \cos(\varphi_{11})$; $e_3 = \sin(\varphi_{11})$:

$$\begin{aligned} \Xi(1535) &\rightarrow \Xi^- \pi^0 (7 \cdot 10^{-4}); \\ \Xi(1535) &\rightarrow \Xi^0 \pi (3 \cdot 10^{-3}); \\ \Xi^0(1531,8) &\rightarrow \Xi^0 \pi^0 (2 \cdot 10^{-3}); \\ \Xi^0(1531,8) &\rightarrow \Xi^- \pi^+ (3 \cdot 10^{-3}); K \rightarrow \pi^0 \pi (2 \cdot 10^{-3}). \end{aligned}$$

Соответствие ряда фаз числам Фидия

	φ	$\sin(\varphi)$	$\cos(\varphi)$	$\tan(\varphi)$
9	0,569492	0,539204	$(101 + 11\Phi) \cdot 2^{-7} = 0.84217$	0,640252
8	0,596593	$\frac{\sqrt{27 - 11\Phi}}{8} = 0.56183$	$0.125(6 + \Phi) = 0.8272542$	0,6791476
7	$0,2\pi$	$\frac{5^{0.25} \cdot \Phi^{0.5}}{2} = 0.5877853$	$\frac{1}{2\Phi} = 0.809017$	$5^{0.25} \Phi^{1.5}$ 0,72654
6	0,666239	$\Phi = 0.618034$	$\sqrt{\Phi} = 0.7861514$	$\sqrt{\Phi}$
5	0,712841	$\sqrt{2(1 - \sqrt{\Phi})} = 0.65398$	$\sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1} = 0.7565069$	$\frac{1 - \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi} - 0.5}$ 0,86448
4	0,77238	$\frac{\sqrt{2(1 - \sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1})}}{0,69784}$	$\sqrt{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1} - 1} = 0.71625$	0,9743023

Приведем примеры соотношений между массами нескольких частиц:

$$\Phi = 0.5(\sqrt{5} - 1) = 0.618034,$$

$$\frac{m_{\Xi 0}}{m_{\Omega}} = \sqrt{\Phi} (2 \cdot 10^{-5}),$$

$$\frac{m(\eta(957.78))}{m(J\psi)} = 0.5\Phi (8 \cdot 10^{-4}),$$

$$\frac{m(f_2(1275))}{m(\eta_c(2979.7))} = 2 \cdot (1 - \sqrt{\Phi}) (3 \cdot 10^{-5}),$$

$$\frac{m(K(1425)_6)}{m_K} = \frac{\Phi}{1 - \sqrt{\Phi}} (2 \cdot 10^{-4}),$$

$$\frac{m_{\Sigma 0}}{m(\Lambda 1519)} = \sqrt{\Phi} (10^{-3}),$$

$$\frac{m(f_0(1504.5))}{m(J\psi)} = \Phi^{1.5} (10^{-4}),$$

$$\frac{m(f_2(2343))}{m(J\psi)} = \sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1} (8 \cdot 10^{-5}),$$

$$\frac{m_{\pi 0}}{m_{\mu}} = 5^{0.75} \cdot \Phi^2 (2 \cdot 10^{-4}),$$

$$\frac{m_{\mu}}{m_{\pi}} = \sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1} (7 \cdot 10^{-4}),$$

$$\frac{m_{\pi 0}}{m_K} = 1 - \tan(0.2\pi) (2 \cdot 10^{-4}),$$

$$\frac{m_K}{m(K892)} = 2 \cdot \frac{\Phi}{\sqrt{5}} (10^{-3}),$$

$$\frac{m_{\mu}}{m_K} = 1 - \sqrt{\Phi} (8 \cdot 10^{-4}).$$

Анализ нескольких каналов распада одной частицы проведем на примере группы барионов.

$$\Omega^- \rightarrow \Xi 0 \pi^- : \frac{m_1}{m \cdot \cos(\varphi_6)} = 1.00002,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_7)} = 0.99571, \quad \frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_7)} = 1.00807;$$

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^- : \frac{\cos(\zeta)}{\tan(\varphi_8)} = 0.9997,$$

$$\frac{\sin(\zeta)^2}{\sin(\varphi_9)} = 0.9997, \quad \frac{m_1 \cdot \sqrt[4]{5}}{m} = 0.99754;$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi - \pi^0 : \frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_7)} = 0.99977,$$

$$\frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_7)} = 1.00044, \quad \frac{\cos(\zeta)^2}{\sin(\varphi_5)} = 1.0003,$$

$$\frac{m_1}{m \cdot c_6} = 1.005, \quad \frac{1 - \cos(\zeta)}{\Phi^{2.2}} = 1.001,$$

$$\frac{\sin(\zeta)}{\sin(0.2\pi)} = 1.0004, \quad \frac{\sin(\zeta)^2 \Phi}{1 - \sqrt{\Phi}} = 0.9994,$$

$$\frac{\cos(\zeta)^2}{\Phi^{-0.5} - \Phi} = 1.00033;$$

$$\Omega^- \rightarrow \Sigma^- \gamma: \frac{m_1}{m \cdot \cos(\varphi_4)} = 0.99963,$$

$$\frac{e_1}{m \cdot \cos(\varphi_5)} = 0.99975, \quad \frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_5)} = 1.00034,$$

$$\frac{\cos(\zeta)^2}{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1} = 0.9995, \quad \frac{\sin(\zeta)^2}{2(1 - \sqrt{\Phi})} = 1.00067,$$

$$\frac{1 - \sin(\zeta)}{1 - \sqrt{\Phi}} \Phi = 0.99937.$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma: \frac{m_{\Xi^0}}{m_{\Omega^-} \cdot \sqrt{\Phi}} = 1.00002;$$

$$\Xi^0 \rightarrow n \gamma: \frac{m_n}{m_{\Xi^0} \cdot \cos(\varphi_4)} = 0.998;$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0: \frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{10})} = 1.0001,$$

$$\frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{10})} = 0.9996, \quad \frac{\zeta}{\varphi_{10}} = 0.99961;$$

$$\Xi^0 \rightarrow p \pi: \frac{\cos(\zeta)^2}{\sin(\varphi_8)} = 0.998;$$

$$\Xi^0 \rightarrow n \pi^0: \frac{\cos(\zeta)^2}{\sin(\varphi_8)} = 1.0013;$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma: \frac{m_{\Sigma^0}}{m_{\Xi^0} \cdot \cos(\varphi_{17})} = 1.0015,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{18})} = 1.0013, \quad \frac{1 - \sin(\zeta)}{\sin(\varphi_7)} = 1.001,$$

$$\frac{e_1}{m_{\Sigma^-}} = 1.00073, \quad \frac{e_6}{m_K} = 0.99897;$$

$$\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma: \frac{m_{\Sigma^-}}{m_{\Xi^-} \cdot \cos(\varphi_{17})} = 1.00064,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{18})} = 1.00058, \quad \frac{\cos(\zeta)^2}{\cos(\varphi_8)} = 1.0025,$$

$$\frac{1 - \sin(\zeta)}{\sin(\varphi_7)} = 0.99837, \quad \frac{e_6}{m_{K^0}} = 0.99896;$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-: \frac{p}{m_{\pi}} = 0.99611,$$

$$\frac{e_1}{m_{\Lambda}} = 1.00773, \quad \frac{\tan(\zeta)}{\Phi} = 0.9989;$$

$$\Xi^- \rightarrow n \pi: \frac{\cos(\zeta)^2}{\tan(\varphi_{12})} = 1.0057,$$

$$\cos(\zeta) \cdot \sqrt[4]{5} = 0.99374;$$

$$\Xi(1535)^- \rightarrow \Xi \gamma: \frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{12})} = 0.996,$$

$$\frac{\cos(\zeta) \cdot \sin(\zeta)}{2(1 - \sqrt{\Phi})} = 1.0018,$$

$$\frac{m_{\Xi^-}}{m_{\Xi 1535} \cdot \cos(\varphi_{11})} = 0.99491;$$

$$\Xi(1535)^- \rightarrow \Xi^- \pi^0: \frac{\sin(\zeta)^2}{0.5\Phi^{1.5}} = 0.99851,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{11}) \cdot \cos(\varphi_{11})} = 1.00164,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{0.5 \cdot \sqrt{3}} = 1.00068, \quad \frac{\cos(\zeta)^2}{\cos(\varphi_5)} = 0.99274,$$

$$\frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{11})} = 0.99511;$$

$$\Xi(1535) \rightarrow \Xi^0 \pi: \frac{\sin(\zeta)^2}{1 - \sqrt{5} \cdot 3^{-1}} = 1.00422,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{11})} = 0.99714, \quad \frac{e_1}{m_{\Xi^-}} = 1.00224,$$

$$\frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{11})} = 1.00847, \quad \frac{\cos(\zeta)}{\tan(\varphi_5)} = 0.99796,$$

$$\frac{\cos(\zeta)^2}{\sqrt{5} \cdot 3^{-1}} = 0.99856;$$

$$\Xi(1532)^0 \rightarrow \Xi^0 \pi^0: \frac{\sin(\zeta)^2}{1 - \sqrt{5} \cdot 3^{-1}} = 0.994,$$

$$\frac{e1}{m_{\Xi}^0} = 1.002, \frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{11})} = 1.0019,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\tan(\varphi_5)} = 0.9997, \frac{\cos(\zeta)^2}{\sqrt{5} \cdot 3^{-1}} = 0.99972;$$

$$\Xi(1532)^0 \rightarrow \Xi^0 \gamma: \frac{m_{\Xi}^0}{m_{\Xi 1532} \cdot \cos(\varphi_{10})} = 1.00436,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{11})} = 1.00369, \frac{1 - \sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{11})} = 1.00534;$$

$$\Xi(1532)^0 \rightarrow \Xi \pi^+: \frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{11})} = 1.0031,$$

$$\frac{\cos(\zeta)^2}{\cos(\varphi_5)} = 0.995, \frac{1 - \sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{11})} = 1.0035;$$

$$\Xi(1532)^0 \rightarrow \Xi \pi^+: \frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{11})} = 0.9967,$$

$$\frac{\cos(\zeta)^2}{\cos(\varphi_5)} = 0.9956, \frac{1 - \sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{11})} = 1.00356;$$

$$\Lambda \rightarrow n \gamma: \frac{m_n}{m_{\Lambda} \cdot \cos(\varphi_9)} = 0.999963,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_{10})} = 0.99997, \frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{10})} = 1.000083;$$

$$\Lambda \rightarrow n \pi^0: \cos(\zeta)^2 \cdot (1 + 0.5 \cdot \sqrt{\Phi}) = 0.99992,$$

$$\frac{m_n}{m_{\Lambda} \cdot \cos(\varphi_9)} = 0.99996,$$

$$\sin(\zeta)^2 (1 + 2\Phi^{-0.5}) = 0.9998;$$

$$\Lambda \rightarrow p \pi: \frac{\cos(\zeta)^2}{\Phi^{2.5} (3 - \Phi)} = 1.00017;$$

$$\Lambda 1402.5 \rightarrow \Sigma \pi: \frac{m_{\Sigma}}{m_{\Lambda 1405} \cdot \cos(\varphi_{10})} = 0.997,$$

$$\frac{\sin(\zeta)}{\sin(\varphi_{10})} = 1.0021873;$$

$$\Lambda(1520) \rightarrow \Xi \gamma: \frac{m_{\Xi}}{m_{\Lambda 1520} \cdot \cos(\varphi_{12})} = 1.00013;$$

$$\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma \pi: \frac{m_{\Sigma 0}}{m_{\Lambda 1520} \cdot \cos(\varphi_6)} = 0.9987,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_7)} = 0.9938;$$

$$\Lambda(1520) \rightarrow N K: \frac{m_n}{m_{\Lambda 1520} \cdot \Phi} = 1.0005,$$

$$\frac{m_K}{m_{\Lambda 1520} \cdot \Phi^3 (2 - \Phi)} = 0.996,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{0.5 \Phi^{-0.5}} = 1.0035;$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p \gamma: \frac{m_p}{m_{\Sigma} \cdot \cos(\varphi_6)} = 1.0048,$$

$$\frac{\cos(\zeta)}{\cos(\varphi_7)} = 1.0026, \frac{\cos(\zeta)^2}{\cos(\varphi_3)} = 1.0005,$$

$$\frac{1 - \sin(\zeta)}{\Phi^{3.5} \cdot \sqrt{5}} = 1.0005.$$

Вывод

Впервые установлено, что при распаде каона и пиона на нейтрино и мюон выполняется принцип гармонической пропорциональности (золотого сечения). Как показывают расчеты, указанному принципу следуют все так называемые стабильные частицы. Это можно трактовать таким образом, что повсеместно наблюдаемое в явлениях и объектах природы проявление принципа золотого сечения есть проекция процессов, протекающих в микромире.

Список литературы

1. Саврухин А.П. // ФМР. – 2001. – № 3. – С. 42–45. <http://www.mgul.ac.ru/journal/ru>
2. Саврухин А.П. Материалы IV Всероссийской конференции «Университеты России» ФЭЧАЯ, МИФИ. – 2003. – С. 72.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД В ЭНЕРГЕТИКЕ РАСПАДОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

А.П. САВРУХИН, *каф. физики МГУЛа*

В данной работе принят следующий порядок изложения:

– представлены все необходимые исходные данные [3],

– описана предложенная автором процедура анализа энергетики реакций распадов элементарных частиц,

– даны в табличном виде предварительные результаты анализа в части, касающейся подтверждения гипотезы автора о наличии в упомянутой энергетике признаков золотого сечения.

Для анализа выбраны реакции распадов элементарных частиц, продуктами которых являются две частицы, поскольку только для них в доступных источниках дается вся информация, позволяющая аналитически рассчитать все параметры исследуемого процесса. Вычислительные процедуры, выполненные в пакете программ MathCad, здесь не приводятся и могут быть предоставлены желающим воспроизвести результаты самостоятельно. Существо рассматриваемой проблемы изложено в работах [1, 2].

В табл. 1 перечислены отобранные для анализа реакции. В столбцах даны: 1 – порядковые номера реакций, 2 – обозначения исходной распадающейся частицы с массой m (справа) и продуктов распада с массами m_1 и m_2 соответственно (слева), 3 – относительная экспериментальная погрешность δ измерения массы, наибольшая из данных для этих трех частиц. Здесь и далее величина δ приводится в единицах промилле (‰): $1\text{‰} = 0,001 = 10^{-3}$. Например, если указывается, что $\delta = 0,12$, то относительная погрешность равна $1,2 \cdot 10^{-4}$ или $0,00012$.

В табл. 2 приводятся по столбцам порядковые номера упоминаемых в работе частиц, их наименования, величины масс и погрешности измерения.

В табл. 3 даны экспериментальные погрешности определения масс всех участников реакций. В столбцах даны: 1 – порядковые номера реакций, 2, 3, 4 – относительные экспериментальные погрешности δ измерения масс частиц в том порядке, как они располагаются в табл. 1.

В табл. 4 даны величины углов Фидия и тригонометрических функций от них. В столбцах даны: 1 – порядковые номера углов, 2 – величины углов, 3, 4, 5 – косинусы, синусы и тангенсы этих углов.

Рекуррентное соотношение для последовательности стандартных углов φ :

$$\sin(0,5\varphi_{k+1}) = 0,5\sin(\varphi_k), \quad (1)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots, \varphi_7 = 0,2\pi$ – угол, под которым видна сторона вписанного десятиугольника.

В табл. 5 даны величины чисел Фидия. В столбцах даны: 1 – порядковые номера чисел, 2 – величины чисел.

В табл. 6 даны, где это удалось сделать, аналитические выражения для чисел Фидия. В столбцах даны: 1 – порядковые номера чисел, 2 – аналитические выражения для чисел Фидия через $\Phi = 0,5(5^{0,5} - 1) = 0,618\dots$

На рис. 1 дана разработанная автором общая схема распада частицы на две частицы в энергетических координатах. Система уравнений для векторов приведена в работе [1], но в настоящей статье с целью обеспечения сокращения записи и удобства ссылок предпринято переопределение функций. Введены следующие обозначения:

$$a = m_1/m, \quad b = m_2/m, \quad c(a, b) := 0,5(1 + a^2 - b^2),$$

$$p(a, b) := \sqrt{c(a, b)^2 - a^2}.$$

Все функции z приведены в табл. 7, а соответствие их номеров ранее использованным функциям дано в табл. 8, где в столбце 1 да-

ны номера функций z , а в столбце 2 – названия ранее использованных функций. В качестве примера первичной обработки приведем схему распада ρ -мезона на пион и этаметон (рис. 2) и значения всех функций (табл. 9, 10).

На рис.2 общие для всех распадов графики, траектории ключевых точек, прочерчены тонкими линиями; сплошной линией – прямая реакция, а пунктирной – обратная ($\rho \rightarrow \eta\pi$). В столбцах табл. 9 даны: 1 – порядковые номера функций, 2 – значения функций, 3 – модули векторов в единицах энергии МэВ, 4, 5 – то же для обратной реакции; в строках a, b, c даны массы частиц. В столбцах табл. 10 даны: 1 – порядковые номера функций, 2, 3 – значения функций для прямой и обратной реакций.

Далее анализируются энергетические характеристики распадов, а именно, импульсы, энергии и все их проекции. Из общего числа 278 отобраны для дальнейшего исследования 193 реакции, в которых погрешности исходных данных не превышают 1 про-

милле, и разность масс продуктов распадов меньше $0,05m$.

С целью выявления особенностей была разработана программа обработки результатов, суть которой состоял в следующем. Производилась стандартная процедура разбиения на интервалы, сканирование всего диапазона изменения величин энергий с переменным шагом, с тем, чтобы относительная погрешность, задаваемая величиной шага, не превышала 0.001, для чего диапазон был разбит на 20 участков. Таким образом, была проведена оцифровка данных, перевод их в табличную форму и подсчет количества событий в каждом шаге. Результат представлен на рис. 3 в виде гистограмм зависимостей количества событий от величины энергии по всем 27 векторам (на примере поддиапазона 0,8–1,0, все величины по оси абсцисс следует уменьшать в 10^4 раз). Полученные результаты наглядно демонстрируют ярко выраженную спектральную характеристику энергетического спектра, как это и предполагалось.

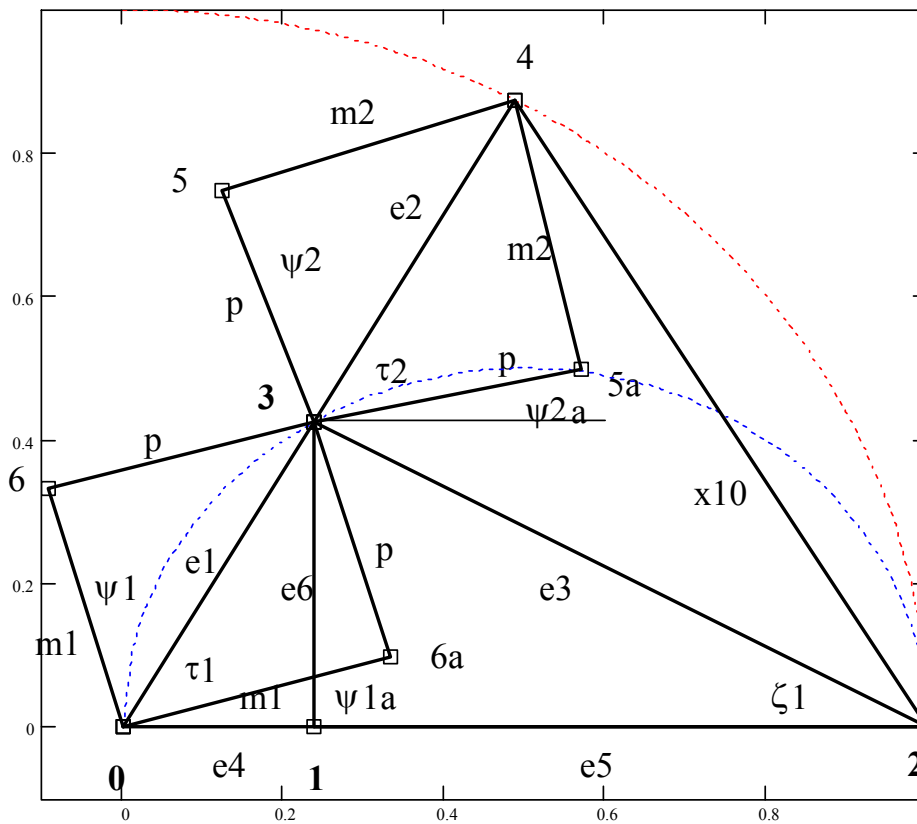


Рис. 1. Импульс p , энергии $e1, e2$ продуктов распада и их проекции

Поскольку во всем диапазоне насчитывается около 160 групп линий, здесь не представляется возможным проанализировать все группы на предмет выявления характера распределения, однако в большинстве случаев в физических исследованиях имеют дело с распределением Пуассона, частным видом биномиального распределения.

Следующий этап обработки данных заключался в отыскании координат максимумов энергетического спектра. Прежде всего, производилось сравнение положения максимумов функции, полученной при построении гистограммы, с числовым рядом Фидия, приведенным в табл. 6. Найдено 109 совпадений, а это означает наличие корреляции. Чтобы описать остальные пики числа событий, осуществлялась следующая процедура. Для каждого пика находились соответствующие реакции, а в них положения клю-

чевых точек на указанных в перечне основных функций распада, абсциссы которых определяются числами Фидия. Другими словами, абстрактный ряд, полученный из общих позиций, был дополнен связанным с ним рядом, определяемым конкретными реакциями. Частично результаты приведены на рис. 4, где по горизонтали отложены величины энергий, а по вертикали – соответствующее количество событий. На рис. 4 принято обычное для таких случаев изображение гистограммы в виде ступенек, а положения истинных экспериментальных значений максимумов показаны вертикальными линиями с перекрестиями на вершинах. Поскольку разность рассчитанных и экспериментальных значений в большинстве случаев не превышала величину шага сканирования, расчетный коэффициент корреляции составил величину 0,9992.

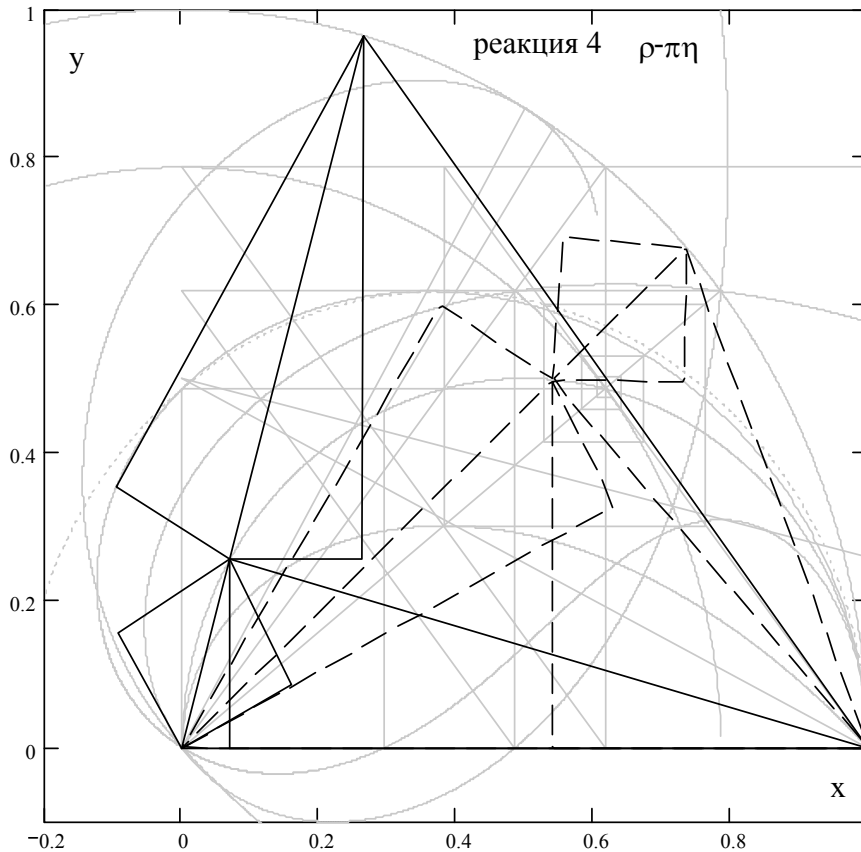


Рис. 2. Схема распада ро-мезона

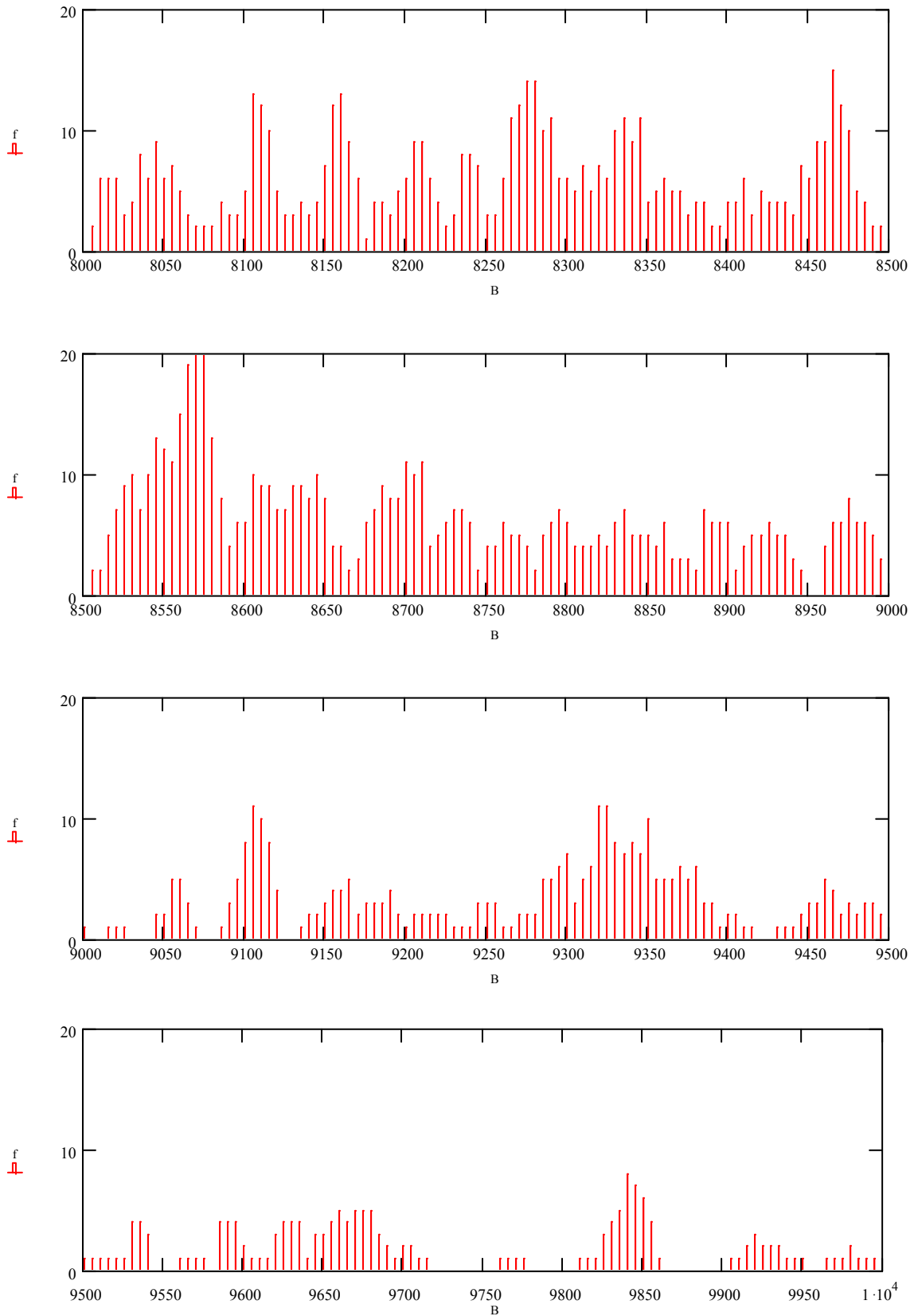


Рис. 3. Гистограмма зависимости количества событий от величины энергии по всем 27 векторам в диапазоне 0,8–1,0

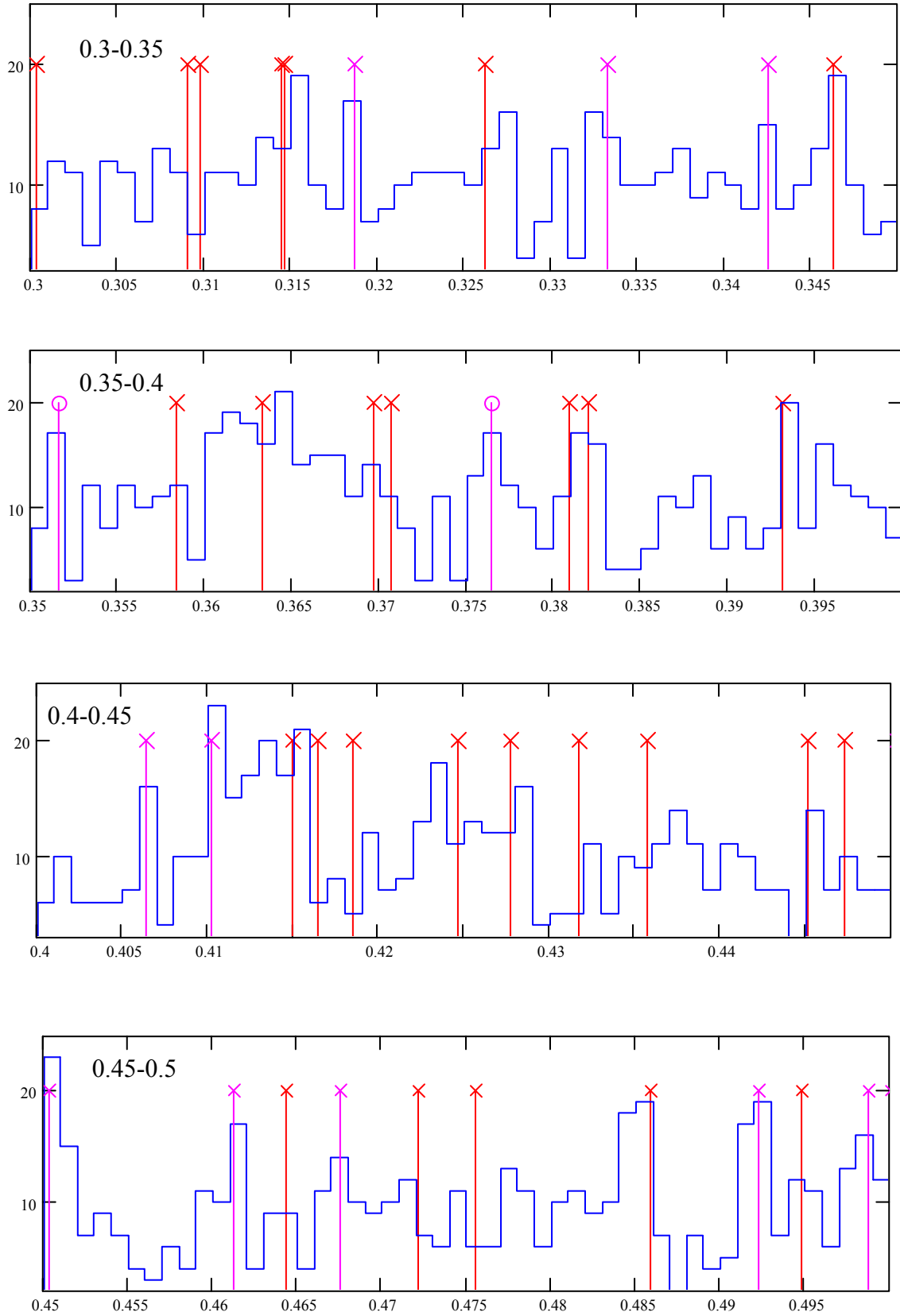


Рис. 4. Зависимость количества событий от величины энергии (0,3–0,5)

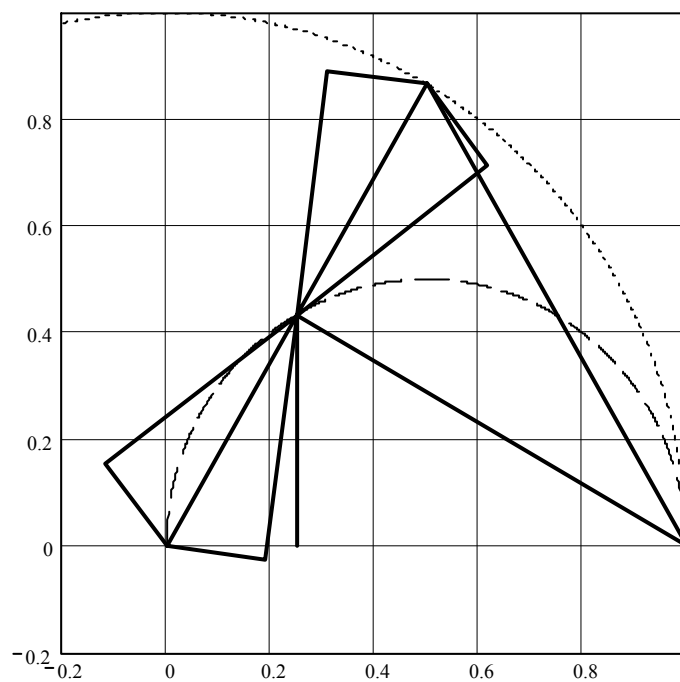


Рис. 5. Реакция распада на две частицы с равными массами

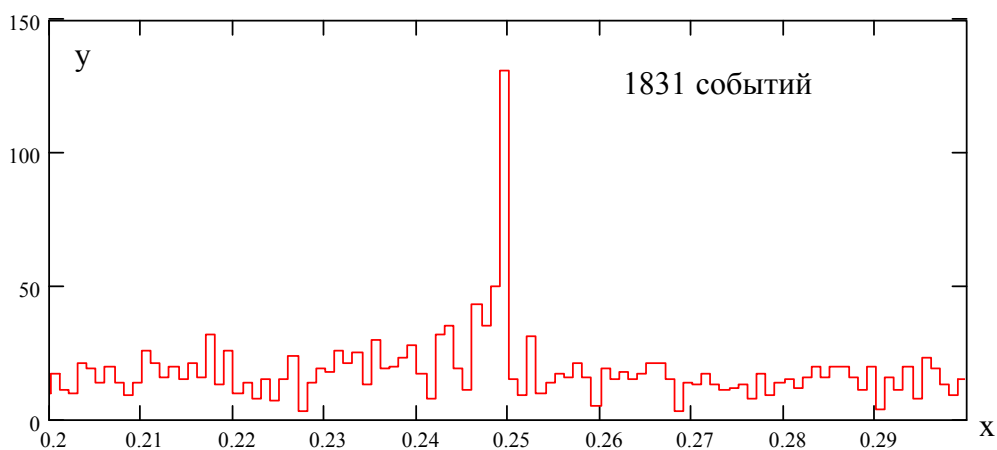


Рис. 6. Количество событий в интервале энергий 0,2–0,3

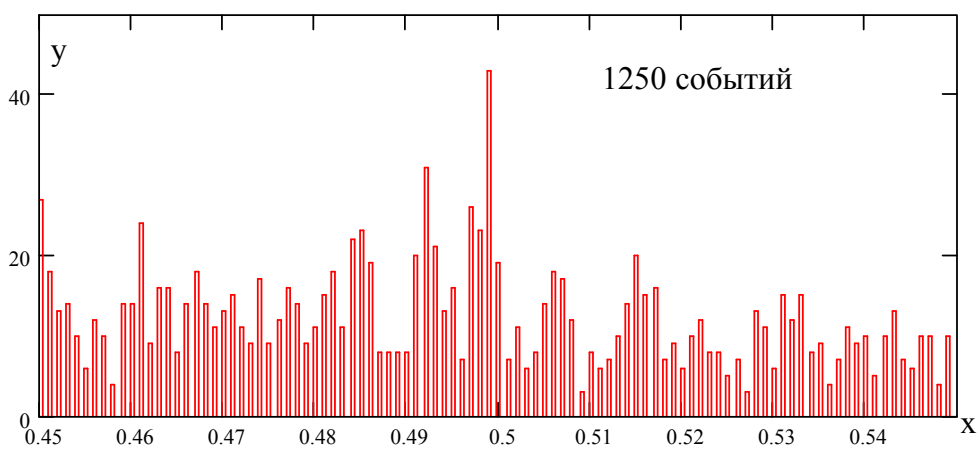


Рис. 7. Количество событий в интервале энергий 0,45–0,55

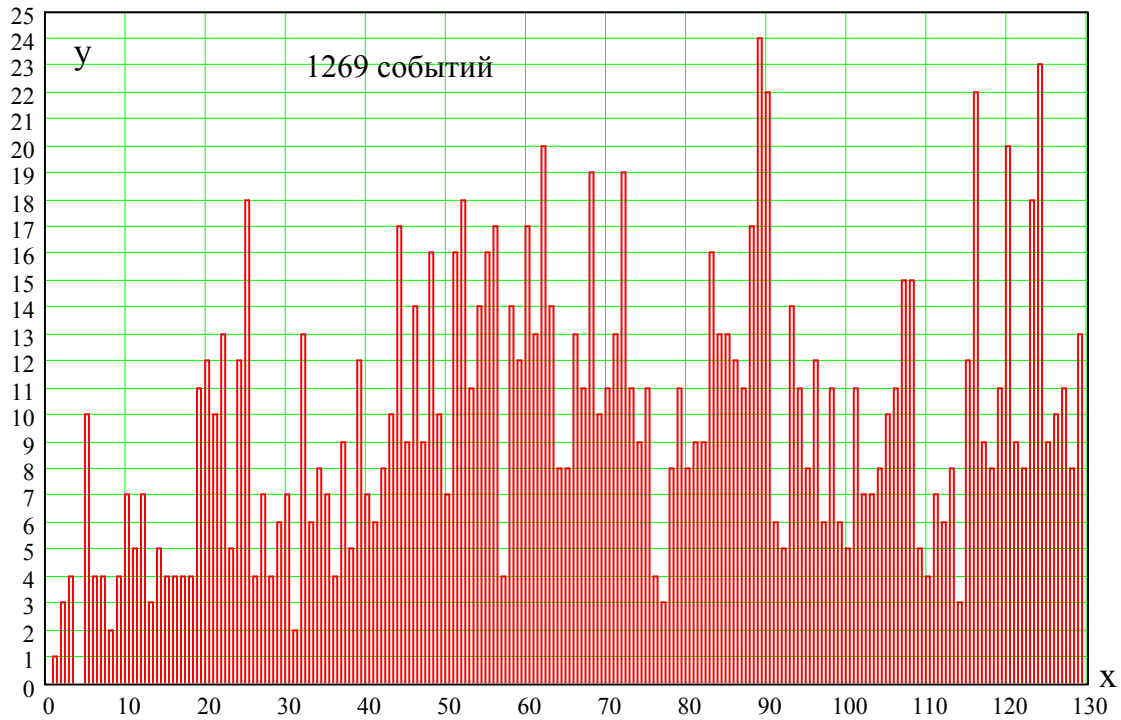


Рис. 8. Количество событий (y), приходящееся на каждое число Фидия (x) только в прямых распадах

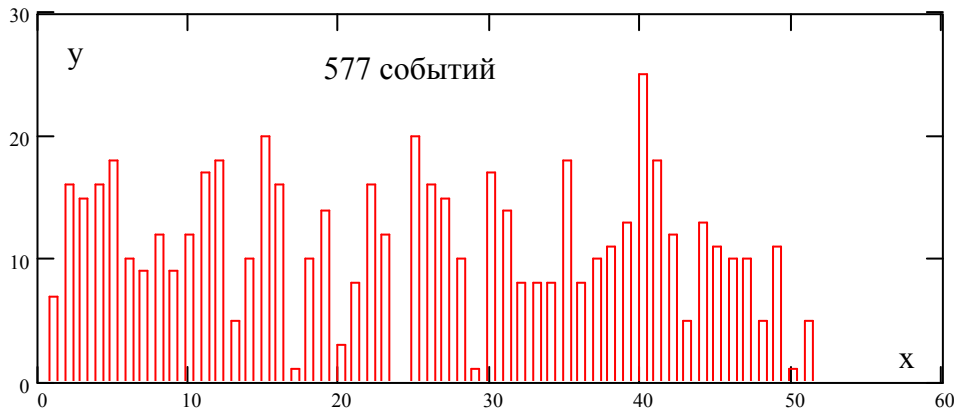


Рис. 9. Количество событий y, приходящееся на каждую функцию z(a, b) с номером x

В реакциях с распадом на две частицы с равными массами (на рис. 5 в качестве примера дана схема реакции $\eta \rightarrow 2\mu$) условия: $m_1 = m_2 = ma$, $e_1 = e_2 = 0,5m$, $e_3 = 0,5 \cdot 3^{0,5}m$, $e_4 = 0,25m$, $e_5 = 0,75m$, $e_6 = 0,25 \cdot 3^{0,5}m$, $\zeta = \pi/3$, $\zeta_1 = \pi/6$ выполняются точно. Для всех 72 реакций выполняется соотношение: $\cos(\zeta_1)/\cos\varphi_{11}=1,00096$, что означает фактически соответствие ряду косинусов по Фидию. В табл. 11 в столбцах 1 даны номера частиц из табл. 2, имеющих такие

распады, а в столбцах 2 – конечных частиц. В этих реакциях относительные величины векторов имеют преобладающие значения 0,25, 0,5, 0,866, 0,433.

Статистика для всех 278 реакций (прямых и обратных) такова: общее число событий, то есть размеры всех 27 векторов, равно 12927; количество интервалов разбиения диапазона энергий от 0 до 1 равно 1000; количество событий на интервал среднее – 13; количество событий в интервале 0,247–

0,250 среднее – 58; количество событий в интервале 0,48–0,51 среднее – 43; количество событий на интервалах 0,499–43, 0,248–50, 0,249–131 (см. рис. 6–9). В числе 278 реакций отсутствуют реакции с распадом на две частицы с равными массами явно, однако имеются реакции с близкими массами ко-

нечных продуктов. Именно их вклад и обнаруживается, вот почему также наблюдается смещение положения пиков. Для 193 отобранных реакций дан рис. 3. Найдено, что признаки наличия золотого сечения присутствуют в более чем 50 % исследованных реакций.

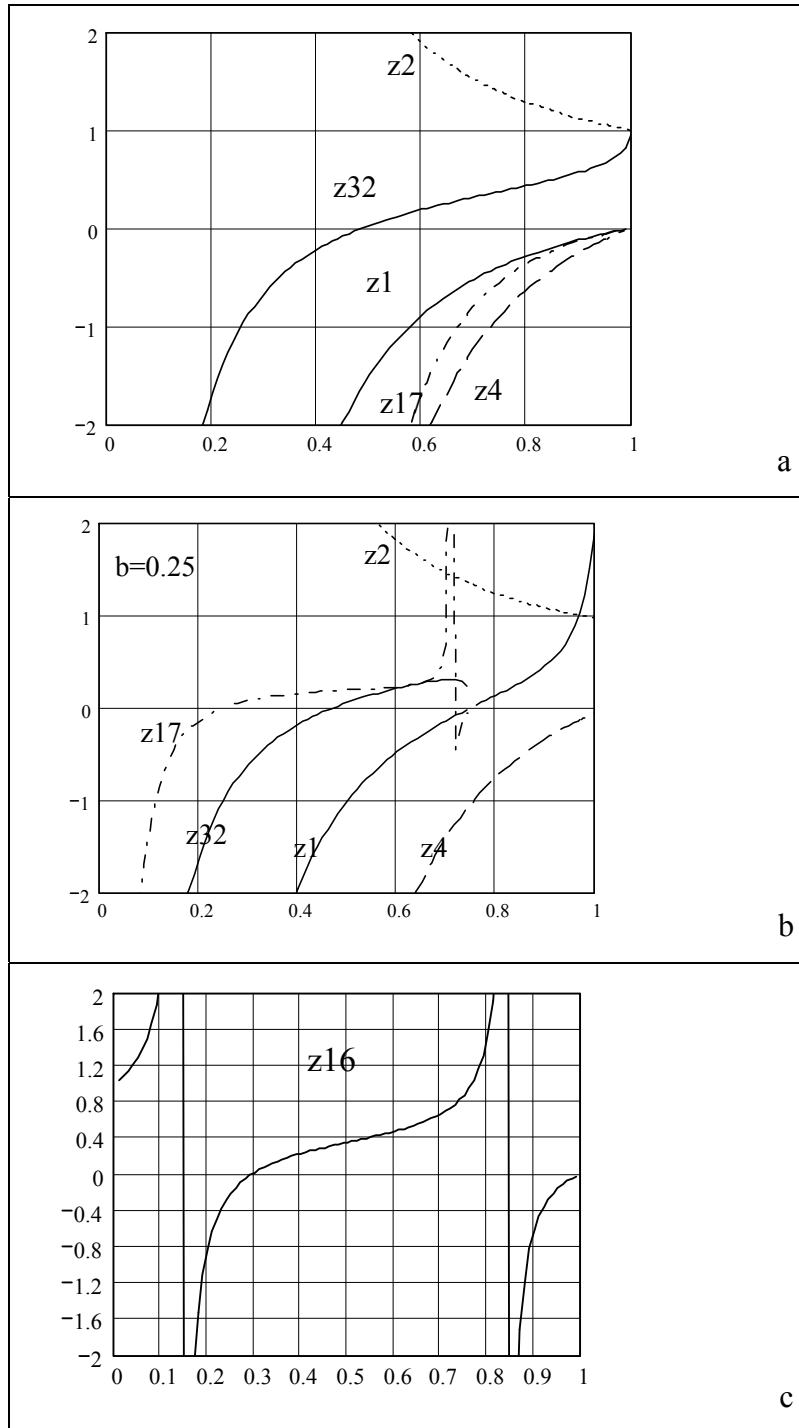


Рис. 10. Зависимости отношений погрешностей аргументов и указанных функций от величин аргументов при $b = 0$ (a, c) и при $b = 0,25$ (b)

Изложенное относится к совпадениям величин функций с числами из ряда Фидия при $\delta < 1\%$. Далее описывается методика проверки того, не превышает ли при этом погрешность аргументов табличных значений.

При работе с малыми приращениями принято приравнять экспериментальные погрешности к дифференциалам соответствующих функций. В нашем случае массы исходной m и конечной $m1$ частиц (если $m2 = 0$), и значение функции z имеют абсолютные величины среднеквадратичных отклонений Δm , $\Delta m1$ и Δz соответственно. Переменная $a = m1/m$ и функция z будут иметь относительные погрешности $\delta a = \Delta a/a = \Delta m1/m1 - \Delta m/m$ и $\delta z = \Delta z/z$, а выражение

$$dz = \frac{dz}{dx} \cdot dx \text{ заменим на } \Delta z = \frac{dz}{da} \cdot \Delta a, \text{ где } z - \text{ и}$$

приведенные выше функции. Тогда выражение для вычисления отношения погрешностей определения аргумента и функции примет вид:

$$\frac{\delta a}{\delta z} = \left(\frac{dz}{da} \cdot \frac{a}{z} \right)^{-1}. \text{ Приведем при}$$

мер расчета погрешностей в сводной таблице 12. Реакция 1 (масса одного из продуктов реакции равна нулю): $\pi \rightarrow \mu + \nu$.

Имеем согласно табличным значениям масс пиона и мюона:

$$a = \frac{m1}{m} = \frac{m_{\mu}}{m_{\pi}} = \frac{105.658}{139.57} = 0.757025,$$

$$z = e1 = 0.5(1 + a^2) = 0.786543.$$

Примем для z приближение: $z[p] = 0,786151 = F120$ (ближайшее число Фидия). Погрешность δz (относительная) приближения функции z вычисляется по формуле:

$$\delta z = 1 - \frac{z(\text{приближения})}{z(\text{табличное})} = 1 - \frac{z_p}{z} = 1 - \frac{F120}{z} = 1 - \frac{0.78615}{0.786543} = 0.499 \cdot 10^{-3}.$$

Плюс означает, что исходное значение функции больше приближенного значения. Погрешность по аргументу δa определяет такое необходимое его изменение, чтобы вместо z (табл.) функция стала равной

$$F120 = \sqrt{\Phi},$$

и вычисляется по формуле:

$$\delta a = \left(\frac{dz}{da} \cdot \frac{a}{z} \right)^{-1} \cdot \delta z = 0.685 \cdot 10^{-3}.$$

Новое значение аргумента $a[p]$, то есть предсказываемая величина отношения масс частиц, будет равна:

$$ap = a \cdot (1 - \delta a) = 0.756505 = F116 = \sqrt{2\Phi - 1}.$$

В табл. 12 имеется 11 столбцов: 1 – номер реакции; 2 – приводим в виде дроби номера частиц: вверху для продукта, внизу для исходной частицы; 3 – приводим вычисленное отношение этих масс (пример: 6/14 это отношение масс $\eta/\phi=0,536855$), значения которых вызываются из трех векторов V1, V2, V3 с индексом K, равным номеру реакции (это аргумент a или b); 4 – приводится номер от 1 до 51 функции, значение которой анализируется; 5 – дается значение этой функции; 6 – в виде дроби указываются номера масс из т.8, отношение которых приближенно равно значению функции (если таковое имеет место); 7 – указывается номер числа Фидия, приближенно равного функции (если таковое имеет место); 8 – погрешность δz приближения функции; 9 – указан номер функции (если она есть), по которой можно аналитически вычислить величину ap , при которой функция точно равна приближению; 10 – погрешность δa по аргументу; 11 – погрешность аргумента за счет неточности экспериментальных значений масс.

Для проверки вычисляется значение приближающего аргумента

$$ap := a \cdot (1 - \delta a \cdot 0.001)$$

и значение функции $z25(ap, b)$, которое должно совпасть с F . Результаты обработки даны в табл. 13. Она имеет 7 столбцов: 1 – № реакции, 2 – № функции Z , по которой идет сравнение, 3 – номер числа Фидия (если цифра 0, то это для $z = mx/m$), 4 – номер частицы с массой m , 5 – относительная погрешность δm вычисления массы частицы по результатам сравнения, 6 – номер частицы с массой $m1$, 7 – относительная погрешность $\delta m1$. Расчетная масса равна $m(1 - 0,001 \delta m)$ и дается только если δm меньше экспериментальной величины.

Пример: Реакция 6, функция $z_2 = 0,751883$ с погрешностью $da := 0.56$ согласно таблице 12. Из векторов $V1_k = m$, $V2_k = m_1$ ($k \equiv 6$), $a = m_1/m$, и из вектора u находим относительные экспериментальные погрешности $dm = u_7 = 1.17$ и $dm_1 = u_6 = 0.22$. Погрешность da распределяем между двумя частицами пропорционально их экспериментальным погрешностям: для m

$$da \cdot \frac{-dm}{dm + dm_1} = -0.471$$

и для m_1

$$da \cdot \frac{dm_1}{dm + dm_1} = 0.089$$

Делаем проверку, чтобы при исправленных m , m_1 значение $z_2(a, b) = 0.751601$ совпало с числом Фидия $F_{115} = 0.7516$, для чего вычисляем новое

$$a := \frac{V2_k \cdot \left(1 - da \cdot \frac{dm_1 \cdot 0.001}{dm + dm_1}\right)}{V1_k \cdot \left(1 - da \cdot \frac{-dm \cdot 0.001}{dm + dm_1}\right)}$$

Порядок обработки для случаев, когда и $m_2 > 0$ описан далее на примере реакции $k = 116$: массы частиц $m = V1_k$, $m_1 = V2_k$, $m_2 = V3_k$; переменные для функций z равны

$$a(m, m_1) = \frac{m_1}{m}, \quad b(m, m_2) = \frac{m_2}{m}$$

функция связи векторов в реакции $t(m, m_1, m_2) = z_{19}(a(m, m_1), b(m, m_2))$ (подстановка t для сокращения); экспериментальные относительные погрешности измерения масс

$$dm := (P^{(1)})_k, \quad dm_1 := (P^{(2)})_k, \quad dm_2 := (P^{(3)})_k;$$

относительные погрешности приближения функции z числом F равно $de := 0.139$; частные производные

$$f := \frac{d}{dm} t(m, m_1, m_2),$$

$$f_1 := \frac{d}{dm_1} t(m, m_1, m_2),$$

$$f_2 := \frac{d}{dm_2} t(m, m_1, m_2);$$

частные погрешности

$$g := \frac{f \cdot m}{t(m, m_1, m_2)} \cdot dm,$$

$$g_1 := \frac{f_1 \cdot m_1}{t(m, m_1, m_2)} \cdot dm_1,$$

$$g_2 := \frac{f_2 \cdot m_2}{t(m, m_1, m_2)} \cdot dm_2;$$

во сколько раз нужно изменить dm , чтобы при пропорциональном изменении их всех выполнить равенство $z = F$

$$h := \frac{|de|}{|g| + |g_1| + |g_2|}, \quad h = 0.224119.$$

(сумма частных погрешностей равна расчетной); подбор знаков для dm таких, чтобы все частные погрешности были равны по знаку с z

$$dm := \begin{cases} dm & \text{if sign}(de) = \text{sign}(g) \\ (-dm) & \text{otherwise} \end{cases},$$

$$dm_1 := \begin{cases} dm_1 & \text{if sign}(de) = \text{sign}(g_1) \\ (-dm_1) & \text{otherwise} \end{cases},$$

$$dm_2 := \begin{cases} dm_2 & \text{if sign}(de) = \text{sign}(g_2) \\ (-dm_2) & \text{otherwise} \end{cases}$$

(минимизация по dm); расчет минимальных отклонений масс от номинала $dm \cdot h = 0.061$, $dm_1 \cdot h = -0.061$, $dm_2 \cdot h = -0.007$. Проверка: предполагаемые расчетные массы, при которых $z = F$, равны

$$m := m \cdot (1 - dm \cdot h \cdot 0.001),$$

$$m_1 := m_1 \cdot (1 - dm_1 \cdot h \cdot 0.001),$$

$$m_2 := m_2 \cdot (1 - dm_2 \cdot h \cdot 0.001);$$

теперь ошибка приближения равна $[1 - t(m, m_1, m_2) \cdot (F_{47})^{-1}] \cdot 1000 = -0.0001$.

Здесь $V1...$ векторы масс в реакциях, P – вектор погрешностей масс, Q – вектор номеров участников реакции.

В табл. 14 по столбцам: 1 – номер реакции т.7, 2 – номер функции z , 3 – номер числа Фидия F новый, 4–6–8 – номера масс частиц (исходная частица m и продукты распада m_1 и m_2 , 5–7–9 – погрешности масс dm в промилле (насколько нужно в относительных единицах изменить массы, чтобы выполнить условие $z = F$). Расчет нужных масс: $m_x = (1 - dm \cdot 0,001)m$.

Табл. 15 для реакций с $m_1 = 0$ или $m_2 = 0$: 1 – номер реакции т.7, 2 – номер функции z , 3 – номер числа Фидия F , 4–6 номера масс частиц (исходная частица m и продукт распада m_1 , 5–7 погрешности масс dm в промилле (насколько нужно в относительных единицах изменить массы, чтобы выполнить условие $z = F$).

Таблица 16. Реакции по возрастанию числа событий в них: 1 – номер реакции, 2 – число событий.

Таблица 17. Функции z по возрастанию числа событий: 1 – номер функции, 2 – число событий.

Таблица 18. Числа F по возрастанию числа событий: 1 – число F , 2 – число событий.

Табл. 19. Статистика отклонений масс участников реакций от номинала только для выполнения условия $z = F$. Число частиц 972, среднее отклонение 0,005, среднеквадратичное 0,239. Отдельная выборка данных для 29 частиц со значимой статистикой в табл. 19 по столбцам: 1 – номер частицы, 2 – число событий, 3 – среднее погрешностей, 4 – среднеквадратичное.

По предварительным результатам статистического анализа можно сделать заключение о наличии корреляционной зависимости между рядом чисел, связанных с золотым сечением, и относительными величинами векторов, наблюдающихся в энергетике распадов элементарных частиц.

Т а б л и ц а 1

Перечень анализируемых реакций

№P	Распады мезонов	$\delta, \%$	№P	Распады мезонов	$\delta, \%$	№P	Распады мезонов	$\delta, \%$
1	$\pi-\mu\nu(\mu)$	0,01	31	$f_0(1500)-\eta\eta'(958)$	3,4	61	$K_2^*(1430)^0-K^0\gamma$	0,91
2	$\pi-e\nu(e)$	0,01	32	$\omega(1600)-\rho\pi$	14,5	62	$K_2^*(1430)^0-K^*(892)^+\pi^-$	0,91
3	$\rho-\pi\gamma$	1,17	33	$\omega_3(1670)-\rho\pi$	2,68	63	$K_2^*(1430)^0-K\pi$	0,91
4	$\rho-\pi\eta$	1,17	34	$\omega_3(1670)-b_1(1235)\pi$	3,54	64	$K_2^*(1430)^+-K\rho$	0,91
5	$\rho-\pi^0\gamma$	1,17	35	$\pi_2(1670)-f_2(1270)\pi$	12,6	65	$K_2^*(1430)^+-K^+\gamma$	0,91
6	$\rho-\eta\gamma$	1,17	36	$\pi_2(1670)-\rho\pi$	12	66	$K_2^*(1430)^+-K^+\eta$	0,91
7	$\omega-\pi^0\gamma$	0,15	37	$\pi_2(1670)-f_0(1370)\pi$	13	67	$K^*(1680)^0-K\pi$	15,8
8	$\omega-\eta\gamma$	0,15	38	$\rho(1700)-\eta\rho$	12	68	$K^*(1680)-K\rho$	15,8
9	$\eta'(958)-\rho^0\gamma$	1,17	39	$\pi(1800)-f_0\pi$	7,5	69	$K^*(1680)-K^*(892)\pi$	15,8
10	$\eta'(958)-\omega\gamma$	0,2	40	$\pi(1800)-a_0\pi$	7,5	70	$K_2(1770)-K_2^*(1430)^0\pi$	4,52
11	$\phi-\rho\pi$	1,17	41	$K-\mu\nu(\mu)$	0,03	71	$K_2(1770)-K^*(892)^0\pi$	4,52
12	$\phi-\eta\gamma$	0,22	42	$K-\pi\pi^0$	0,03	72	$K_2(1770)-Kf_2(1270)$	4,52
13	$\phi-\pi^0\gamma$	0,02	43	$K^*(892)^+-K^+\gamma$	0,27	73	$K_3^*(1780)-K\rho$	3,95
14	$h_1(1170)-\rho\pi$	17,1	44	$K^*(892)^+-K^+\pi^0$	0,27	74	$K_3^*(1780)-K^*(892)^0\pi$	3,95
15	$b_1(1235)-\omega\pi$	2,6	45	$K^*(892)^0-K^0\gamma$	0,27	75	$K_3^*(1780)-K\pi$	3,95
16	$b_1(1235)-\pi\gamma$	2,6	46	$K^*(892)^0-K^0\pi^0$	0,27	76	$K_3^*(1780)-K\eta$	3,95
17	$b_1(1235)-\pi\rho$	2,6	47	$K^*(892)^0-K\pi$	0,27	77	$K_2(1820)-K_2^*(1430)\pi$	7,3
18	$a_1(1260)-\rho\pi$	31,7	48	$K_1(1270)-K\rho$	5,5	78	$K_2(1820)-K\phi$	7,2
19	$a_1(1260)-\pi\gamma$	31,7	49	$K_1(1270)^+-K^*(892)^+\pi^0$	5,5	79	$K_2(1820)-K^*(892)^0\pi$	7,2
20	$a_1(1260)-K^*(892)K$	31,7	50	$K_1(1270)-K^*(892)^0\pi$	5,5	80	$K_2(1820)-Kf_2(1270)$	8,22
21	$f_1(1285)-\gamma\rho^0$	1,27	51	$K_1(1270)-K\omega$	5,5	81	$K_4^*(2045)-K\pi$	81
22	$f_1(1285)-\phi\gamma$	1,27	52	$K_1(1270)-K\eta$	5,5	82	$K_4^*(2045)-\phi K^*(892)$	82
23	$\eta(1295)-a_0(980)\pi$	2,86	53	$K_1(1400)-K^*(892)^0\pi$	5	83	$D^+-K^0\pi^+$	83
24	$\pi(1300)-\rho\pi$	77	54	$K_1(1400)-K\rho$	5	84	$D^+-\bar{K}^*(892)^0\pi^+$	84
25	$a_2(1320)-\rho\pi$	1,25	55	$K_1(1400)^+-K^*(892)^+\pi^0$	5	85	$D^+-\bar{K}^0\rho^+$	85
26	$a_2(1320)-\eta\pi$	0,6	56	$K_1(1400)-K\omega$	5	86	$D^+-\bar{K}^0a_1(1260)^+$	86
27	$a_2(1320)-\eta'(958)\pi$	0,5	57	$K^*(1410)-K^*(892)^0\pi$	10,7	87	$D^+-\pi^+\bar{K}_1(1270)^0$	87
28	$a_2(1320)-\pi\gamma$	0,45	58	$K^*(1410)-K\pi$	10,7	88	$D^+-K_1(1400)^0\pi^+$	88
29	$\omega(1420)-\rho\pi$	22	59	$K^*(1410)-K\rho$	10,7	89	$D^+-K(1410)^0\pi^+$	89
30	$\eta(1440)-a_0(980)\pi$	6	60	$K_0^*(1430)-K\pi$	4,25	90	$D^+-\bar{K}_0^*(1430)^0\pi^+$	90

Продолжение табл. 1

№P	Распады мезонов	$\delta, \%$	№P	Распады мезонов	$\delta, \%$	№P	Распады мезонов	$\delta, \%$
91	$D^+-K^*(1680)^0\pi^+$	91	141	$D_{s1}(2536)^+-D_s^{*+}\gamma$	0,35	190	$J/\psi(1s)-\rho\eta(958)$	1,2
92	$D^+-\eta\pi^+$	92	142	$D_{s1}(2573)^+-D^*(2007)^0K^+$	0,7	191	$J/\psi(1s)-\gamma\eta_c(1s)$	0,5
93	$D^+-\rho^0\pi^+$	93	143	$D_{s1}(2573)^+-D^0K^+$	0,7	192	$J/\psi(1s)-\gamma\eta(958)$	0,15
94	$D^+-\eta\rho^+$	94		Базисные мезоны		193	$J/\psi(1s)-\gamma f_4(2050)$	4
95	$D^+-\eta(958)\pi^+$	95	144	$B^+-\bar{D}^0\pi^+$	0,3	194	$J/\psi(1s)-\gamma\eta(1440)$	6
96	$D^+-\eta(958)\rho^+$	96	145	$B^+-\bar{D}^0\rho^+$	1,2	195	$J/\psi(1s)-\gamma f_2(1270)$	4
97	$D^+-\bar{K}^0K^+$	97	146	$B^+-\bar{D}^0 a_1(1260)^+$	31,9	196	$J/\psi(1s)-\gamma f_1(1710)$	3,6
98	$D^+-\phi\pi^+$	98	147	$B^+-\bar{D}^*(2007)^0\pi^+$	0,28	197	$J/\psi(1s)-\gamma\eta$	0,22
99	$D^+-\phi\rho^+$	99	148	$B^+-D^*(2007)^0\rho^+$	1,2	198	$J/\psi(1s)-\gamma f_1(1420)$	0,78
100	$D^+-\bar{K}^*(892)^0 K^+$	100	149	$B^+-\bar{D}^*(2007)^0 a_1(1260)^+$	31,7	199	$J/\psi(1s)-\gamma f_1(1285)$	0,5
101	$D^+-\bar{K}^0 K^*(892)^+$	101	150	$B^+-\bar{D}_1^*(2420)^0\pi^+$	0,75	200	$J/\psi(1s)-\gamma f_2'(1525)$	3,3
102	$D^0-K\pi$	102	151	$B^+-D_s^+ \bar{D}^0$	0,42	201	$J/\psi(1s)-\gamma\eta(2220)$	3
103	$D^0-\bar{K}^0\pi^0$	103	152	$B^+-D_s^{*+} \bar{D}^0$	0,42	202	$J/\psi(1s)-\gamma\pi^0$	0,01
104	$D^0-\bar{K}^0\rho^0$	104	153	$B^+-D_s^+ \bar{D}^*(2007)^0$	0,42	203	$J/\psi(1s)-\gamma f_0(1370)$	3
105	$D^0-\bar{K}^0 f_0(980)$	105	154	$B^+-D_s^{*+} \bar{D}^*(2007)^0$	0,42	204	$J/\psi(1s)-\gamma f_0(1500)$	3,3
106	$D^0-\bar{K}^0\eta$	106	155	$B^+-J/\psi(1s)K^+$	0,04	205	$\chi_{c1}(1p)-J/\psi(1s)$	0,08
107	$D^0-\bar{K}^0\eta(958)$	107	156	$B^+-J/\psi(1s)K^*(892)^+$	0,32	206	$\chi_{c2}(1p)-J/\psi(1s)$	0,08
108	$D^0-\bar{K}^0\phi$	108	157	$B^+-\psi(2s)K^+$	0,04	207	$\psi(2s)-J/\psi(1s)\eta$	0,22
109	$D^0-K a_1(1260)^+$	109	158	$B^+-\psi(2s)K^*(892)^+$	0,29	208	$\psi(2s)-J/\psi(1s)\pi^0$	0,01
110	$D^0-\bar{K}^0 f_2(1270)$	110	159	$B^+-\chi_{c1}(1p)K^+$	0,1	209	$\psi(2s)-\gamma\chi_{c0}(1p)$	0,3
111	$D^0-\bar{K}^0 f_0(1370)$	111	160	$B^+-\chi_{c1}(1p)K^*(892)^+$	0,3	210	$\psi(2s)-\gamma\chi_{c1}(1p)$	0,08
112	$D^0-K^*(892)^-\pi^+$	112	161	$B^0-D^+\pi^+$	0,29	211	$\psi(2s)-\gamma\chi_{c2}(1p)$	0,08
113	$D^0-K^*(892)^0\pi^0$	113	162	$B^0-D^+\rho^+$	1,2	212	$\psi(2s)-\gamma\eta_c(1s)$	0,5
114	$D^0-K^*(892)^-\rho^+$	114	163	$B^0-D^+ a_1(1260)^+$	31,8		Δ барионы	
115	$D^0-K^*(892)^0\eta$	0,4	164	$B^0-D^*(2010)^-\rho^+$	1,2	213	$\Delta(1232)-n\pi^0$	1,6
116	$D^0-K^*(892)^+K^-$	0,34	165	$B^0-D^*(2010) a_1(1260)^+$	31,8	214	$\Lambda-p^+\pi^-$	0,01
117	$D^*(2007)^0-D^0\pi^0$	0,37	166	$B^0-D_s^+ D^-$	0,45	215	$\Lambda-n\pi^0$	0,01
118	$D^*(2007)^0-D^0\gamma$	0,37	167	$B^0-D^*(2010)^- D_s^+$	0,45	216	$\Lambda-n\gamma$	0,01
119	$D^*(2010)^+-D^0\pi^+$	0,37	168	$B^0-D^*(2010)^- D_s^{*+}$	0,45	217	$\Lambda(1405)-\Sigma^+\pi^-$	2,9
120	$D^*(2010)^+-D^+\pi^0$	0,37	169	$B^0-J/\psi(1s)K^0$	0,1	218	$\Lambda(1520)-p\bar{K}$	0,7
121	$D^*(2010)^+-D^+\gamma$	0,37	170	$B^0-J/\psi(1s)K^*(892)^0$	0,3	219	$\Lambda(1520)-\Lambda\gamma$	0,7
122	$D_1^*(2420)^0-D^*(2010)^+\pi^-$	0,9	171	$B^0-\psi(2s)K^*(892)^0$	0,3	220	$\Lambda(1520)-\Sigma^0\pi^0$	0,7
123	$D_1^*(2420)^0-D^+\pi^-$	0,9	172	$B^0-K^*(892)^0\gamma$	0,3	221	$\Sigma^+-p\pi^0$	0,06
124	$D_2^*(2460)^0-D^+\pi^-$	0,95		$\Xi\Xi$ мезоны		222	$\Sigma^+-n\pi^+$	0,06
125	$D_2^*(2460)^0-D^*(2010)^+\pi^-$	0,95	173	$J/\psi(1s)-a_2(1320)\rho$	1,4	223	$\Sigma^+-p\gamma$	0,06
126	$D_2^*(2460)^+-D^0\pi^+$	0,95	174	$J/\psi(1s)-\rho\pi$	1,2	224	$\Sigma^--n\pi^-$	0,03
127	$D_2^*(2460)^+-D^*0\pi^+$	0,95	175	$J/\psi(1s)-\omega f_2(1270)$	4	225	$\Sigma^0-\Lambda\gamma$	0,02
	Странн. шарм. мезоны		176	$J/\psi(1s)-b_1(1235)^+\pi^-$	2,6	226	$\Sigma(1385)^0-\Lambda\pi^0$	0,72
128	$D_s^+-\mu^+\nu(\mu)$	0,3	177	$J/\psi(1s)-\omega\eta$	0,3	227	$\Sigma(1385)^--\Lambda\pi^-$	0,1
129	$D_s^+-K^+\bar{K}^0$	0,3	178	$J/\psi(1s)-\phi f_2(1525)$	3,3	228	$\Sigma(1385)^+-\Lambda\pi^+$	0,3
130	$D_s^+-\phi\pi^+$	0,3	179	$J/\psi(1s)-\omega f_1(1420)$	0,8	229	$\Sigma(1385)^--\Sigma^0\pi^-$	0,1
131	$D_s^+-K^+\bar{K}^*(892)^0$	0,45	180	$J/\psi(1s)-\phi\eta$	0,25	230	$\Xi^0-\Lambda\pi^0$	0,15
132	$D_s^+-\phi\rho^+$	1,2	181	$J/\psi(1s)-\Xi(1530)^-\Xi^+$	0,4	231	$\Xi^0-\Lambda\gamma$	0,15
133	$D_s^+-f_0(980)\pi^+$	1,2	182	$J/\psi(1s)-\omega\pi^0$	0,2	232	$\Xi^0-\Sigma^0\gamma$	0,15
134	$D_s^+-K^*(892)^0\pi^+$	0,47	183	$J/\psi(1s)-\phi\eta(958)$	0,17	233	$\Xi^--\Lambda\pi^-$	0,1
135	$D_s^{*+}-D_s^+\gamma$	0,5	184	$J/\psi(1s)-\phi f_0(980)$	1,05	234	$\Xi^--\Sigma^-\gamma$	0,1
136	$D_s^{*+}-D_s^+\pi^0$	0,5	185	$J/\psi(1s)-\Xi(1530)^0\Xi^0$	0,22	235	$\Xi(1530)^0-\Xi^0\gamma$	0,21
137	$D_{s1}(2536)^+-D^+K^0$	0,4	186	$J/\psi(1s)-\phi f_1(1285)$	0,5	236	$\Xi(1530)^--\Xi^-\gamma$	0,39
138	$D_{s1}(2536)^+-D^0K^+$	0,4	187	$J/\psi(1s)-\rho\eta$	1,3	237	$\Omega^--\Lambda K^-$	0,17
139	$D_{s1}(2536)^+-D^*(2010)^+K^0$	0,35	188	$J/\psi(1s)-\omega\eta(958)$	0,2	238	$\Omega^--\Xi^0\pi^-$	0,25
140	$D_{s1}(2536)^+-D^*(2007)^0K^+$	0,35	189	$J/\psi(1s)-\omega f_0(980)$	1,2	239	$\Omega^--\Xi^-\pi^0$	0,22

№P	Распады мезонов	$\delta, \%$	№P	Распады мезонов	$\delta, \%$	№P	Распады мезонов	$\delta, \%$
240	$\Omega^-\Xi(1530)^0\pi^-$	0,31	256	$\Lambda_c^+\Xi^0K^+$	0,32	273	$\Xi_c(2645)^+-\Xi_c^0\pi^+$	0,76
241	$\Omega(2250)^-\Xi(1530)^0K^-$	3,82	257	$\Lambda_c^+\Xi(1530)^0K^+$	0,33	274	$\Xi_c(2645)^0-\Xi_c^+\pi^-$	0,96
	Шармированные барионы		258	$\Lambda_c(2593)^+-\Sigma_c(2455)^+\pi^-$	0,6	275	$\Omega_c^0-\Omega\pi^+$	1,5
242	$\Lambda_c^+p\bar{K}^0$	0,26	259	$\Lambda_c(2593)^+-\Sigma_c(2455)^0\pi^+$	0,6	276	$\Xi_c^+-\Xi_c^+\gamma$	1,4
243	$\Lambda_c^+p\bar{K}^*(892)^0$	0,4	260	$\Lambda_c(2625)^+-\Sigma_c(2455)^+\pi^-$	0,45	277	$\Xi_c^0-\Xi_c^0\gamma$	1,5
244	$\Lambda_c^+\Delta(1232)^{++}K^-$	1,7	261	$\Lambda_c(2625)^+-\Sigma_c(2455)^0\pi^+$	0,45	278	$\Xi_c^+(2790)-\Xi_c^+\pi$	1,7
245	$\Lambda_c^+\Lambda(1520)\pi^+$	0,75	262	$\Sigma_c(2455)^+-\Lambda_c^+\pi^+$	0,38	270	$\Sigma_c(2520)^+-\Lambda_c^+\pi^+$	0,7
246	$\Lambda_c^+\Delta(1232)^+\bar{K}^*(892)^0$	1,75	263	$\Sigma_c(2455)^+-\Lambda_c^+\pi^0$	0,38	271	$\Sigma_c(2520)^+-\Lambda_c^+\pi^0$	0,7
247	$\Lambda_c^+p\bar{f}_0(980)$	1,1	264	$\Sigma_c(2455)^0-\Lambda_c^+\pi^-$	0,38	272	$\Sigma_c(2520)^0-\Lambda_c^+\pi^-$	0,7
248	$\Lambda_c^+p^+\phi$	0,27	265	$\Xi_c^+-\Sigma^+\bar{K}^*(892)^0$	0,85	273	$\Xi_c(2645)^+-\Xi_c^0\pi^+$	0,76
249	$\Lambda_c^+-\Lambda\pi^+$	0,26	266	$\Xi_c^+-\Xi^0\pi^+$	0,77	274	$\Xi_c(2645)^0-\Xi_c^+\pi^-$	0,96
250	$\Lambda_c^+-\Sigma(1385)^+\eta$	0,41	267	$\Xi_c^0-\bar{K}^0\Lambda$	0,68	275	$\Omega_c^0-\Omega\pi^+$	1,5
251	$\Lambda_c^+-\Sigma^+\pi^0$	0,27	268	$\Xi_c^0-\Xi\pi^+$	0,7	276	$\Xi_c^+-\Xi_c^+\gamma$	1,4
252	$\Lambda_c^+-\Sigma^0\pi^+$	0,27	269	$\Xi_c^0-\Omega K^+$	0,8	277	$\Xi_c^0-\Xi_c^0\gamma$	1,5
253	$\Lambda_c^+-\Sigma^+\eta$	0,35	270	$\Sigma_c(2520)^+-\Lambda_c^+\pi^+$	0,7	278	$\Xi_c^+(2790)-\Xi_c^+\pi$	1,7
254	$\Lambda_c^+-\Sigma^+\rho^0$	1,3	271	$\Sigma_c(2520)^+-\Lambda_c^+\pi^0$	0,7			
255	$\Lambda_c^+-\Sigma^+\phi$	0,27	272	$\Sigma_c(2520)^0-\Lambda_c^+\pi^-$	0,7			

Таблица 2

Порядковые номера упоминаемых в работе частиц, наименования, величины масс и погрешности их измерения

№	Имя	Масса	$\delta, \%$	№	Имя	Масса	$\delta, \%$	№	Имя	Масса	$\delta, \%$
1	μ	105,658	<0,01	24	$K_1(1400)$	1402,000	5,0	47	D^0	1864,500	0,27
2	π^0	134,977	<0,01	25	$K_0^*(1430)$	1412,000	4,25	48	D^+	1869,300	0,27
3	π	139,570	<0,01	26	$K^*(1410)$	1414,000	10,7	49	D_s^+	1968,500	0,3
4	K	493,677	0,03	27	$\omega(1420)$	1419,000	21,8	50	$D^*(2007)^0$	2006,700	0,25
5	K^0	497,672	0,03	28	$K_2^*(1430)^+$	1425,600	0,91	51	$D^*(2010)^+$	2010,000	0,25
6	η	547,300	0,22	29	$f_1(1420)$	1426,300	0,77	52	$f_2(2010)$	2011,000	30
7	ρ	771,100	1,17	30	$K_2^*(1430)^0$	1432,600	0,91	53	$a_4(2010)$	2011,000	6,5
8	$\omega(782)$	782,570	0,15	31	$\rho(1450)$	1474,000	12,9	54	$f_4(2050)$	2025,000	4,0
9	$K^*(892)^+$	891,660	0,27	32	$f_0(1500)$	1507,000	3,3	55	$K_4^*(2045)$	2045,000	4,5
10	$K^*(892)^0$	896,100	0,31	33	$f_1(1510)$	1525,000	3,29	56	D_s^{*+}	2112,400	0,35
11	$\eta(958)$	957,780	0,15	34	$\omega(1600)$	1649,000	14,5	57	$f_2(2300)$	2297,000	12,2
12	$f_0(980)$	980,000	1,02	35	$\omega_3(1670)$	1667,000	2,41	58	$f_2(2340)$	2339,000	26
13	$a_0(980)$	984,700	1,22	36	$\pi_2(1670)$	1670,000	11,97	59	$D_1^*(2420)^0$	2422,200	0,75
14	$\phi(1020)$	1019,456	0,02	37	$\phi(1680)$	1680,000	11,9	60	$D_2^*(2460)^0$	2458,900	0,89
15	$h_1(1170)$	1170,000	17,1	38	$\rho_3(1690)$	1691,000	2,96	61	$D_2^*(2460)^+$	2459,000	1,62
16	$b_1(1235)$	1229,500	2,60	39	$\rho(1700)$	1700,000	11,76	62	$D_{s1}(2536)^+$	2535,350	0,13
17	$a_1(1260)$	1260,000	31,7	40	$f_1(1710)$	1713,000	3,51	63	$D_{s1}(2573)$	2572,400	0,68
18	$K_1(1270)$	1273,000	5,50	41	$K^*(1680)$	1717,000	15,79	64	B^+	5279,000	0,03
19	$f_2(1270)$	1275,000	3,94	42	$K_2(1770)$	1773,000	4,52	65	B^0	5279,400	0,03
20	$f_1(1285)$	1281,900	0,49	43	$K_3^*(1780)$	1776,000	3,95	66	B^*	5325,000	0,12
21	$\eta(1295)$	1293,000	2,59	44	$\pi(1800)$	1801,000	7,22	67	B_s^0	5369,300	0,38
22	$\pi(1300)$	1300,000	76,9	45	$K_2(1820)$	1813,000	7,22				
23	$a_2(1320)$	1318,000	0,45	46	$\phi_3(1850)$	1854,000	3,78				

Экспериментальные погрешности определения масс всех участников реакций

1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
1	0,010	0,010	0,000	53	5,000	0,310	0,010	105	0,270	0,030	1,020	157	0,030	0,010	0,030
2	0,010	0,001	0,000	54	5,000	0,030	1,170	106	0,270	0,030	0,220	158	0,030	0,010	0,270
3	1,170	0,010	0,000	55	5,000	0,270	0,010	107	0,270	0,030	0,150	159	0,030	0,080	0,030
4	1,170	0,010	0,220	56	5,000	0,030	0,150	108	0,270	0,030	0,020	160	0,030	0,080	0,270
5	1,170	0,010	0,000	57	10,700	0,310	0,010	109	0,270	0,030	31,700	161	0,030	0,270	0,010
6	1,170	0,220	0,000	58	10,700	0,030	0,010	110	0,270	0,030	3,940	162	0,030	0,270	1,170
7	0,150	0,010	0,000	59	10,700	0,030	1,170	111	0,270	0,030	3,000	163	0,030	0,270	31,700
8	0,150	0,220	0,000	60	4,250	0,030	0,010	112	0,270	0,270	0,010	164	0,030	0,250	1,170
9	0,150	1,170	0,000	61	0,910	0,030	0,000	113	0,270	0,310	0,010	165	0,030	0,250	31,700
10	0,150	0,150	0,000	62	0,910	0,270	0,010	114	0,270	0,270	1,170	166	0,030	0,300	0,270
11	0,020	1,170	0,010	63	0,910	0,030	0,010	115	0,270	0,310	0,220	167	0,030	0,250	0,300
12	0,020	0,220	0,000	64	0,910	0,030	1,170	116	0,270	0,270	0,030	168	0,030	0,250	0,350
13	0,020	0,010	0,000	65	0,910	0,030	0,000	117	0,250	0,270	0,010	169	0,030	0,010	0,030
14	17,100	1,170	0,010	66	0,910	0,030	0,220	118	0,250	0,270	0,000	170	0,030	0,010	0,310
15	2,600	0,150	0,010	67	15,790	0,030	0,010	119	0,250	0,270	0,010	171	0,030	0,010	0,310
16	2,600	0,010	0,000	68	15,790	0,030	1,170	120	0,250	0,270	0,010	172	0,030	0,310	0,000
17	2,600	0,010	1,170	69	15,790	0,270	0,010	121	0,250	0,270	0,000	173	0,010	0,450	1,170
18	31,700	1,170	0,010	70	4,520	0,910	0,010	122	0,750	0,250	0,010	174	0,010	1,170	0,010
19	31,700	0,010	0,000	71	4,520	0,310	0,010	123	0,750	0,270	0,010	175	0,010	0,150	3,940
20	31,700	0,030	0,270	72	4,520	0,030	3,940	124	0,890	0,270	0,010	176	0,010	2,600	0,010
21	0,490	0,000	1,170	73	3,950	0,030	1,170	125	0,890	0,250	0,010	177	0,010	0,150	0,220
22	0,490	0,020	0,000	74	3,950	0,310	0,010	126	1,620	0,270	0,010	178	0,010	0,020	3,290
23	2,590	1,220	0,010	75	3,950	0,030	0,010	127	1,620	0,250	0,010	179	0,010	0,150	0,770
24	76,900	1,170	0,010	76	3,950	0,030	0,220	128	0,300	0,010	0,000	180	0,010	0,020	0,220
25	0,450	1,170	0,010	77	7,220	0,910	0,010	129	0,300	0,030	0,030	181	0,010	0,390	0,100
26	0,450	0,220	0,010	78	7,220	0,030	0,020	130	0,300	0,020	0,010	182	0,010	0,150	0,010
27	0,450	0,150	0,010	79	7,220	0,310	0,010	131	0,300	0,030	0,310	183	0,010	0,020	0,150
28	0,450	0,010	0,000	80	7,220	0,030	3,940	132	0,300	0,020	1,170	184	0,010	0,020	1,020
29	21,800	1,170	0,010	81	4,400	0,030	0,010	133	0,300	1,020	0,010	185	0,010	0,210	0,150
30	6,000	1,220	0,010	82	4,400	0,020	0,310	134	0,300	0,310	0,010	186	0,010	0,020	0,490
31	3,300	0,220	0,150	83	0,270	0,030	0,010	135	0,350	0,300	0,000	187	0,010	1,170	0,220
32	14,500	1,170	0,010	84	0,270	0,310	0,010	136	0,350	0,300	0,010	188	0,010	0,150	0,150
33	2,410	1,170	0,010	85	0,270	0,030	1,170	137	0,130	0,270	0,030	189	0,010	0,150	1,020
34	2,410	2,600	0,010	86	0,270	0,030	31,700	138	0,130	0,270	0,030	190	0,010	1,170	0,150
35	11,970	3,940	0,010	87	0,270	0,010	5,500	139	0,130	0,250	0,030	191	0,010	0,000	0,500
36	11,970	1,170	0,010	88	0,270	5,000	0,010	140	0,130	0,250	0,030	192	0,010	0,000	0,150
37	11,970	3,000	0,010	89	0,270	10,700	0,010	141	0,130	0,350	0,000	193	0,010	0,000	4,000
38	11,760	0,220	1,170	90	0,270	4,250	0,010	142	0,680	0,250	0,030	194	0,010	0,000	6,000
39	7,220	1,020	0,010	91	0,270	15,790	0,010	143	0,680	0,270	0,030	195	0,010	0,000	3,940
40	7,220	1,220	0,010	92	0,270	0,220	0,010	144	0,030	0,270	0,010	196	0,010	0,000	3,510
41	0,030	0,010	0,000	93	0,270	1,170	0,010	145	0,030	0,270	1,170	197	0,010	0,000	0,220
42	0,030	0,010	0,010	94	0,270	0,220	1,170	146	0,030	0,270	31,700	198	0,010	0,000	0,770
43	0,270	0,030	0,000	95	0,270	0,150	0,010	147	0,030	0,250	0,010	199	0,010	0,000	0,490
44	0,270	0,030	0,010	96	0,270	0,150	1,170	148	0,030	0,250	1,170	200	0,010	0,000	3,290
45	0,310	0,030	0,000	97	0,270	0,030	0,030	149	0,030	0,250	31,700	201	0,010	0,000	3,000
46	0,310	0,030	0,010	98	0,270	0,020	0,010	150	0,030	0,750	0,010	202	0,010	0,000	0,010
47	0,310	0,030	0,010	99	0,270	0,020	1,170	151	0,030	0,300	0,270	203	0,010	0,000	3,000
48	5,500	0,030	1,170	100	0,270	0,310	0,030	152	0,030	0,350	0,270	204	0,010	0,000	3,300
49	5,500	0,270	0,010	101	0,270	0,030	0,270	153	0,030	0,300	0,250	205	0,080	0,000	0,010
50	5,500	0,310	0,010	102	0,270	0,030	0,010	154	0,030	0,350	0,250	206	0,080	0,000	0,010
51	5,500	0,030	0,150	103	0,270	0,030	0,010	155	0,030	0,010	0,030	207	0,010	0,010	0,220
52	5,500	0,030	0,220	104	0,270	0,030	1,170	156	0,030	0,010	0,270	208	0,010	0,010	0,010

1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
209	0,010	0,000	0,290	227	0,360	0,010	0,010	245	0,260	0,660	0,010	263	0,370	0,260	0,010
210	0,010	0,000	0,080	228	0,300	0,010	0,010	246	0,260	1,600	0,310	264	0,280	0,260	0,010
211	0,010	0,000	0,080	229	0,360	0,020	0,010	247	0,260	0,010	1,020	265	0,570	0,060	0,310
212	0,010	0,000	0,500	230	0,150	0,010	0,010	248	0,260	0,010	0,020	266	0,570	0,150	0,010
213	1,600	0,010	0,010	231	0,150	0,010	0,000	249	0,260	0,010	0,010	267	0,730	0,030	0,010
214	0,010	0,010	0,010	232	0,150	0,020	0,000	250	0,260	0,300	0,220	268	0,730	0,100	0,010
215	0,010	0,010	0,010	233	0,100	0,010	0,010	251	0,260	0,060	0,010	269	0,730	0,170	0,030
216	0,010	0,010	0,000	234	0,100	0,030	0,000	252	0,260	0,020	0,010	270	0,600	0,260	0,010
217	2,860	0,060	0,010	235	0,210	0,150	0,000	253	0,260	0,060	0,220	271	0,960	0,260	0,010
218	0,660	0,010	0,030	236	0,390	0,100	0,000	254	0,260	0,060	1,170	272	0,540	0,260	0,010
219	0,660	0,010	0,000	237	0,170	0,010	0,030	255	0,260	0,060	0,020	273	0,760	0,730	0,010
220	0,660	0,020	0,010	238	0,170	0,150	0,010	256	0,260	0,150	0,030	274	0,680	0,570	0,010
221	0,060	0,010	0,010	239	0,170	0,100	0,010	257	0,260	0,210	0,030	275	1,480	0,170	0,010
222	0,060	0,010	0,010	240	0,170	0,210	0,010	258	0,400	0,240	0,010	276	1,280	0,570	0,000
223	0,060	0,010	0,000	241	3,820	0,210	0,030	259	0,400	0,280	0,010	277	1,240	0,730	0,000
224	0,030	0,010	0,010	242	0,260	0,010	0,030	260	0,300	0,240	0,010	278	1,250	1,280	0,010
225	0,020	0,010	0,000	243	0,260	0,010	0,310	261	0,300	0,280	0,010				
226	0,720	0,010	0,010	244	0,260	1,600	0,030	262	0,240	0,260	0,010				

Таблица 4

Углы Фидия и тригонометрические функции от них

№	φ	cos(φ)	sin(φ)	tan(φ)	№	φ	cos(φ)	sin(φ)	tan(φ)
1	1,212431	0,3507441	0,936471	2,669956	19	0,417349	0,9141666	0,405339	0,443397
2	0,974586	0,5615107	0,827469	1,473649	20	0,408166	0,9178503	0,396927	0,432453
3	0,853105	0,6576471	0,753326	1,145487	21	0,399580	0,9212246	0,389031	0,422298
4	0,772383	0,7162499	0,697844	0,974302	22	0,391527	0,9243274	0,381600	0,412841
5	0,712841	0,7565069	0,653986	0,864481	23	0,383955	0,9271905	0,374590	0,404005
6	0,666239	0,7861514	0,618034	0,786151	24	0,376815	0,9298411	0,367961	0,395725
7	0,628319	0,8090170	0,587785	0,726543	25	0,370069	0,9323023	0,361680	0,387943
8	0,596594	0,8272542	0,561828	0,679148	26	0,363681	0,9345938	0,355717	0,380611
9	0,569492	0,8421748	0,539205	0,640253	27	0,357620	0,9367328	0,350045	0,373688
10	0,545960	0,8546292	0,519239	0,607560	28	0,351858	0,9387341	0,344642	0,367135
11	0,525256	0,8651955	0,501435	0,579562	29	0,346371	0,9406109	0,339487	0,360921
12	0,506842	0,8742817	0,485419	0,555220	30	0,341138	0,9423744	0,334560	0,355018
13	0,490316	0,8821842	0,470904	0,533794	31	0,336140	0,9440348	0,329846	0,349400
14	0,475368	0,8891245	0,457665	0,514737	32	0,331360	0,9456008	0,325329	0,344045
15	0,461757	0,8952712	0,445522	0,497639	33	0,326781	0,9470805	0,320996	0,338932
16	0,449291	0,9007552	0,434327	0,482181	34	0,322391	0,9484807	0,316835	0,334045
17	0,437815	0,9056800	0,423962	0,468115	35	0,318175	0,9498078	0,312834	0,329366
18	0,427203	0,9101281	0,414327	0,455240	36	0,314124	0,9510674	0,308983	0,324881

Величины чисел Фидия

1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
1	0,100814	20	0,232870	39	0,295598	58	0,424664	77	0,527864	96	0,673007	115	0,751600
2	0,101900	21	0,233770	40	0,298886	59	0,427697	78	0,535233	97	0,675596	116	0,756507
3	0,104790	22	0,236068	41	0,299123	60	0,431683	79	0,552786	98	0,678135	117	0,763932
4	0,114698	23	0,237874	42	0,300282	61	0,431883	80	0,555893	99	0,682328	118	0,772542
5	0,138599	24	0,242934	43	0,308501	62	0,433013	81	0,565130	100	0,687122	119	0,782975
6	0,145898	25	0,249354	44	0,309017	63	0,435672	82	0,572303	101	0,690983	120	0,786151
7	0,163881	26	0,254644	45	0,309728	64	0,445121	83	0,577350	102	0,699485	121	0,809017
8	0,172099	27	0,255436	46	0,311630	65	0,447214	84	0,587785	103	0,700300	122	0,850651
9	0,180228	28	0,268060	47	0,326238	66	0,456108	85	0,600566	104	0,708529	123	0,864481
10	0,185585	29	0,272020	48	0,346014	67	0,456311	86	0,605829	105	0,709480	124	0,866025
11	0,190983	30	0,273457	49	0,358365	68	0,464313	87	0,611695	106	0,713849	125	0,894427
12	0,205785	31	0,276393	50	0,358918	69	0,472136	88	0,617443	107	0,715264	126	0,904509
13	0,208430	32	0,282164	51	0,363271	70	0,476270	89	0,617904	108	0,717836	127	0,924624
14	0,209230	33	0,284701	52	0,369671	71	0,477540	90	0,618034	109	0,723140	128	0,951057
15	0,213849	34	0,286151	53	0,380880	72	0,485868	91	0,627505	110	0,723607	129	0,962292
16	0,213849	35	0,288139	54	0,381966	73	0,494745	92	0,636010	111	0,726543	130	0,971737
17	0,216409	36	0,288675	55	0,393076	74	0,514130	93	0,653986	112	0,727118	131	1,026400
18	0,220284	37	0,291241	56	0,414981	75	0,522932	94	0,657496	113	0,727980		
19	0,231697	38	0,292053	57	0,418437	76	0,525731	95	0,668740	114	0,745356		

Таблица 6

Ряд чисел Фидия

1	2	1	2
4	$\Phi^{4.5}$	33	$\Phi^2 \cdot \sqrt{5} \cdot 3^{-1}$
6	Φ^4	34	$\sqrt{0.25 + \Phi - \sqrt{\Phi}}$
8	$(1 - \sqrt{\Phi}) \cdot \frac{\sqrt{\Phi}}{\sqrt{2 - \sqrt{\Phi}}}$	35	$2 \cdot \Phi - \sqrt{\Phi} - \sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1} \cdot (1 - \sqrt{\Phi})$
10	$\Phi^{3.5}$	36	$2^{-1} \cdot 3^{-0.5}$
11	$0.5 \Phi^2$	40	$\Phi^{2.5} \cdot (5^{0.25} - 0.5)$
12	F ₂₉ · F ₁₁₆	42	$\Phi^{2.5}$
15	$1 - \Phi^{0.5}$	44	$0.5 \cdot \Phi$
17	$5^{-1.25} \Phi^{-1}$	47	$\Phi^3 \cdot (2 - \Phi)$
22	Φ^3	48	$(1 - \sqrt{\Phi}) \cdot \Phi^{-1}$
24	$0.5 \Phi^{1.5}$	50	$(2 + \sqrt{\Phi})^{-1}$
26	$1 - \sqrt{5} \cdot 3^{-1}$	51	$0.5 \cdot 5^{0.25} \cdot \Phi^{1.5}$
27	$\Phi^2 \cdot 5^{-0.25}$	52	$2 \cdot 5^{-0.75} \Phi$
29	$(1 - \sqrt{\Phi}) \cdot \Phi^{-0.5}$	53	$\sqrt{\Phi} (\sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1} + 1) - 1$
30	$1 - \tan(0.2 \cdot \pi)$	54	Φ^2
31	$\Phi \cdot 5^{-0.5}$	55	$0.5 \cdot \sqrt{\Phi}$
32	$\sqrt{\Phi} \cdot (2 + \sqrt{\Phi})^{-1}$	56	$\Phi^{3.5} \cdot \sqrt{5}$

1	2	1	2
57	$0.5(1 + \sqrt{\Phi} - \sqrt{5 + \Phi - 6\sqrt{\Phi}})$	95	$5^{-0.25}$
58	$\Phi^{2.5} \sqrt{2}$	96	$1 - \sqrt{0.5 \cdot (1 - \sqrt{\Phi})}$
59	$2(1 - \sqrt{\Phi})$	98	$2 - (2\sqrt{\Phi} - 1)^{-0.5}$
60	$\sqrt{\Phi + 0.25} - 0.5$	100	$\sqrt{2} \cdot \Phi^{1.5}$
62	$0.25 \cdot \sqrt{3}$	101	$0.5 \cdot \sqrt{5} \cdot \Phi$
63	$(2 - \sqrt{\Phi})(2 + \sqrt{\Phi})^{-1}$	102	$2\sqrt{\Phi} - 1 + \sqrt{2\sqrt{\Phi} - 1} \cdot (\sqrt{\Phi} - \Phi)$
64	$\sqrt{2\sqrt{\Phi} - 1}(\sqrt{2\sqrt{\Phi} - 1} + \Phi - \sqrt{\Phi})$	106	$\sqrt{2.25 + \Phi - 3\sqrt{\Phi}}$
65	$\sqrt{0.2}$	107	$\Phi^{2.5} \cdot (3 - \Phi)$
66	$(3\Phi - 1)(3 - \Phi)^{-1} \cdot \Phi^{-0.5}$	108	$2 \cdot (2 + \sqrt{\Phi})^{-1}$
68	$1 + 0.5 \cdot \Phi - \sqrt{\Phi + 0.25 \cdot \Phi^2}$	109	$(1 - \tan(0.2 \cdot \pi))^{0.25}$
69	$2 \cdot \Phi^3$	110	$\Phi^{-1} \cdot 5^{-0.5}$
72	$\Phi^{1.5}$	111	$5^{0.25} \cdot \Phi^{1.5}$
73	$\sqrt{6\sqrt{\Phi} - 4\Phi - 2}$	112	$\Phi \cdot (1 + 0.5 \cdot 5^{0.25} \cdot \Phi^3)$
74	$1 - \Phi^{1.5}$	113	$2 - \Phi^{-0.5}$
75	$\sqrt{1 - \tan(0.2 \cdot \pi)}$	114	$3^{-1} \cdot \sqrt{5}$
76	$\sqrt{\Phi} \cdot 5^{-0.25}$	116	$\sqrt{2\sqrt{\Phi} - 1}$
77	$\Phi^3 \cdot \sqrt{5}$	117	$2 \cdot \Phi^2$
78	$0.5 \cdot \sqrt{3} \cdot \Phi$	118	$1.25 \cdot \Phi$
79	$2 \cdot \Phi \cdot 5^{-0.5}$	119	$5^{-0.75} \cdot \Phi^{-2}$
80	$\sqrt{0.5 \cdot \Phi}$	120	$\Phi^{0.5}$
82	$2\sqrt{\Phi} - 1$	121	$0.5 \cdot \Phi^{-1}$
83	$3^{-0.5}$	122	$(2 - \Phi)^{-0.5}$
84	$0.5 \cdot 5^{0.25} \cdot \sqrt{\Phi}$	123	$\sqrt{\frac{1 - \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi} - 0.5}}$
85	$2\Phi^{2.5}$	124	$0.5 \cdot \sqrt{3}$
86	$(\sqrt{\Phi} + F_{123})^{-1}$	125	$2 \cdot 5^{-0.5}$
87	$\sqrt{\Phi} \cdot (F_{116})^2 + F_{116} \cdot F_{15}$	126	$0.25 \cdot (3 + \Phi)$
90	Φ	127	$\sqrt{\Phi} \cdot (1 - \sqrt{\Phi}) + \sqrt{2\sqrt{\Phi} - 1}$
92	$0.5 \cdot \Phi^{-0.5}$	128	$0.5 \cdot 5^{0.25} \cdot \Phi^{-0.5}$
93	$\Phi^{-0.5} - \Phi$	129	$\sqrt{2\sqrt{\Phi} - 1} \cdot \Phi^{-0.5}$
94	$(2 + \Phi - \sqrt{\Phi}) \cdot (2 + \sqrt{\Phi})^{-1}$	130	$2 \cdot \Phi^{1.5}$

Перечень функций

$z1(a,b) := p(a,b)$	$z22(a,b) := (1 - c(a,b)) \cdot \sqrt{1 - c(a,b)}^2$
$z2(a,b) := c(a,b)$	$z23(a,b) := b \cdot z42(a,b)$
$z3(a,b) := 1 - c(a,b)$	$z24(a,b) := b \cdot z43(a,b)$
$z4(a,b) := \sqrt{1 - c(a,b)}^2$	$z25(a,b) := b \cdot z34(a,b)$
$z5(a,b) := c(a,b)^2$	$z26(a,b) := b \cdot z35(a,b)$
$z6(a,b) := 1 - c(a,b)^2$	$z27(a,b) := \sqrt{2(1 - c(a,b))}$
$z7(a,b) := c(a,b) \cdot \sqrt{1 - c(a,b)}^2$	$z28(a,b) = z2(a,b)$
$z8(a,b) := 1 - \sqrt{1 - c(a,b)}^2$	$z29(a,b) = z4(a,b)$
$z9(a,b) := p(a,b) \cdot z34(a,b) + c(a,b)^2$	$z30(a,b) := a \cdot c(a,b)^{-1}$
$z10(a,b) := p(a,b) \cdot z35(a,b) + c(a,b)^2$	$z31(a,b) := \sqrt{1 - b^2 \cdot (1 - c(a,b))}^{-2}$
$z11(a,b) := p(a,b) \cdot z42(a,b) + z7(a,b)$	$z36(a,b) = z4(a,b)$
$z12(a,b) := p(a,b) \cdot z43(a,b) + z7(a,b)$	$z37(a,b) = z2(a,b)$
$z13(a,b) := a \cdot z32(a,b)$	$z38(a,b) := \sqrt{1 - a^2 \cdot c(a,b)}^{-2}$
$z14(a,b) := a \cdot z33(a,b)$	$z39(a,b) := b \cdot (1 - c(a,b))^{-1}$
$z15(a,b) := a \cdot z40(a,b)$	$z44(a,b) := c(a,b)^{-1} \sqrt{1 - c(a,b)}^2$
$z16(a,b) := a \cdot z41(a,b)$	$z45(a,b) := c(a,b) \cdot (1 - c(a,b)^2)^{-0.5}$
$z17(a,b) := p(a,b) \cdot z34(a,b)$	$z46(a,b) := \sqrt{c(a,b)^2 \cdot a^{-2} - 1}$
$z18(a,b) := p(a,b) \cdot z35(a,b)$	$z48(a,b) := z40(a,b) \cdot z32(a,b)^{-1}$
$z19(a,b) := p(a,b) \cdot z42(a,b)$	$z49(a,b) := z41(a,b) \cdot z33(a,b)^{-1}$
$z20(a,b) := p(a,b) \cdot z43(a,b)$	$z50(a,b) := z42(a,b) \cdot z34(a,b)^{-1}$
$z21(a,b) := c(a,b) \cdot (1 - c(a,b))$	$z51(a,b) := z43(a,b) \cdot z35(a,b)^{-1}$
$z32(a,b) := a - \sqrt{1 - c(a,b)}^2 \cdot \sqrt{1 - a^2 \cdot c(a,b)}^{-2}$	
$z33(a,b) := a + \sqrt{1 - c(a,b)}^2 \cdot \sqrt{1 - a^2 \cdot c(a,b)}^{-2}$	
$z34(a,b) := c(a,b) \sqrt{1 - b^2 \cdot (1 - c(a,b))}^{-2} - \sqrt{1 - c(a,b)}^2 \cdot b \cdot (1 - c(a,b))^{-1}$	
$z35(a,b) := c(a,b) \sqrt{1 - b^2 \cdot (1 - c(a,b))}^{-2} + \sqrt{1 - c(a,b)}^2 \cdot b \cdot (1 - c(a,b))^{-1}$	
$z40(a,b) := a \cdot c(a,b)^{-1} \cdot \sqrt{1 - c(a,b)}^2 + \sqrt{c(a,b)^2 - a^2}$	
$z41(a,b) := a \cdot c(a,b)^{-1} \cdot \sqrt{1 - c(a,b)}^2 - \sqrt{c(a,b)^2 - a^2}$	
$z42(a,b) := \sqrt{1 - c(a,b)}^2 \cdot \sqrt{1 - b^2 \cdot (1 - c(a,b))}^{-2} + c(a,b) \cdot b \cdot (1 - c(a,b))^{-1}$	
$z43(a,b) := \sqrt{1 - c(a,b)}^2 \cdot \sqrt{1 - b^2 \cdot (1 - c(a,b))}^{-2} - c(a,b) \cdot b \cdot (1 - c(a,b))^{-1}$	
$z47(a,b) := \left[1 - b^2 \cdot (1 - c(a,b))^{-2} \right]^{-0.5} \cdot b \cdot (1 - c(a,b))^{-1}$	

Соответствие между номерами функций

1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
1	p	27	x10	8	e7	34	cos(ψ2)	15	y6	41	sin(ψ1a)	22	y8	48	tan(ψ1)
2	e1	28	cos(ζ)	9	x5	35	cos(ψ2a)	16	y6a	42	sin(ψ2)	23	x9	49	tan(ψ1a)
3	e2	29	cos(ζ1)	10	x5a	36	sin(ζ)	17	x7	43	sin(ψ2a)	24	x9a	50	tan(ψ2)
4	e3	30	cos(τ1)	11	y5	37	sin(ζ1)	18	x7a	44	tan(ζ)	25	y9	51	tan(ψ2a)
5	e4	31	cos(τ2)	12	y5a	38	sin(τ1)	19	y7	45	tan(ζ1)	26	y9a	52	
6	e5	32	cos(ψ1)	13	x6	39	sin(τ2)	20	y7a	46	tan(τ1)				
7	e6	33	cos(ψ1a)	14	x6a	40	sin(ψ1)	21	x8	47	tan(τ2)				

Параметры распада ро-мезона (функции 1–27)

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
a	1,000000 m _p / m _p	771,100 m _p	1,000000 m _p / m _p	771,100 m _p	13	-0,094521	-72,885	0,377668	291,220
b	0,181001 m _π / m _p	139,570 m _π	0,709765 m _η / m _p	547,300 m _η	14	0,160044	123,410	0,629865	485,689
c	0,709765 m _η / m _p	547,300 m _η	0,1810010 m _π / m _p	139,570 m _π	15	0,154361	119,028	0,600944	463,388
1	0,192866	148,719	0,192866	148,719	16	0,084543	65,191	0,327164	252,276
2	0,264497	203,954	0,735503	567,146	17	-0,166112	-128,089	0,014016	10,808
3	0,735503	567,146	0,264497	203,954	18	0,192866	148,719	0,192858	148,713
4	0,964386	743,638	0,677522	522,437	19	0,098001	75,568	0,192356	148,326
5	0,069959	53,945	0,540964	417,137	20	-0,000454	-0,350	-0,001,7906	-1,381
6	0,930041	717,155	0,459036	353,963	21	0,194538	150,009	0,194538	150,009
7	0,255078	196,690	0,498319	384,254	22	0,709309	546,948	0,179203	138,183
8	0,035614	27,462	0,322478	248,663	23	0,360651	278,098	0,180523	139,201
9	-0,096153	-74,144	0,554980	427,945	24	-0,001,672	-1,290	-0,001,6804	-1,296
10	0,262825	202,664	0,733822	565,850	25	0,611308	471,380	-0,013154	-10,143
11	0,353078	272,259	0,690675	532,580	26	0,709763	547,298	0,180993	139,564
12	0,254623	196,340	0,496528	382,873	27	1,212850	935,229	0,727320	560,837

Параметры распада ро-мезона (функции 28–51)

1	2	3	1	2	3	1	2	3
28	0,264497	0,735503	36	0,964386	0,677522	44	3,64611	0,921168
29	0,964386	0,677522	37	0,264497	0,735503	45	0,274265	1,085578
30	0,684321	0,965007	38	0,729181	0,262224	46	1,065553	0,271733
31	0,262224	0,729181	39	0,965007	0,684321	47	3,680089	0,93848
32	-0,522211	0,532103	40	0,852817	0,84668	48	-1,633089	1,591195
33	0,884213	0,887428	41	0,467084	0,460947	49	0,528248	0,519419
34	-0,861282	0,072672	42	0,508127	0,997356	50	-0,589966	13,724143
35	0,999997	0,999957	43	-0,002357	-0,009284	51	-0,002357	-0,009285

Таблица 11

Номера исходных частиц (1) и конечного продукта (2) в распадах на две частицы с равными массами

1	2	1	2	1	2	1	2
2	0	23	4	54	4	109	3
6	0	31	3	54	8	109	4
6	1	31	4	54	6	109	6
7	3	117	0	57	14	109	68
7	1	117	3	58	14	116	1
8	3	117	4	47	2	116	2
11	0	117	6	47	3	116	4
12	3	36	0	106	70	116	68
12	0	38	4	106	4	110	48
13	4	38	3	106	69	111	47
14	4	39	0	107	2	111	50
14	1	39	4	107	3	47	4
14	3	40	3	107	4	106	1
19	3	40	4	107	6	106	74
19	4	40	6	107	0	106	79
19	6	46	4	108	68	106	72
19	0	52	14	109	0	106	68
23	0	54	3	109	2	106	75

Таблица 12

Сводные данные для реакций с $m_2 = 0$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	1/3	0,757025	2	0,786544		120	0,50	2a	0,68	0,001
			30	0,92471		129	0,19	30a	0,68	
			41	0,380903		53	0,06		0,71	
			4	0,617535		88	0,15	4a	-0,13	
			4	0,617535		90	-0,81	4a	0,68	
			14	0,699957		89	-0,60	4a	0,51	
			33	0,924615		127	-0,01		0,79	
			14	0,699957		102	0,67		0,68	
			14	0,699957		103	-0,49		-0,50	
			7	0,485718		72	-0,31	x7a	0,68	
			16	0,288353		35	0,74		0,69	
			11	0,308984		44	-0,10		0,03	
			7	0,208537		13	0,51	7b	-0,2	
3	3/7	0,181001	5	0,233888		21	0,50	5b	-3,7	1,17
5	2/7	0,175045	44	1,663039	20/7		0,37	44a	-4,52	1,17
			9	0,311855		46	0,72		-1,05	
6	6/7	0,709765	2	0,751883		115	0,38	2a	0,56	1,39
			5	0,565329		81	0,35	5a	0,26	
			15	0,617837		89	-0,11		-3,2	
			10	0,308771		44	-0,80		0,33	
			23	0,393134		55	0,15		-0,12	
			22	0,728372		113	0,54		0,67	
8	6/8	0,699362	1	0,255446		27	0,04	1a	-0,02	0,37
			27	0,714767		107	-0,7	27a	0,73	
			11	0,392996		55	-0,20	4b	0,08	
			19	0,146025		6	0,87		-0,22	
9	7/11	0,805091	42	0,381997		54	0,08	4b	-0,02	1,32
			14	0,745524		114	0,22		0,21	

Продолжение табл. 12

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
10	8/11	0,817067	30	0,979932	68/11		0,31	30a	1,54	0,3
			48	1	11/11		0,24		-0,05	
			15	0,577822		83	0,82		-0,69	
			17	0,138578		5	-0,15		0,05	
			13	0,577685		83	0,56		0,18	
			7	0,16389		7	0,05		-0,01	
12	6/14	0,536855	45	0,380827		53	-0,14	45b	0,15	0,24
			31	0,552538		79	-0,45		0,36	
12	6/14	0,536855	19	0,272236		29	0,79		-0,7	0,24
			5	0,414873		56	-0,26		-0,29	
13	2/14	0,132401	40	0,715277		107	0,02		0,07	0,02
			9	0,362958		51	-0,86		2,02	
16	3/16	0,113518	34	0,286055		34	-0,34		0,42	2,6
			10	0,577214		83	-0,24		-2,5	
			40	0,686833		100	-0,42		-1,66	
21	7/20	0,601529	5	0,101813		2	-0,85	5b	0,38	1,66
			19	0,231649		19	-0,2		0,09	
			11	0,732359	68/20		0,57	4a	-1,25	
			45	0,92976	72/20		-0,66	45b	-0,66	
			20	0,233682		21	-0,38	45a	0,24	
22	14/20	0,79527	40	0,746671	11/20		-0,65		0,35	0,51
			4	0,577732		83	0,66	4a	-0,43	
			27	0,606256		86	0,71	27	-0,41	
			26	0,794559	14/20		-0,89		-0,89	
41	1/4	0,214023	5	0,273427	2/4		0,06	5a	0,33	0,03
			5	0,273427		30	-0,11		-0,63	
			6	0,726573		111	0,04	6a	-0,62	
			2	0,522903		75	-0,05	2a	-0,63	
			12	0,708699		104	0,24		-0,89	
43	4/9	0,553661	8	0,242875		24	-0,24	8a	-0,22	0,3
			45	0,369662		52	-0,02	45b	0,02	
			51	0,208354		13	-0,36		0,14	
45	5/10	0,555376	32	0,155642	3/10		-0,71		-0,09	0,34
			7	0,49479		73	0,09	7a	0,77	
			4	0,756303		116	-0,27	4a	0,76	
			2	0,654221		93	0,36	2a	0,76	
65	4/28	0,346294	6	0,686445		100	-0,98	6a	0,81	0,94
			38	0,785842		120	-0,39		0,81	
141	56/62	0,833179	15	0,562913	29/62		0,62		-0,41	0,48
			32	0,737249	48/62		-0,06		-0,03	
			45	1,593947	111/62		0,3	45a	0,1	
			41	0,369808		52	0,37		-0,46	
			40	0,675621		97	0,04		-0,02	
			44	0,627373		91	-0,21	44a	0,07	
141	56/62	0,833179	6	0,282433		32	0,95		-0,23	0,48
			27	0,553004		79	0,39	27a	-0,17	
			5	0,717567		108	-0,37	5a	-0,23	
			25	0,78686		120	0,9		0,57	
172	10/65	0,169735	43	0,664995	108/65		0,07		-0,22	0,34
191	105/106	0,962165	3	0,962881	105/106		0,74	3b	0,77	0,51
			22	0,962217	105/106		0,05		0,05	
			29	0,999311	106/106		-0,69		<0,01	
			35	0,999999	106/106		<0,01		<0,01	
192	11/106	0,309274	14	0,309211	11/106		-0,2		-0,2	0,16
			40	0,924472		127	-0,16		-0,59	
			27	0,950973		128	-0,09	27a	-0,83	
			15	0,285915		34	-0,83		-0,65	
			14	0,309211		44	0,63		0,63	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
197	6/106	0,176727	9	0,309798		45	0,23		-0,32	0,23
199	20/106	0,413934	47	0,999046	106/106		-0,95		-0,67	0,5
			29	0,910127			-0,16	4b	0,7	
			27	0,910307	104/106		0,04	27a	-0,17	
			49	0,160573	5/106		-0,8		-0,25	
206	106/109	0,870842	4	0,476485		70	0,45	4b	-0,15	0,09
			5	0,772962		118	0,54	5b	0,31	
209	107/116	0,926516	22	0,926885	107/116		0,4		0,4	0,29
			35	0,999985	106/106		-0,01		<0,01	
			27	0,376256	79/116		-0,24	27a	0,04	
211	109/116	0,964791	22	0,964833	109/116		0,04		0,04	0,08
			35	0,999999	116/116		<0,01		<0,01	
			25	0,962399		129	0,11		0,1	
			48	0,308919		44	-0,32		0,02	
			15	0,284764		33	0,22		-0,02	
212	105/116	0,808392	5	0,683513	93/116		0,76	5a	0,48	0,5
			5	0,683513	94/116		0,001		0,001	
			40	0,723332		109	0,26		0,26	
			40	0,723332		110	-0,38		0,19	
216	69/70	0,842143	16	0,308489		43	-0,04		-1,1	<0,01
			42	0,311604		46	-0,08		0,02	0,08
223	68/71	0,788882	31	0,232792		20	-0,34		0,08	<0,01
			5	0,657992	8/71		0,03	5a	0,02	
			8	0,415185	4/71		0,27	8a	0,13	
225	70/72	0,935472	41	0,284622		33	-0,28		0,05	0,02
			7	0,326119		47	-0,36	7a	0,06	
			22	0,935724	70/72		0,27		0,27	
231	70/75	0,848538	7	0,138613		5	0,1	7b	-0,02	0,15
232	72/75	0,907069	16	0,291158		37	-0,28		0,14	0,17
			13	0,786479		120	0,42		0,15	
			35	0,999963	75/75		-0,04		-0,04	
234	73/76	0,906259	11	0,105666	3/76		0,34		-0,03	0,12
			32	0,865721		124	-0,35		-0,2	
235	75/82	0,858356	32	0,7832		119	0,29		0,15	0,36
236	76/83	0,860788	13	0,677914		98	-0,32		-0,11	0,49
276	90/95	0,958121	10	0,958998	90/95		0,91	2a	0,96	1,85
			44	0,295529		39	-0,23	44a	0,02	
			7	0,271792		29	-0,84	7a	0,08	
			27	0,286363		34	0,74	27a	-0,07	
			12	0,041039	1/95		-0,18		0,01	
			25	0,954761	60/95		-0,51		-0,44	
			22	0,958192	90/95		0,07		0,07	
			35	0,999998	63/95		0,66		-0,34	
			35	0,999998	95/95		-0,002		0,001	
277	91/96	0,958508	34	0,959369	91/96		0,9		0,94	1,97
			36	0,282156		32	-0,03	4a	0,003	
			15	0,309151		44	0,43		-0,04	
			8	0,717844		108	0,01	8a	0,003	
118	47/50	0,929137	2	0,931648	48/50		0,14	2a	0,13	0,52
			44	0,39002	8/50		0,11	44a	-0,015	
			48	0,477279	11/50		-0,03		0,003	
			36	0,363362		51	0,25	44a	-0,04	
			8	0,636638		92	0,99	8a	0,28	
			16	0,273195		30	-0,96		0,28	
			22	0,929469	47/50		0,36		0,36	
121	48/51	0,93	16	0,272304	6/51		0,056		-0,016	0,52
			40	0,4279		59	0,47		-0,066	
			22	0,93032	48/51		0,34		0,35	

Результаты обработки

1	2	3	4	5	6	7
5	9	46	7	1,050	2	0,000
6	2	115	7	-0,471	6	0,089
6	5	81	7	-0,219	6	0,041
6	10	44	7	-0,278	6	0,052
6	23	55	7	0,101	6	-0,019
6	22	113	7	-0,564	6	0,106
8	1	27	8	8,000e-3	6	-0,012
8	11	55	8	-0,032	6	0,046
8	19	6	8	0,088	6	-0,129
9	42	54	11	2,000e-3	7	-0,018
9	14	114	11	-0,024	7	0,186
10	48	0	11	0,025	8	-0,025
10	17	5	11	-0,025	8	0,025
10	13	83	11	-0,090	8	0,090
10	7	7	11	7,000e-3	8	-7,000e-3
12	45	53	14	-0,013	6	0,138
12	31	79	14	-0,030	6	0,330
12	5	56	14	0,024	6	-0,266
13	40	107	14	-0,070	2	0,000
16	34	34	16	-0,420	3	0,000
16	10	83	16	2,500	3	0,000
16	40	100	16	1,660	3	0,000
21	5	2	20	-0,112	7	0,268
21	19	19	20	-0,027	7	0,063
21	11	0	20	0,369	7	-0,881
21	20	21	20	-0,071	7	0,169
21	45	0	20	0,195	7	-0,465
22	40	0	20	-0,336	14	0,014
22	4	83	20	0,413	14	-0,017
22	27	86	20	0,394	14	-0,016
22	26	0	20	0,855	14	-0,035
43	8	24	9	0,198	4	-0,022
43	45	52	9	-0,018	4	2,000e-3
43	51	13	9	-0,126	4	0,014
45	32	0	10	0,082	5	-8,000e-3
65	38	120	28	-0,782	4	0,026
141	15	0	62	0,111	56	-0,299
141	32	0	62	8,000e-3	56	-0,021
141	45	0	62	-0,028	56	0,075
141	41	52	62	0,125	56	-0,335
141	40	97	62	4,000e-3	56	-0,011
141	44	91	62	-0,020	56	0,053
141	6	32	62	0,062	56	-0,168
141	27	79	62	0,047	56	-0,126
141	5	108	62	0,062	56	-0,168
141	25	120	62	-0,154	56	0,414
172	43	0	65	0,019	10	-0,201

1	2	3	4	5	6	7
191	22	0	106	-1,000e-3	105	0,053
191	35	0	106	1,000e-3	105	1,000e-3
192	14	0	106	0,013	11	-0,189
197	9	45	106	0,014	6	-0,306
199	27	0	106	2,000e-3	104	-0,168
199	49	0	106	3,000e-3	104	-0,247
206	4	70	109	0,017	106	-0,133
209	35	0	116	0,000	107	-0,010
209	27	0	116	0,000	107	0,040
211	22	0	116	0,000	109	0,044
211	35	0	116	0,000	109	0,000
211	25	129	116	0,000	109	0,098
211	48	44	116	0,000	109	0,020
211	15	33	116	0,000	109	-0,016
212	5	0	116	0,000	105	0,000
212	40	109	116	0,000	105	0,186
216	42	43	70	-8,000e-3	69	8,000e-3
223	5	0	71	-0,010	68	0,010
225	41	33	72	-0,054	70	0,000
231	7	47	75	-0,020	70	0,000
232	16	37	75	-0,128	70	0,017
232	13	120	75	-0,135	70	0,018
234	11	0	76	0,023	73	-7,000e-3
234	32	124	76	0,154	73	-0,046
235	32	119	82	-0,086	75	0,061
276	10	0	95	-0,664	90	0,296
276	44	39	95	-0,014	90	6,000e-3
276	7	29	95	-0,055	90	0,025
276	27	34	95	0,048	90	-0,022
276	12	0	95	0,048	90	-0,022
276	25	0	95	0,304	90	-0,136
276	22	0	95	-0,048	90	0,022
277	34	0	96	-0,592	91	0,348
277	36	32	96	-2,000e-3	91	1,000e-3
277	15	44	96	0,025	91	-0,015
277	8	108	96	-2,000e-3	91	1,000e-3
118	2	0	50	-0,066	47	0,071
118	44	0	50	7,000e-3	47	-8,000e-3
118	48	0	50	-1,000e-3	47	2,000e-3
118	36	51	50	0,020	47	-0,021
118	8	92	50	-0,137	47	0,147
118	16	30	50	-0,133	47	0,143
118	22	0	50	-0,174	47	0,188
121	16	0	51	8,000e-3	48	-8,000e-3
121	40	59	51	0,032	48	-0,034
121	22	0	51	-0,168	48	0,182

1	2	3	4	5	6	7	8	9
17	10	54	16	0,302	3	-1,000e-3	7	-0,136
17	4	128	16	1,356	3	5,000e-3	7	-0,610
17	36	110	16	-0,033	3	0,000	7	-0,015
17	1	35	16	0,186	3	-1,000e-3	7	-0,084
17	21	16	16	-0,232	3	1,000e-3	7	-0,104
17	4	110	16	-0,033	3	0,000	7	-0,015
17	21	15	16	-0,232	3	1,000e-3	7	-0,104
17	4	109	16	1,229	3	-5,000e-3	7	0,553
17	5	70	16	-0,263	3	1,000e-3	7	-0,119
17	16	19	16	0,214	3	-1,000e-3	7	-0,096
17	8	31	16	-0,033	3	0,000	7	-0,015
17	3	45	16	0,121	3	0,000	7	0,054
18	41	50	17	0,206	7	-8,000e-3	3	0,000
18	5	68	17	0,738	7	-0,027	3	0,000
18	1	40	17	0,290	7	-0,011	3	0,000
18	8	28	17	0,643	7	-0,024	3	0,000
18	1	41	17	-0,244	7	9,000e-3	3	0,000
18	25	63	17	0,183	7	-7,000e-3	3	0,000
20	28	47	17	0,348	4	0,000	9	-3,000e-3
20	7	43	17	-0,035	4	0,000	9	0,000
20	3	47	17	0,351	4	0,000	9	3,000e-3
20	2	96	17	-1,812	4	2,000e-3	9	-0,015
26	39	107	23	0,124	6	-0,061	3	-3,000e-3
26	7	53	23	-1,276	6	-0,624	3	0,028
27	6	58	23	0,108	11	-0,036	3	2,000e-3
46	22	30	10	0,261	5	-0,025	2	8,000e-3
46	40	108	10	0,166	5	-0,016	2	-5,000e-3
46	10	65	10	-0,260	5	0,025	2	8,000e-3
46	22	85	10	0,234	5	0,023	2	-8,000e-3
47	40	113	10	-0,376	4	0,036	3	0,012
47	16	10	10	-0,241	4	0,023	3	8,000e-3
62	32	46	30	-1,000e-3	9	0,000	3	0,000
62	1	39	30	-0,359	9	0,107	3	4,000e-3
62	6	76	30	-0,563	9	0,167	3	-6,000e-3
62	9	85	30	-0,750	9	0,223	3	-8,000e-3
62	7	39	30	0,070	9	0,021	3	-1,000e-3
62	26	88	30	0,054	9	-0,016	3	-1,000e-3
63	43	58	30	0,368	4	-0,012	3	-4,000e-3
63	35	109	30	-0,267	4	9,000e-3	3	3,000e-3
63	20	42	30	-0,658	4	0,022	3	7,000e-3
64	16	10	28	0,020	4	-1,000e-3	7	-0,025
64	12	52	28	0,112	4	-4,000e-3	7	-0,144
64	45	110	28	-0,287	4	9,000e-3	7	-0,369
64	46	57	28	-0,026	4	1,000e-3	7	0,033
64	26	48	28	0,156	4	5,000e-3	7	-0,200
64	12	68	28	-0,181	4	6,000e-3	7	0,233
84	8	14	48	-1,000e-3	10	1,000e-3	3	0,000
92	51	82	48	0,255	6	-0,208	3	-9,000e-3
98	10	68	48	0,043	14	-3,000e-3	3	-2,000e-3
100	43	7	48	-0,045	10	0,052	4	5,000e-3
100	49	52	48	0,024	10	-0,028	4	-3,000e-3
100	47	121	48	0,088	10	-0,101	4	-0,010
101	25	24	48	-0,054	5	6,000e-3	9	0,054
101	41	48	48	0,122	5	-0,014	9	-0,122

1	2	3	4	5	6	7	8	9
101	19	47	48	0,059	5	-7,000e-3	9	-0,059
102	15	21	47	0,020	4	-2,000e-3	3	1,000e-3
108	30	101	47	-0,219	5	0,024	14	0,016
108	39	101	47	-0,219	5	0,024	14	0,016
108	16	19	47	-0,254	5	0,028	14	0,019
115	38	112	47	-0,010	10	0,011	6	8,000e-3
115	33	128	47	-0,241	10	0,277	6	0,196
115	28	59	47	-0,252	10	-0,290	6	0,206
115	41	45	47	0,026	10	-0,030	6	-0,021
115	15	30	47	0,038	10	-0,043	6	-0,031
115	26	70	47	-0,138	10	0,159	6	0,113
115	12	59	47	-0,149	10	0,171	6	0,121
115	28	82	47	-0,226	10	0,260	6	-0,185
115	31	112	47	0,010	10	-0,011	6	-8,000e-3
115	3	59	47	-0,227	10	0,261	6	-0,185
115	2	82	47	-0,226	10	0,260	6	-0,185
115	14	64	47	0,115	10	-0,132	6	0,093
115	27	127	47	0,256	10	-0,294	6	0,209
115	9	32	47	-0,176	10	-0,202	6	0,143
116	41	48	47	0,028	9	-0,028	4	-3,000e-3
116	19	47	47	0,061	9	-0,061	4	-7,000e-3
116	15	23	47	0,196	9	-0,196	4	-0,022
117	40	130	50	7,000e-3	47	-7,000e-3	2	0,000
119	39	129	51	0,011	47	-0,012	3	0,000
119	7	48	51	0,025	47	-0,027	3	1,000e-3
119	8	91	51	0,119	47	-0,129	3	5,000e-3
119	30	129	51	0,019	47	-0,021	3	-1,000e-3
120	30	129	51	0,020	48	-0,021	2	-1,000e-3
131	38	86	49	-0,019	4	2,000e-3	10	0,019
131	47	110	49	0,036	4	-4,000e-3	10	-0,037
131	31	86	49	-0,012	4	1,000e-3	10	0,013
136	35	93	56	5,000e-3	49	-4,000e-3	2	0,000
136	15	49	56	0,022	49	-0,019	2	-1,000e-3
136	40	129	56	-0,016	49	0,014	2	0,000
137	45	27	62	-0,036	48	-0,075	5	8,000e-3
137	41	90	62	0,030	48	-0,062	5	-7,000e-3
137	49	120	62	0,030	48	-0,062	5	-7,000e-3
137	41	89	62	8,000e-3	48	-0,016	5	-2,000e-3
137	33	120	62	0,030	48	-0,062	5	-7,000e-3
137	41	73	62	0,126	48	-0,261	5	-0,029
138	22	7	62	0,071	47	-0,148	4	0,016
138	11	44	62	0,040	47	-0,084	4	-9,000e-3
140	28	12	62	-0,067	50	-0,130	4	0,016
140	11	18	62	0,046	50	-0,089	4	-0,011
140	3	12	62	-0,030	50	0,058	4	-7,000e-3
142	28	120	63	0,374	50	-0,137	4	0,016
142	8	54	63	0,373	50	-0,137	4	0,016
142	2	120	63	0,374	50	-0,137	4	0,016
142	15	79	63	0,135	50	-0,050	4	-6,000e-3
142	27	93	63	0,373	50	-0,137	4	0,016
142	5	90	63	0,373	50	-0,137	4	0,016
142	5	89	63	0,270	50	-0,099	4	0,012
142	5	88	63	-0,099	50	0,036	4	-4,000e-3
142	12	64	63	0,053	50	-0,020	4	2,000e-3

1	2	3	4	5	6	7	8	9
142	4	90	63	0,374	50	-0,137	4	0,016
142	7	14	63	-0,091	50	-0,033	4	4,000e-3
143	40	125	63	-0,049	47	0,020	4	2,000e-3
143	11	47	63	0,168	47	-0,067	4	-7,000e-3
143	27	107	63	-0,086	47	0,034	4	-4,000e-3
143	12	71	63	-0,284	47	0,113	4	0,013
143	9	79	63	0,829	47	-0,329	4	0,037
153	9	5	64	-0,016	49	-0,158	50	0,132
153	36	123	64	-0,022	49	0,222	50	-0,185
153	4	123	64	-0,022	49	0,222	50	-0,185
155	25	55	64	0,022	106	-7,000e-3	4	-0,022
155	38	71	64	0,022	106	-7,000e-3	4	-0,022
158	49	73	64	-0,013	116	4,000e-3	9	0,114
160	18	22	64	5,000e-3	108	-0,014	9	-0,048
160	19	22	64	0,019	108	-0,050	9	-0,167
170	22	89	65	1,000e-3	106	0,000	10	-0,010
181	42	116	106	3,000e-3	83	-0,133	76	-0,034
181	19	6	106	-2,000e-3	83	0,092	76	0,024
181	16	39	106	-2,000e-3	83	0,089	76	0,023
181	18	11	106	-1,000e-3	83	0,029	76	7,000e-3
185	16	38	106	0,000	82	-7,000e-3	75	-5,000e-3
185	41	86	106	2,000e-3	82	-0,051	75	-0,037
218	19	6	81	0,033	68	0,000	4	-1,000e-3
220	34	65	81	-0,089	72	3,000e-3	2	1,000e-3
220	42	125	81	-0,090	72	3,000e-3	2	1,000e-3
221	34	45	71	0,065	68	-0,011	2	-0,011
221	47	106	71	-0,059	68	0,010	2	0,010
224	6	49	73	-0,019	69	6,000e-3	3	-6,000e-3
228	5	96	77	-0,034	70	1,000e-3	3	-1,000e-3
228	23	34	77	0,085	70	-3,000e-3	3	-3,000e-3
229	33	117	79	0,036	72	-2,000e-3	3	-1,000e-3
229	28	123	79	-0,053	72	3,000e-3	3	-1,000e-3
229	34	12	79	-0,014	72	1,000e-3	3	0,000
229	2	123	79	-0,053	72	3,000e-3	3	-1,000e-3
229	11	75	79	0,191	72	-0,011	3	-5,000e-3
230	34	23	75	7,000e-3	70	0,000	2	0,000
230	48	120	75	0,013	70	-1,000e-3	2	-1,000e-3
230	40	89	75	0,069	70	-5,000e-3	2	-5,000e-3
230	40	90	75	0,013	70	-1,000e-3	2	-1,000e-3
230	32	120	75	0,013	70	-1,000e-3	2	-1,000e-3
230	35	130	75	-0,100	70	7,000e-3	2	7,000e-3
233	39	104	76	0,010	70	-1,000e-3	3	-1,000e-3
233	39	104	76	0,010	70	-1,000e-3	3	-1,000e-3
233	44	88	76	-0,040	70	4,000e-3	3	-4,000e-3
233	30	104	76	0,010	70	-1,000e-3	3	-1,000e-3
237	46	59	84	0,015	70	-1,000e-3	4	-3,000e-3
237	45	127	84	-0,121	70	7,000e-3	4	-0,021
237	12	66	84	0,068	70	-4,000e-3	4	-0,012
239	40	84	84	0,078	76	-0,046	2	-5,000e-3
242	26	55	86	0,070	68	-3,000e-3	5	-8,000e-3
243	49	63	86	0,053	68	-2,000e-3	10	-0,064
243	30	121	86	-0,247	68	0,010	10	0,295
243	16	7	86	-0,098	68	4,000e-3	10	0,116
243	12	69	86	0,115	68	-4,000e-3	10	-0,137

1	2	3	4	5	6	7	8	9
243	39	121	86	-0,189	68	7,000e-3	10	0,225
248	30	124	86	0,055	68	-2,000e-3	14	-4,000e-3
248	46	83	86	0,054	68	-2,000e-3	14	-4,000e-3
248	39	83	86	0,054	68	-2,000e-3	14	-4,000e-3
248	46	91	86	-0,026	68	1,000e-3	14	2,000e-3
249	43	98	86	-0,184	70	7,000e-3	3	7,000e-3
250	30	127	86	-0,117	77	0,135	6	0,099
250	39	127	86	-0,130	77	0,150	6	0,110
252	19	41	86	0,048	72	-4,000e-3	3	-2,000e-3
252	18	29	86	0,159	72	-0,012	3	6,000e-3
253	38	74	86	-0,185	71	0,043	6	0,157
253	45	59	86	-0,069	71	-0,016	6	0,058
253	31	74	86	-0,139	71	0,032	6	0,118
253	18	44	86	-0,069	71	0,016	6	0,058
254	45	105	86	0,146	71	-0,034	7	0,658
254	14	67	86	0,081	71	-0,019	7	0,365
254	14	66	86	-0,171	71	0,039	7	-0,768
256	12	80	86	0,010	75	-6,000e-3	4	-1,000e-3
256	19	33	86	0,163	75	-0,094	4	-0,019
257	39	110	86	0,031	82	-0,025	4	-4,000e-3
257	27	118	86	0,274	82	-0,221	4	0,032
257	13	44	86	9,000e-3	82	-7,000e-3	4	-1,000e-3
257	30	110	86	0,035	82	-0,028	4	-4,000e-3
257	25	79	86	0,050	82	-0,040	4	-6,000e-3
257	10	39	86	-0,227	82	0,183	4	0,026
258	12	42	97	-0,029	89	0,017	3	1,000e-3
259	16	41	97	-0,048	88	0,034	3	1,000e-3
259	12	42	97	0,067	88	-0,047	3	-2,000e-3
259	5	125	97	0,214	88	-0,150	3	5,000e-3
260	44	53	98	-0,017	89	0,014	3	-1,000e-3
260	12	46	98	-0,039	89	0,031	3	-1,000e-3
260	11	52	98	-0,027	89	0,021	3	1,000e-3
260	33	92	98	-4,000e-3	89	3,000e-3	3	0,000
263	42	130	87	0,051	86	-0,036	2	-1,000e-3
264	48	62	88	-0,014	86	0,013	3	0,000
265	49	77	90	0,052	71	-6,000e-3	10	-0,029
265	12	69	90	-0,126	71	0,013	10	0,069
265	26	51	90	0,572	71	-0,060	10	-0,311
265	15	49	90	-0,221	71	0,023	10	0,120
266	43	94	90	0,094	75	-0,025	3	-2,000e-3
267	28	57	91	-0,200	5	-8,000e-3	70	3,000e-3
267	3	57	91	-0,194	5	8,000e-3	70	-3,000e-3
269	38	112	91	0,150	84	-0,035	4	-6,000e-3
269	22	98	91	-0,252	84	-0,059	4	0,010
269	23	53	91	0,555	84	-0,129	4	-0,023
269	31	112	91	0,143	84	-0,033	4	-6,000e-3
269	14	85	91	0,565	84	-0,132	4	0,023
269	3	37	91	-0,376	84	0,087	4	-0,015
268	20	20	91	-0,483	76	0,066	3	7,000e-3
268	10	98	91	-0,702	76	0,096	3	0,010
268	3	50	91	-0,614	76	0,084	3	-8,000e-3
268	8	20	91	0,659	76	-0,090	3	9,000e-3
268	25	45	91	-0,339	76	0,046	3	5,000e-3
268	19	36	91	-0,170	76	0,023	3	2,000e-3

1	2	3	4	5	6	7	8	9
268	18	48	91	-0,708	76	0,097	3	0,010
270	40	99	94	-0,014	86	6,000e-3	3	0,000
270	25	125	94	0,325	86	-0,141	3	-5,000e-3
270	11	2	94	-8,000e-3	86	3,000e-3	3	0,000
270	44	67	94	0,035	86	-0,015	3	1,000e-3
270	27	58	94	0,094	86	-0,041	3	2,000e-3
270	4	56	94	0,094	86	-0,041	3	2,000e-3
271	6	44	92	-0,176	86	0,048	2	-2,000e-3
271	9	123	92	0,771	86	-0,209	2	8,000e-3
271	8	84	92	0,121	86	-0,033	2	1,000e-3
272	39	90	93	-0,032	86	0,015	3	1,000e-3
272	31	120	93	-0,032	86	0,015	3	1,000e-3
272	38	120	93	-0,043	86	0,021	3	1,000e-3
272	35	130	93	-0,110	86	0,053	3	2,000e-3
272	38	120	93	-0,043	86	0,021	3	1,000e-3
272	30	90	93	-0,043	86	0,021	3	1,000e-3
272	25	125	93	-0,415	86	0,200	3	8,000e-3
273	41	117	100	-6,000e-3	91	6,000e-3	3	0,000
273	44	53	100	0,017	91	-0,016	3	0,000
273	16	39	100	0,238	91	-0,228	3	3,000e-3
274	4	50	99	-0,077	90	0,065	3	-1,000e-3
274	4	49	99	0,056	90	-0,047	3	1,000e-3
274	41	115	99	0,020	90	-0,017	3	0,000
275	36	128	101	0,319	84	0,037	3	-2,000e-3
275	4	128	101	0,319	84	0,037	3	-2,000e-3
275	23	61	101	1,600	84	-0,184	3	-0,011
275	6	126	101	0,316	84	0,036	3	-2,000e-3
275	28	101	101	0,285	84	-0,033	3	2,000e-3
275	36	109	101	-0,377	84	0,043	3	-3,000e-3
275	2	101	101	0,285	84	-0,033	3	2,000e-3
275	27	120	101	0,286	84	-0,033	3	2,000e-3
275	6	75	101	-0,376	84	0,043	3	-3,000e-3
275	5	71	101	0,426	84	-0,049	3	3,000e
275	11	115	101	0,993	84	-0,114	3	7,000e
275	4	110	101	-1,522	84	0,175	3	-0,010
275	4	109	101	-0,377	84	0,043	3	-3,000e-3
275	3	44	101	0,285	84	-0,033	3	2,000e-3

Таблица 15

Выборка из таблицы 12

1	2	3	4	5	6	7
21	5	2	20	-0,112	7	0,268
10	17	5	11	-0,025	8	0,025
8	19	6	8	0,088	6	-0,129
10	7	7	11	7,000e-3	8	-7,000e-3
43	51	13	9	-0,126	4	0,014
21	19	19	20	-0,027	7	0,063
21	20	21	20	-0,071	7	0,169
43	8	24	9	0,198	4	-0,022
8	1	27	8	8,000e-3	6	-0,012
276	7	29	95	-0,055	90	0,025
118	16	30	50	-0,133	47	0,143

1	2	3	4	5	6	7
277	36	32	96	-2,000e-3	91	1,000e-3
141	6	32	62	0,062	56	-0,168
211	15	33	116	0,000	109	-0,016
225	41	33	72	-0,054	70	0,000
276	27	34	95	0,048	90	-0,022
16	34	34	16	-0,420	3	0,000
232	16	37	75	-0,128	70	0,017
276	44	39	95	-0,014	90	6,000e-3
216	42	43	70	-8,000e-3	69	8,000e-3
211	48	44	116	0,000	109	0,020
277	15	44	96	0,025	91	-0,015

Окончание табл. 15

1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
6	10	44	7	-0,278	6	0,052	16	10	83	16	2,500	3	0,000
197	9	45	106	0,014	6	-0,306	22	27	86	20	0,394	14	-0,016
5	9	46	7	1,050	2	0,000	141	44	91	62	-0,020	56	0,053
231	7	47	75	-0,020	70	0,000	118	8	92	50	-0,137	47	0,147
118	36	51	50	0,020	47	-0,021	141	40	97	62	4,000e-3	56	-0,011
141	41	52	62	0,125	56	-0,335	16	40	100	16	1,660	3	0,000
43	45	52	9	-0,018	4	2,000e-3	13	40	107	14	-0,070	2	0,000
12	45	53	14	-0,013	6	0,138	141	5	108	62	0,062	56	-0,168
9	42	54	11	2,000e-3	7	-0,018	277	8	108	96	-2,000e-3	91	1,000e-3
6	23	55	7	0,101	6	-0,019	212	40	109	116	0,000	105	0,186
8	11	55	8	-0,032	6	0,046	6	22	113	7	-0,564	6	0,106
12	5	56	14	0,024	6	-0,266	9	14	114	11	-0,024	7	0,186
121	40	59	51	0,032	48	-0,034	6	2	115	7	-0,471	6	0,089
206	4	70	109	0,017	106	-0,133	235	32	119	82	-0,086	75	0,061
141	27	79	62	0,047	56	-0,126	141	25	120	62	-0,154	56	0,414
12	31	79	14	-0,030	6	0,330	65	38	120	28	-0,782	4	0,026
6	5	81	7	-0,219	6	0,041	232	13	120	75	-0,135	70	0,018
22	4	83	20	0,413	14	-0,017	234	32	124	76	0,154	73	-0,046
10	13	83	11	-0,090	8	0,090	211	25	129	116	0,000	109	0,098

Таблица 16

Число событий, приходящихся на реакцию

1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
152	0	225	1	177	2	256	3	230	8	267	5
255	1	251	1	170	2	120	4	14	8	263	5
239	1	144	1	157	2	228	4	181	8	258	5
65	1	262	1	155	2	101	4	138	8	253	6
231	1	235	1	9	2	47	4	273	8	237	6
226	1	252	2	266	2	185	4	62	9	229	6
224	1	250	2	261	2	46	4	15	9	11	6
216	1	249	2	63	3	22	4	143	9	20	6
106	1	234	2	242	3	84	4	140	9	260	6
13	1	264	2	233	3	160	4	137	9	259	6
206	1	113	2	232	3	10	4	136	9	243	7
102	1	112	2	218	3	277	4	268	9	118	7
197	1	222	2	108	3	265	4	141	10	18	7
98	1	221	2	27	3	254	5	4	10	276	7
192	1	220	2	26	3	240	5	270	10	274	7
223	1	212	2	12	3	117	5	269	12	272	7
180	1	209	2	43	3	116	5	64	12	271	7
45	1	199	2	158	3	211	5	115	15	131	7
5	1	191	2	8	3	100	5	142	16	257	7
172	1	92	2	121	3	6	5	17	20	248	8
169	1	179	2	16	3	21	5	275	24	119	8

Таблица 17

Числа событий, приходящихся на функцию

1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
24	0	43	5	9	9	49	11	39	13	16	16
50	1	1	7	46	10	38	11	31	14	4	16
17	1	21	8	14	10	45	11	19	14	30	17
29	1	34	8	37	10	23	12	27	15	11	17
20	3	32	8	6	10	42	12	3	15	12	18
51	5	33	8	47	10	10	12	26	16	41	18
48	5	36	8	18	10	8	12	22	16	5	18
13	5	7	9	28	10	44	13	2	16	35	18

Числа событий, приходящихся на числа Фидия

1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
17	0	11	1	104	2	67	2	74	3	52	5
111	0	26	1	51	2	66	2	71	3	101	5
78	0	116	1	96	2	117	2	33	3	48	5
4	0	40	1	24	2	65	2	121	3	12	5
3	0	95	1	23	2	64	2	127	4	83	5
102	0	76	1	16	2	37	2	7	4	79	5
122	0	72	1	5	2	75	2	115	4	70	5
8	0	118	1	63	2	106	2	55	4	68	5
103	0	35	1	2	2	30	3	105	4	34	5
9	0	62	1	43	2	58	3	98	4	129	5
60	0	61	1	126	2	57	3	49	4	128	5
1	0	36	1	21	2	54	3	89	4	59	6
13	1	94	1	84	2	107	3	86	4	47	6
80	1	38	1	10	2	6	3	42	4	90	6
99	1	119	1	20	2	50	3	130	4	45	6
77	1	28	1	22	2	46	3	32	4	110	7
81	1	124	2	27	2	91	3	125	5	39	7
31	1	15	2	93	2	88	3	123	5	44	8
87	1	29	2	18	2	85	3	112	5	120	13
114	1	14	2	73	2	41	3	109	5		
100	1	56	2	92	2	82	3	108	5		
97	1	113	2	69	2	19	3	53	5		

Таблица 19

Отклонение масс участников реакций от номинала

1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
2	26	0,000	0,005	16	27	0,382	0,695	71	13	0,003	0,038
3	138	0,000	0,004	17	10	0,067	0,683	75	15	-0,025	0,061
4	71	0,002	0,014	30	9	-0,234	0,359	76	16	0,027	0,061
5	18	0,001	0,017	47	36	-0,055	0,143	84	25	-0,012	0,081
6	42	0,003	0,168	48	17	-0,006	0,104	86	48	-0,011	0,113
7	62	-0,042	0,334	50	21	-0,078	0,085	90	11	0,035	0,190
8	12	0,008	0,039	62	18	0,021	0,065	91	21	-0,106	0,375
9	22	0,001	0,107	63	16	0,193	0,269	101	15	0,185	0,668
10	37	0,010	0,186	68	13	0,000	0,006	106	10	0,000	0,006
14	18	-0,005	0,021	70	22	0,002	0,006				

Список литературы

1. Саврухин А. П. Векторный анализ реакций распада элементарных частиц. М.: МГУЛ, 2003, 47 с.
2. Саврухин А. П. Закономерности в спектре масс элементарных частиц (см. в настоящем сборнике).
3. Hagiwara K. et al. (Particle Data Group) Physical review. 2002. V. D66.

РЕГУЛЯРИЗОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФЕРМИОНОВ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СУММИРОВАНИЕМ ДИАГРАММ В ДИСКРЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ

Н.В. ЗВЕРЕВ, *доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук*

Разработка моделей фермионов является одной из важнейших задач квантовой теории поля. Фермионы являются квантами соответствующих физических полей. В настоящее время предложены несколько моделей фермионов в непрерывном пространстве-времени [1]. Одна и та же конкретная модель в зависимости от набора значений заданных величин описывает разные несоставные фермионные частицы: электрон, мюон, таон, нейтрино разных типов и кварки разных типов, а также соответствующие античастицы. Но эти известные теории не решаются и не могут быть проанализированы точно, кроме физически мало-содержательных моделей двумерного пространства-времени. Исследования теорий фермионов обычно проводят приближенным методом теории возмущений (см. [1]).

Для точного решения этих теорий вне рамок теории возмущений предложен мощный математический метод в квантовой теории поля – метод решетки [2]. Он состоит в аппроксимации непрерывного пространства-времени дискретной совокупностью узлов решетки. Физические величины частиц определены в узлах, а их производные аппроксимируют разностями функций.

Переход к решетке, вместе с указанным преимуществом, приобрел недостатки. Главный недостаток состоит в том, что в теориях фермионов на решетке имеется проблема снятия нефизического вырождения фермионного спектра при одновременном сохранении всех физических свойств фермионных частиц [3]. Этим недостатком обладают все известные модели фермионов на решетке. Все эти модели сложны настолько, что требуют при прямых вычислениях величин исключительно большого нереального времени вычислений. И поэтому они не исследованы в такой степени, чтобы можно было сравнить теоретические характеристики с экспериментальными.

В настоящее время возможно лишь частичное исследование решеточных моделей на выяснение, согласуются ли определенные решеточные величины (корреляционные функции) в пределе нулевого шага решетки с теми величинами непрерывных теорий, которые смогли получить точно.

Одной из перспективных теорий фермионов на решетке является модель SLAC-фермионы, предложенная Дреллом и др. [4] в Стэнфордском центре SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). Преимуществом данной модели является снятие нефизического вырождения фермионного спектра и сохранение необходимой физической симметрии относительно киральных преобразований (т. е. непрерывных преобразований с изменением знака пространственных координат). Но эта модель на решетке имеет недостатки: нелокальность и релятивистская неинвариантность, которые отсутствуют у реальных частиц.

Для устранения этих недостатков Рабин [5] предложил способ дополнительного суммирования определенных диаграмм взаимодействий частицы и переносчика взаимодействия. Оказалось, что данный способ устраняет недостатки, но не все [6]. Поэтому теория SLAC-фермионы с дополнительным суммированием требует дальнейшего улучшения для полного устранения нефизических свойств. Таким улучшением является предложенный Славновым и Фроловым [7] способ регуляризации модели вспомогательными полями Паули – Вилларса (PV). Хотя эти поля нефизические, но они устраняются в пределе нулевого шага решетки. Перспективная модель SLAC-фермионы на решетке с дополнительным суммированием диаграмм при указанной регуляризации не была исследована.

Целью данной работы является выяснение, согласуются ли с непрерывными зна-

чениями корреляционные функции модели SLAC-фермионы на двумерной бесконечной решетке при дополнительном суммировании диаграмм и указанной регуляризации PV. Основными корреляционными функциями такой модели на решетке, непрерывные значения которых известны, являются поляризационный оператор и средняя плотность аксиального тока. Мы получим аналитически решеточные значения этих функций и сравним их в пределе нулевого шага решетки с непрерывными значениями.

Дополнительное суммирование диаграмм и регуляризация

Исходной величиной в любой модели фермионов на решетке является действие этой модели [2]. Это фундаментальная физическая величина, с помощью которой описываются состояния фермиона и его взаимодействия. Особенностью действия решеточной модели SLAC-фермионы является то, что входящая в это действие производная фермионного поля по координатам решетки является разрывной в пространстве импульсов фермиона [4]. При процедуре дополнительного суммирования определенных диаграмм взаимодействий происходит замена в действии этой разрывной производной на непрерывную [5].

Регуляризация PV состоит во введении в действие дополнительного слагаемого со вспомогательным нефизическим полем. Масса этого поля $M \rightarrow \infty$ при стремлении шага решетки $a \rightarrow 0$, и при этом устраняются нефизические слагаемые в выражениях для диаграмм взаимодействий и в зависимостях для корреляционных функций [7].

Поляризационный оператор и плотность аксиального тока

Выражение для действия данной модели на решетке с производной, непрерывной в результате дополнительного суммирования, и со вспомогательным слагаемым регуляризующего поля PV разложим в ряд по малому параметру, характеризующему взаимодействие фермиона с переносчиком

взаимодействия. В дальнейшем опустим малые слагаемые.

Для полученного таким образом выражения выполняем преобразование от координат решетки к импульсам фермиона, и после ряда интегрирований и дифференцирований получим решеточные зависимости для поляризационного оператора $\tilde{I}_{\mu\nu}^{reg}(k)$ и для средней плотности аксиального тока $A_{\mu\nu}^{reg}(k)$ от импульса k переносчика взаимодействия. Здесь μ, ν – индексы направлений двумерного пространства-времени: $\mu, \nu = 1, 2$. Далее, разобьем область интегрирования по импульсу фермиона для этих зависимостей на четыре подобласти. Оценим соответствующие интегралы в каждой подобласти при малом шаге решетки. В результате получим асимптотические выражения для величин $\tilde{I}_{\mu\nu}^{reg}(k)$ и $A_{\mu\nu}^{reg}(k)$.

Проанализируем полученные асимптотические выражения в пределе шага решетки $a \rightarrow 0$. При этом учтем зависимость массы PV поля M от шага a , а также определенные свойства симметрии величин $\tilde{I}_{\mu\nu}^{reg}(k)$ и $A_{\mu\nu}^{reg}(k)$. В итоге получим, что в указанном пределе выражения для $\tilde{I}_{\mu\nu}^{reg}(k)$ и $A_{\mu\nu}^{reg}(k)$ данной модели SLAC-фермионы на двумерной бесконечной решетке с дополнительным суммированием диаграмм при регуляризации полем PV переходят в следующие известные [8] выражения для поляризационного оператора $\tilde{I}_{\mu\nu}(k)$ и средней плотности аксиального тока $A_{\mu\nu}(k)$ непрерывной двумерной теории фермионов:

$$\lim_{a \rightarrow 0} \tilde{I}_{\mu\nu}^{reg}(k) = \frac{e^2}{\pi} \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) = \tilde{I}_{\mu\nu}(k),$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} A_{\mu\nu}^{reg}(k) = \frac{e^2}{i\pi} \left(\epsilon_{\mu\nu} - \frac{\sum_\lambda \epsilon_{\mu\lambda} k_\lambda k_\nu}{k^2} \right) = A_{\mu\nu}(k),$$

где e – электрический заряд фермиона;

k_μ, k_ν – компоненты импульса переносчика взаимодействия, $\mu, \nu = 1, 2$;

$$k^2 = \sum_{\mu=1}^2 k_\mu^2;$$

$\delta_{\mu\nu}$ – символ Кронекера: $\delta_{\mu\mu} = 1$, $\delta_{\mu\nu} = 0$ при $\mu \neq \nu$, $\epsilon_{\mu\nu}$ – функция индексов μ и ν , антисимметричная относительно их перестановки: $\epsilon_{\nu\mu} = -\epsilon_{\mu\nu}$, $\epsilon_{12} = 1$; суммирование для $A_{\mu\nu}(k)$ выполнено по всем $\lambda = 1, 2$;
 $i = \sqrt{-1}$.

Заключение

Доказано аналитически, что дополнительное суммирование диаграмм взаимодействий при введении регуляризации Паули – Вилларса в действие модели SLAC-фермионы на двумерной бесконечной решетке приводит в пределе нулевого шага решетки к правильным зависимостям для корреляционных функций, совпадающим с результатами теории в непрерывном пространстве-времени. Такое совпадение установлено для поляризованного оператора и средней плотности аксиального тока решеточной и непрерывной моделей.

Таким образом, установлено, что данная модель на решетке при дополнительном суммировании диаграмм и регуляриза-

ции, согласно ее проверке в двумерном пространстве-времени, правильно описывает все свойства фермионов, и эту модель целесообразно исследовать в четырехмерном пространстве-времени.

Список литературы

1. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. – М.: Наука, 1988. – 272 с.
2. Wilson K.G. Confinement of quarks // *Physical Review D.* – 1974. – V. 10. – P. 2445.
3. Nielsen H.B., Ninomiya M. Absence of neutrinos on a lattice: Infinite topological proof // *Nuclear Physics B.* – 1981. – V. 193. – P. 173.
4. Drell S., Weinstein M., Yankielowicz S. Strong-coupling field theory: Fermions and gauge fields on a lattice // *Physical Review D.* – 1976. – V. 14. – P. 1627.
5. Rabin J. Perturbation theory for undoubled lattice fermions // *Physical Review D.* – 1981. – V. 24. – P. 3218.
6. Bodwin G., Kovacs E. Lattice fermions in the Schwinger model // *Physical Review D.* – 1987. – V. 35. – P. 3198.
7. Frolov S.A., Slavnov A.A. Removing fermion doublers in chiral gauge theories on the lattice // *Nuclear Physics B.* – 1994. – V. 411. – P. 647.
8. Schwinger J. Gauge invariance and mass // *Physical Review.* – 1962. – V. 128. – P. 2425.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОЧНОЙ U(1) МОДЕЛИ ФЕРМИОНОВ ДВУМЯ АЛГОРИТМАМИ

Н.В. ЗВЕРЕВ, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук

Одной из основных задач квантовой теории поля является исследование моделей фермионов. Для исследования моделей во всей области их параметров Вильсоном [1] предложен эффективный математический подход – метод решетки, основанный на аппроксимации непрерывного пространства-времени дискретной совокупностью точек.

Перспективной для исследований является векторная модель по Вильсону на четырехмерной решетке, построенная на группе U(1) (абелевой группе) [2]. Точное вычисление необходимых величин модели требует учета детерминанта фермионной мат-

рицы [3]. Но прямые вычисления искомых величин такой U(1) модели требуют исключительно большого времени.

Дуане и др. [4], а также Готтлиб и др. [5] разработали алгоритм вычислений, подходящий для данной модели и существенно сокращающий расчетное время. Этот алгоритм назван методом гибридного Монте-Карло. Но исследования U(1) модели этим алгоритмом выполнены недостаточно.

Монтвеем [6] был предложен альтернативный метод вычислений – двухшаговый мультибозонный алгоритм. Но этим новым алгоритмом данная U(1) модель не была ис-

следована. Не было выполнено сравнение результатов расчета величин этой модели с помощью разных алгоритмов и сравнение производительностей алгоритмов.

Целью данной работы является установление соотношений для технических параметров двух указанных алгоритмов для исследования данной U(1) модели, а также приведение и сравнение результатов расчетов значений конкретных величин данной модели этими алгоритмами.

Векторная U(1) модель фермионов по Вильсону на решетке

В рассматриваемой модели значение каждой из многих ее величин O зависит от решеточного электромагнитного поля U . Число этих полей U должно быть бесконечным. Поэтому вычисляют среднее по этим полям U значение величины $\langle O \rangle$ по формуле [1]:

$$\langle O \rangle = \frac{1}{Z} \int O[U] \exp(-S_G[U]) \det^{N_f} M[U] dU. \quad (1)$$

Здесь $S_G[U]$ – решеточное действие поля U , зависящее также от значения β , равного обратному квадрату заряда частицы; M – решеточная фермионная матрица, зависящая от поля U и от значения хоппинг-параметра κ , содержащего массу частицы; N_f – число «поколений» рассматриваемого фермиона; Z – нормировочная постоянная. Данная модель описывает один тип из многих фермионных частиц. При переходе от одного типа частиц к другому меняются заряд и масса частицы и, следовательно, меняются значения β и κ .

Особенности U(1) модели характеризуют главным образом следующие средние величины $\langle O \rangle$ средняя «энергия» электромагнитного поля $\langle E_G \rangle$, скалярный конденсат $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ и «пионная» норма $\langle \Pi \rangle$. Эти средние величины вычисляют по формуле (1), в которой величину $O[U]$ задают по одной из следующих формул [2]:

$$E_G = \frac{1}{6V} \sum_{\substack{x,\mu,\nu \\ \mu < \nu}} \text{Re}(1 - U_{x,\mu,\nu}), \quad (2)$$

$$\bar{\psi}\psi = \frac{1}{4V} \text{Tr} M^{-1}[U], \quad (3)$$

$$\Pi = \frac{1}{4V} \text{Tr} \gamma_5 M^{-1}[U] \gamma_5 M^{-1}[U]. \quad (4)$$

Здесь $U_{x,\mu,\nu}$ – решеточный тензор электромагнитного поля; V – безразмерный объем четырехмерной решетки: $V = N_s^3 N_4$; N_s – число узлов решетки по трем пространственным направлениям $\mu = 1, 2, 3$; N_4 – число узлов в направлении времени $\mu = 4$; x – четырехмерные координаты каждого узла решетки; γ_5 – киральная матрица Дирака; Tr – след фермионной матрицы.

Метод гибридного Монте-Карло

В этом методе для U(1) модели при $N_f = 2$ формула (1) для какой-либо средней величины $\langle O \rangle$, согласно Дуане и др. [4], а также Готтлибу и др. [5], приводится к виду

$$\langle O \rangle = \frac{1}{Z} \int O[U] \exp(-H[U, \Pi, \chi]) dU d\Pi d\chi, \quad (5)$$

где $H[U, \Pi, \chi]$ – гамильтониан, зависящий от электромагнитного поля U и вспомогательных полей Π и χ .

Поля U , Π и χ получают распределенными по всем их возможным значениям с плотностью вероятности $e^{-H[U, \Pi, \chi]}$. В этом случае формула (5) становится выражением для среднего арифметического значений $O[U^{(j)}]$ для всех полученных полей $U^{(j)}$. Каждые последующие поля U' и Π' получают из предыдущих U и Π с указанной плотностью вероятности по итерационной схеме $\{U, \Pi\} \rightarrow \{U', \Pi'\}$, описанной в [4, 5]. При этом должны быть заданы следующие технические параметры данного алгоритма: $\Delta\tau$ – шаг «времени», N_τ – число шагов «времени», δ_{nd} и δ_{acc} – малые параметры для остановки итерационной процедуры сопряженных градиентов, используемой для обращения фермионной матрицы при получении полей U' и Π' .

Двухшаговый мультибозонный алгоритм

В этом алгоритме для U(1) модели, согласно Монтевею [6], при вычислении средних величин $\langle O \rangle$ по (1) используют следующие аппроксимации:

$$|\det^{N_f} M[U]| \approx \det^{-1} P_1(M^\dagger[U]M[U]),$$

$$P_1(x) \approx x^{-N_f/2}, P_1(x)P_2(x) \approx x^{-N_f/2},$$

$$P_1(x)P_2(x)P_4(x) = x^{-N_f/2},$$

где $M[U]$ – фермионная матрица, как в (1);

$M^\dagger[U]$ – ее эрмитово сопряжение;

$P_1(x)$, $P_2(x)$ и $P_4(x)$ – вещественные положительные многочлены степеней n_1 , n_2 и n_4 , используемые для грубой, промежуточной и точной аппроксимаций функции $x^{-N_f/2}$ на определенном интервале $x \in [\varepsilon, \lambda]$;

N_f – число «поколений», как в (1).

Введение указанных аппроксимаций обеспечивает эффективную работу данного алгоритма. При этом формула (1) приводится к виду, содержащему интегралы по электромагнитным полям U и по вспомогательным мультибозонным полям Φ . Эти поля распределены с плотностью вероятности $e^{-S_G[U]-S_B[U,\Phi]} \det^{-1} P_2(M^\dagger[U]M[U])$,

где $S_G[U]$ – действие электромагнитного поля, как в (1);

$S_B[U, \Phi]$ – мультибозонное действие, зависящее от полей U и Φ .

Поля U и Φ , распределенные с указанным весом, получают путем выполнения двух шагов. В первом шаге алгоритма, согласно Люшеру [7], каждые последующие поля U' и Φ' получают из предыдущих U и Φ с плотностью вероятности $e^{-S_G[U]-S_B[U,\Phi]}$ по итерационным схемам «тепловой бани» и верхней релаксации $\{U, \Phi\} \rightarrow \{U', \Phi'\}$.

Во втором шаге, по Монтвею [6], вычисляют вероятность процедуры Метрополиса ω_{acc} , зависящую от отношения $\det^{-1} P_2(M^\dagger[U']M[U']) / \det^{-1} P_2(M^\dagger[U]M[U])$. Для расчета этого отношения вводят еще один вещественный положительный многочлен $P_3(x)$ степени n_3 , аппроксимирующий с высокой точностью функцию $P^{-1/2}(x)$ на интервале $x \in [\varepsilon, \lambda]$: $P_3(x) = P^{-1/2}(x)$.

С полученной вероятностью ω_{acc} поля U' принимают за новые исходные U .

После выполнения двух шагов средние значения $\langle O \rangle$ вычисляют, согласно Монтвею [6], как отношение среднего арифметического значений $O[U^{(i)}]$ с весом, содержащим $\det^{-1} P_4(M^\dagger[U]M[U])$, к среднему арифметическому всех этих весов.

Все аппроксимирующие многочлены $P_1(x)$, $P_2(x)$, $P_3(x)$ и $P_4(x)$ находят интегральным методом наименьших квадратов [8].

Для вычислений данным двухшаговым мультибозонным алгоритмом должны быть заданы следующие его технические параметры: ε и λ – границы интервала аппроксимации; n_1 , n_2 , n_3 и n_4 – степени аппроксимирующих многочленов.

Соотношения для технических параметров двух алгоритмов

Для метода гибридного Монте-Карло при $N_f = 2$, используя приближение бозонного гармонического осциллятора (Кеннеди и Пендлетон [9]), получим следующие оценочные соотношения:

$$\Delta \tau \lesssim (V\zeta)^{-1/4}, N_f \gtrsim V^{1/4}. \quad (6)$$

Здесь V – объем решетки, как в (2) – (4); ζ – число обусловленности: $\zeta = \langle \lambda_{\text{max}} \rangle / \langle \lambda_{\text{min}} \rangle$ где $\langle \lambda_{\text{max}} \rangle$ и $\langle \lambda_{\text{min}} \rangle$ – максимальное и минимальное собственные значения матрицы $M^\dagger[U]M[U]$, усредненные по электромагнитным полям U с плотностью $e^{-S_G[U]} \det^{N_f} M[U]$. Кроме того, согласно Гупте и др. [10], принимаем оценочные соотношения в виде

$$\delta_{\text{md}} \sim V^{-1} \text{ и } \delta_{\text{acc}} \sim V^{-2}. \quad (7)$$

Для двухшагового мультибозонного алгоритма границы интервала аппроксимаций выберем по соотношениям

$$\varepsilon \cong 0,5 \langle \lambda_{\text{min}} \rangle, \lambda = (1,2 - 1,4) \langle \lambda_{\text{max}} \rangle. \quad (8)$$

Такой выбор учитывает необходимость нахождения крайних значений $\langle \lambda_{\text{min}} \rangle - \sigma_1$ и $\langle \lambda_{\text{max}} \rangle + \sigma_2$ внутри интервала $[\varepsilon, \lambda]$, где σ_1 и σ_2 – среднеквадратичные отклонения.

Для оценки степеней n_1 , n_2 , n_3 , n_4 многочленов $P_j(x)$ при $N_f = 2$ введем, следуя Люшеру [7], аппроксимационные многочлены $\tilde{P}_j(x)$ степеней \tilde{n}_j , составленные из многочленов Чебышева. Эти многочлены $\tilde{P}_j(x)$ несколько менее точно аппроксимируют функцию $x^{-N_f/2}$, чем многочлены $P_j(x)$, но удобны в анализе. Используя соотношения для многочленов Чебышева, получим следующие оценки:

$$n_1 \sim \zeta^{1/4} \ln V, n_2 \sim \zeta^{1/2} \ln V, \quad (9)$$

$$n_3 \gtrsim n_2, n_4 \gtrsim n_2. \quad (10)$$

В расчетах величин $\langle O \rangle$ двухшаговым мультибозонным алгоритмом используют только многочлены $P_j(x)$, степени которых n_j определены по (9), (10).

Из полученных соотношений (6), (7), (9), (10) видно, что значения технических параметров каждого алгоритма, кроме ε и λ по (8), зависят от объема решетки V и числа обусловленности ζ .

Производительности двух алгоритмов

Следуя работе автора совместно с Боголюбским и др. [11], производительностью алгоритма вычислений конкретной величины $\langle O \rangle$ модели на решетке называем величину \mathbf{P} , равную

$$\mathbf{P} = (\langle N_{\text{оп}} \rangle \langle \tau_{\text{int}} \rangle)^{-1}, \quad (11)$$

где $\langle N_{\text{оп}} \rangle$ – среднее число компьютерных операций, необходимых для перехода от предыдущих полей к последующим;

$\langle \tau_{\text{int}} \rangle$ – интегральное время автокорреляций, равное среднему расстоянию между ближайшими независимыми значениями величины $O[U^{(j)}]$.

Время вычислений обратно пропорционально \mathbf{P} . Поэтому лучшим алгоритмом является такой, у которого при прочих равных условиях *большая* производительность \mathbf{P} .

Для метода гибридного Монте-Карло (HMC), согласно Кеннеди и Пендлетону [9], время $\langle \tau_{\text{int}}^{\text{HMC}} \rangle$ имеет следующую оценочную зависимость от технических параметров:

$$\langle \tau_{\text{int}}^{\text{HMC}} \rangle \sim (N \Delta \tau)^{-2}. \quad (12)$$

В случае двухшагового мультибозонного алгоритма (TSMB), используя свойства многочлена $\tilde{P}_j(x)$ степени $\tilde{n}_j = n_1$, а также данные Янсена [12], получим оценку

$$\langle \tau_{\text{int}}^{\text{TSMB}} \rangle \sim n_1 \zeta^{1/4}, \quad (13)$$

где ζ – число обусловленности, как в (6).

Легко показать, что для величины $\langle N_{\text{оп}} \rangle$ в случае каждого алгоритма имеют место следующие оценки:

$$\langle N_{\text{оп}}^{\text{HMC}} \rangle \sim V \langle N^{\text{CG}} \rangle N_{\tau}, \quad \langle N_{\text{оп}}^{\text{TSMB}} \rangle \sim V n_2, \quad (14)$$

где V – объем решетки;

$\langle N^{\text{CG}} \rangle$ – среднее число итераций в процедуре сопряженных градиентов.

Используя оценки (7) и данные Гупты и др. [10], получим

$$\langle N^{\text{CG}} \rangle \sim \zeta^{1/2} \ln V. \quad (15)$$

Из (11) с учетом (6), (9), (12) – (15) получим следующие оценки производительностей каждого алгоритма для U(1) модели:

$$\mathbf{P}_{\text{HMC}} \sim (\zeta V^{5/4} \ln V)^{-1}, \quad \mathbf{P}_{\text{TSMB}} \sim (\zeta V \ln^2 V)^{-1}.$$

Отсюда для отношения производительностей этих алгоритмов имеем оценку:

$$\mathbf{P}_{\text{TSMB}} / \mathbf{P}_{\text{HMC}} \sim V^{1/4} / \ln V. \quad (16)$$

Результаты исследования U(1) модели двумя алгоритмами

Мы исследовали численно рассматриваемую векторную U(1) модель фермионов по Вильсону на четырехмерной решетке как методом гибридного Монте-Карло, так и с помощью двухшагового мультибозонного алгоритма. Расчеты трех конкретных величин модели и производительностей алгоритмов были выполнены в следующих двух фазах модели по параметрам β и κ : в Кулоновской фазе, в которой отсутствуют магнитные монополи и потенциал взаимодействия заряженных частиц имеет Кулоновский вид, и в фазе конфайнмента, в которой имеются магнитные монополи и потенциал заряженных частиц прямо пропорционален расстоянию между ними [1, 2].

Вычисления проведены на суперкомпьютере VPP-300 в Компьютерном центре Ганноверского университета, Германия.

Были заданы следующие параметры U(1) модели: число «поколений» $N_f = 2$; объем решетки $V = 6^3 \times 12$; параметры $\beta = 2$ и $\kappa = 0,130$ для Кулоновской фазы, $\beta = 0$ и $\kappa = 0,238$ для фазы конфайнмента; число электромагнитных полей $U^{(j)}$, получаемых каждым алгоритмом в каждой фазе модели, $N = 10000$.

Результаты значений технических параметров каждого алгоритма для данной модели, вычисленных по формулам (6) – (10), приведены в табл. 1. Результаты компьютер-

ных расчетов величин $\langle E_G \rangle$, $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ и $\langle \Pi \rangle$ с использованием формул (2) – (4), а также величин $\langle \tau_{\text{int}} \rangle$, $\langle t_{\text{CPU}} \rangle$ и $\mathbf{P}_{\text{TSMB}} / \mathbf{P}_{\text{HMC}}$ приведены в табл. 2. Здесь $\langle t_{\text{CPU}} \rangle$ – среднее компьютерное время перехода от предыдущих полей к последующим, равное $\langle t_{\text{CPU}} \rangle = \tau_c \langle N_{\text{op}} \rangle$, где τ_c – время выполнения одной компьютерной операции. Значения отношения производительностей рассчитаны с учетом этого выражения для $\langle t_{\text{CPU}} \rangle$ и (11) по формуле

$$\mathbf{P}_{\text{TSMB}} / \mathbf{P}_{\text{HMC}} = \langle t_{\text{CPU}}^{\text{HMC}} \rangle \langle \tau_{\text{int}}^{\text{HMC}} \rangle / \langle t_{\text{CPU}}^{\text{TSMB}} \rangle \langle \tau_{\text{int}}^{\text{TSMB}} \rangle.$$

Значения каждой из трех вычисленных величин в каждой фазе модели, полу-

ченные с применением двух разных алгоритмов, оказались одинаковыми. Это говорит о пригодности каждого алгоритма для исследований достаточно сложных моделей, т. е. применение каждого из них гарантирует получение правильных результатов. Отношение производительностей алгоритмов для шести случаев каждой величины в каждой фазе оказалось в пределах $\mathbf{P}_{\text{TSMB}} / \mathbf{P}_{\text{HMC}} = 0,5 - 1,8$. Этот диапазон соответствует оценке (16), по которой для заданного объема решетки $V = 6^3 \times 12$ отношение $\mathbf{P}_{\text{TSMB}} / \mathbf{P}_{\text{HMC}} \sim 0,9$. При увеличении V это отношение, согласно (16), возрастает.

Таблица 1

Значения технических параметров метода гибридного Монте-Карло (HMC) и двухшагового мультибозонного алгоритма (TSMB) в двух фазах U(1) модели

Фаза	HMC					
	$\Delta\tau$	$N\tau$	δ_{md}	δ_{acc}		
Кулоновская конфайнмента	0,025	40	10^{-3}	10^{-7}		
	0,01	10	10^{-3}	10^{-7}		
	TSMB					
	ε	λ	n_1	n_2	n_3	n_4
Кулоновская конфайнмента	0,025	2,5	6	36	48	200
	0,000225	9	50	360	450	500

Таблица 2

Результаты расчетов средних величин U(1) модели и других параметров методом гибридного Монте-Карло (HMC) и двухшаговым мультибозонным алгоритмом (TSMB) в двух фазах модели

	$\langle E_G \rangle$	$\langle \bar{\psi}\psi \rangle$	$\langle \Pi \rangle$
	Кулоновская фаза		
$\langle O^{\text{HMC}} \rangle$	0,1332(1)	0,9381(1)	1,378(1)
$\langle O^{\text{TSMB}} \rangle$	0,1331(1)	0,9379(1)	1,376(1)
$\langle \tau_{\text{int}}^{\text{HMC}} \rangle$	3,2(3)	2,0(2)	25(4)
$\langle \tau_{\text{int}}^{\text{TSMB}} \rangle$	3,0(3)	2,8(2)	50(8)
$\langle t_{\text{CPU}}^{\text{HMC}} \rangle, \text{с}$	15,1(2)		
$\langle t_{\text{CPU}}^{\text{TSMB}} \rangle, \text{с}$	8,96(2)		
$\mathbf{P}_{\text{TSMB}} / \mathbf{P}_{\text{HMC}}$	1,8(2)	1,2(2)	0,8(2)
	Фаза конфайнмента		
$\langle O^{\text{HMC}} \rangle$	0,939(1)	0,95(1)	13,9(2)
$\langle O^{\text{TSMB}} \rangle$	0,938(1)	0,96(1)	13,7(2)
$\langle \tau_{\text{int}}^{\text{HMC}} \rangle$	65(7)	60(7)	35(5)
$\langle \tau_{\text{int}}^{\text{TSMB}} \rangle$	120(20)	125(15)	45(5)
$\langle t_{\text{CPU}}^{\text{HMC}} \rangle, \text{с}$	76(1)		
$\langle t_{\text{CPU}}^{\text{TSMB}} \rangle, \text{с}$	69(1)		
$\mathbf{P}_{\text{TSMB}} / \mathbf{P}_{\text{HMC}}$	0,6(1)	0,5(1)	0,9(1)

Заключение

Векторная $U(1)$ модель фермионов по Вильсону на четырехмерной решетке численно исследована в Кулоновской фазе и в фазе конфинмента двумя алгоритмами: методом гибридного Монте-Карло и двухшаговым мультибозонным алгоритмом.

Установлены и применены в расчетах соотношения для технических параметров и производительности каждого алгоритма. Значения каждой из трех разных величин модели в каждой ее фазе, рассчитанные с помощью разных алгоритмов, оказались равными. Это доказывает пригодность каждого из рассмотренных алгоритмов для исследований сложных моделей частиц.

Для выбранного объема решетки производительности данных разных алгоритмов оказались примерно одинаковыми. При увеличении объема решетки двухшаговый мультибозонный алгоритм становится лучшим по производительности, чем метод гибридного Монте-Карло.

Список литературы

1. Wilson K.G. Confinement of quarks // *Physical Review D*. – 1974. – V.10. – P. 2445.
2. Hoferichter A., Mitrjushkin V.K., Muller-Preussker M., Neuhaus T., Stuben H. Compact lattice QED with Wilson fermions // *Nuclear Physics B*. – 1995. – V.434. – P. 358.
3. Montvay I., Münster G. *Quantum Fields on a Lattice*. – Cambridge: Cambridge University Press, 1994. P. 500.
4. Duane S., Kennedy A., Pendleton B., Roweth D. Hybrid Monte Carlo // *Physics Letters B*. – 1987. – V.195. – P. 216.
5. Gottlieb S., Liu W., Toussaint D., Renken R., Sugar R. Hybrid molecular dynamics algorithms for the numerical simulation of quantum chromodynamics // *Physical Review D*. – 1987. – V.35. – P. 2531.
6. Montvay I. An algorithm for gluinos on the lattice // *Nuclear Physics B*. – 1996. – V.466. – P. 259.
7. Luscher M. A new approach to the problem of dynamical quarks in numerical simulations of lattice QCD // *Nuclear Physics B*. – 1994. – V.418. – P. 637.
8. Montvay I. Quadratically optimized polynomials for fermion simulations // *Computational Physics Communications*. – 1998. – V.109. – P. 144.
9. Kennedy A., Pendleton B. Cost of the generalised hybrid Monte Carlo algorithm for free field theory // *Nuclear Physics B*. – 2001. – V.607. – P. 456.
10. Gupta R., Kilcup G., Sharpe S. Tuning the hybrid Monte Carlo algorithm // *Physical Review D*. – 1988. – V.38. – P. 1278.
11. Bogolubsky I.L., Mitrjushkin V.K., Montvay I., Muller-Preussker M., Zverev N.V. Performance studies of the two-step multiboson algorithm in compact lattice QED // *Nuclear Physics B (Proceeding Supplements)*. Lattice 2001. – 2002. – V.106. – P.1052.
12. Jansen K. Recent developments in fermion simulation algorithms // *Nuclear Physics B (Proceeding Supplements)*. Lattice 1996. – 1997. – V.53. – P. 127.

НУЛЕВЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ МОДЫ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ В МОДЕЛИ ФЕРМИОНОВ НА РЕШЕТКЕ

Н.В. ЗВЕРЕВ, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук

В квантовой теории поля важной задачей является исследование моделей частиц, прежде всего, фермионов. В рамках какой-либо модели фермионов рассчитывают их физические характеристики, используя корреляционные функции. Эти функции являются зависимостями определенных величин от непрерывных координат пространства-времени. Однако корреляционные функции в непрерывном пространстве-времени из-за непреодолимых математических трудностей получают лишь в ограниченной области па-

раметров модели и только приближенными методами, в основном, в рамках теории возмущений.

Для нахождения точных корреляционных функций во всей области параметров Вильсоном [1] предложен математический подход – метод решетки – с аппроксимацией непрерывного пространства-времени дискретной совокупностью точек. В настоящее время известны несколько моделей фермионов на решетке. Из них перспективной является векторная модель на четырехмерной

конечной решетке пространства-времени, построенная на матричной группе $U(1)$ [1]. Зависимости модели на решетке в пределе ее нулевого шага должны совпадать с зависимостями непрерывной модели. Однако было обнаружено расхождение решеточных и непрерывных корреляционных функций указанной модели в рамках теории возмущений, свидетельствующее о неправильном описании свойств частиц решеточной $U(1)$ моделью [2].

Митрюшкин и др. [3, 4] показали, что причиной расхождения одной из многих корреляционных функций данной модели – фотонного коррелятора – является наличие у калибровочного поля, т.е. поля переносчика взаимодействия, константных составляющих – нулевых импульсных мод. Эти моды возникают в результате перехода от непрерывной модели к модели на решетке и являются нефизическими величинами. Остался невыясненным актуальный вопрос о влиянии нулевых мод на другие важнейшие корреляционные функции, прежде всего, на фермионные функции.

Целью данной работы является исследование влияния нулевых импульсных мод на фермионные корреляционные функции в векторной $U(1)$ модели фермионов на четырехмерной конечной решетке. Из фермионных корреляционных функций ниже рассмотрены фермионный коррелятор, «пионная» норма и скалярный конденсат.

Нулевые импульсные моды и их устранение

Исходными величинами для получения корреляционных функций данной векторной $U(1)$ модели фермионов на четырехмерной конечной решетке являются вещественное действие калибровочного поля $S_G[U]$ и фермионная матрица $M[U]$. Эти величины зависят от компактного $U(1)$ калибровочного поля U со следующими его компонентами $U_{x,\mu}$ в каждом узле x и направлении μ решетки:

$$U_{x,\mu} = \exp(i A_{x,\mu}).$$

Здесь $A_{x,\mu}$ – потенциал калибровочного поля, являющийся вещественным числом;

шаг решетки выбран равным $a = 1$; направление $\mu = 1, 2, 3, 4$.

Нулевые импульсные моды ϕ_μ калибровочного поля U определяют по формуле [3]

$$\phi_\mu = (1/V) \sum_x A_{x,\mu}$$

где V – объем конечной четырехмерной решетки: $V = N_s^3 \cdot N_4$;

N_s – число узлов решетки в каждом пространственном направлении $\mu = 1, 2, 3$;

N_4 – число узлов в направлении времени $\mu = 4$.

Нулевые моды влияют на фермионную матрицу $M[U]$ и, следовательно, могут влиять на фермионные корреляционные функции.

Нулевые импульсные моды устраняют разными методами. Наиболее эффективным методом является способ ZML, состоящий в вычитании нулевых мод ϕ_μ из потенциалов $A_{x,\mu}$ при использовании калибровки Лоренца [4]. Калибровку Лоренца применяют при вычислении определенных корреляционных функций. Она состоит в выполнении преобразований вида

$$U_{x,\mu} \rightarrow g_x U_{x,\mu} g_{x+\hat{\mu}}^{-1},$$

при которых величина $(1/4V) \sum_{x,\mu} \text{Re} U_{x,\mu}$ становится максимальной. Здесь g_x – произвольные комплексные числа с модулем $|g_x| = 1$; $x + \hat{\mu}$ – соседний с x узел четырехмерной решетки в положительном направлении μ .

Фермионный коррелятор

Фермионный коррелятор используют для вычисления важных характеристик фермионов, таких как масса фермионной частицы m_f . Этот коррелятор является следующей зависимостью от целочисленного интервала τ координаты времени на решетке:

$$\tilde{A}(\tau) = \frac{1}{V} \sum_{x,y} M_{xy}^{-1}[U],$$

где x, y – узлы решетки, $y = (y, x_4 + \tau)$;

$M^{-1}[U]$ – обращенная фермионная матрица векторной $U(1)$ модели.

Коррелятор $\Gamma(\tau)$ является комплексной матрицей размером 4×4 . Поэтому из него выделяют вещественную часть в виде

$$\tilde{A}_V(\tau) = \frac{1}{4} \text{Retr}(\gamma_4 \tilde{A}(\tau)),$$

где γ_4 – матрица Дирака размером 4×4 ;
 tr – обозначает след матрицы, т.е. сумму ее диагональных элементов.

Для вычисления фермионных масс m_f используют зависимости эффективных масс $m_{\text{eff}}(\tau)$, рассчитываемых по формуле

$$m_{\text{eff}}(\tau) = \exp E(\tau) - 1,$$

где $E(\tau)$ – функция, определяемая как

$$\frac{ch[E(\tau)(\tau + 1 - N_4/2)]}{ch[E(\tau)(\tau - N_4/2)]} = \frac{\langle \tilde{A}_V(\tau + 1) \rangle}{\langle \tilde{A}_V(\tau) \rangle}.$$

Здесь $\langle \Gamma_V(\tau) \rangle$ обозначает усреднение $\Gamma_V(\tau)$ по всему бесконечному количеству разных полей U с весом $\exp(-S_G[U])$ при использовании калибровки Лоренца. По полученным зависимостям $m_{\text{eff}}(\tau)$ находят значения m_f как равные $m_{\text{eff}}(\tau)$ на горизонтальных участках данных зависимостей.

Нами выполнены численные расчеты зависимостей $\langle \Gamma_V(\tau) \rangle$ и $m_{\text{eff}}(\tau)$ рассматриваемой $U(1)$ модели в калибровочном поле как с нулевыми импульсными модами, так и в поле без этих мод при их устранении способом ZML. Полученные зависимости при наличии нулевых мод отличаются от соответствующих зависимостей без этих мод. Зависимости $m_{\text{eff}}(\tau)$ без нулевых мод, в отличие от зависимостей с нулевыми модами, имеют горизонтальный участок с ординатой m_f . Расчетные значения масс m_f без нулевых мод аппроксимируются линейной зависимостью вида

$$m_f = C(\beta) \left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa_c(\beta)} \right).$$

Здесь β и κ – вещественные параметры векторной $U(1)$ модели на решетке; $C(\beta)$ и $\kappa_c(\beta)$ – вещественные величины, зависящие от β . При $\beta = 2,0$ получено значение $\kappa_c(\beta) = 0,1307 \pm 0,0001$, которое совпадает со значением $\kappa_c(\beta) = 0,131 \pm 0,001$, полученным Хоферихтером и др. [5] другим, более сложным методом.

Таким образом, нулевые моды влияют на фермионный коррелятор векторной $U(1)$ на четырехмерной конечной решетке. После их устранения расчеты дают правиль-

ные значения массы m_f и параметра $\kappa_c(\beta)$, совпадающие с известными данными.

«Пионная» норма и скалярный конденсат

«Пионную» норму Π и скалярный конденсат $\bar{\psi}\psi$ используют, согласно Хоферихтеру и др. [5], для определения исходных параметров β и κ рассматриваемой модели на решетке, при которых модель правильно описывает характеристики фермионов. Эти корреляционные функции определяют по формулам

$$\Pi = \frac{1}{4V} tr(\gamma_5 M^{-1}[U] \gamma_5 M^{-1}[U]), \quad \bar{\psi}\psi = \frac{1}{4V} tr M^{-1}[U],$$

где γ_5 – киральная матрица Дирака размером 4×4 , остальные обозначения даны выше.

Физический смысл имеют значения этих функций $\langle \Pi \rangle$ и $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$, которые усреднены по всему бесконечному числу калибровочных полей U с весом $\exp(-S_G[U])$.

Нами выполнены численные расчеты зависимостей $\langle \Pi \rangle$ и $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ от параметра κ при различных фиксированных значениях β рассматриваемой $U(1)$ модели в калибровочном поле как с нулевыми импульсными модами, так и в поле без нулевых мод при их устранении способом ZML. Полученные зависимости при наличии нулевых мод являются монотонными, а без нулевых мод имеют ожидаемое сингулярное поведение при $\kappa = \kappa_c(\beta)$. При $\beta = 2,0$ без нулевых мод как в случае $\langle \Pi \rangle$, так и для $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ получены одинаковые значения $\kappa_c(\beta) = 0,1307 \pm 0,0002$, которые совпадают со значением $\kappa_c(\beta)$, полученным нами выше, а также Хоферихтером и др. [5].

Таким образом, нулевые импульсные моды влияют на «пионную» норму и скалярный конденсат рассматриваемой $U(1)$ модели на решетке. После их устранения расчеты дают правильное значение параметра $\kappa_c(\beta)$, совпадающее с данными других методов.

Заключение

Численными расчетами установлено, что нефизические нулевые импульсные моды

калибровочного поля нарушают правильное поведение фермионных корреляционных функций векторной $U(1)$ модели фермионов на четырехмерной конечной решетке. После устранения нулевых импульсных мод способом ZML расчеты фермионного коррелятора, «пионной» нормы и скалярного конденсата приводят для каждой из этих функций к одному значению параметра $\kappa_c(\beta)$, совпадающему с известными данными.

Автор выражает глубокую благодарность за плодотворные дискуссии профессору М. Мюллеру-Пройскеру, доктору физ.-мат. наук И.Л. Боголюбскому и кандидату физ.-мат. наук В.К. Митрюшкину.

Работа выполнена при поддержке грантом Правительства Москвы и Департамента образования города Москвы в области

наук и технологий в сфере образования за 2003 год.

Список литературы

1. Wilson K.G. Confinement of quarks // Physical Review D: 1974 – V.10 – P. 2445.
2. Nakamura A., Sinclair R. Fermion propagators in $U(1)$ lattice gauge theory // Physics Letters B: 1990 – V.243 – P. 396.
3. Mitrjushkin V.K. Gauge fixing, zero-momentum modes and the calculation of masses on a lattice // Physics Letters B: 1997 – V.390 – P. 293.
4. Bogolubsky I.L., Mitrjushkin V.K., Muller-Preussker M., Peter P. Lorentz gauge and Gribov ambiguity in the compact lattice $U(1)$ theory // Physics Letters B: 1999 – V.458 – P. 102.
5. Hoferichter A., Mitrjushkin V.K., Muller-Preussker M. On the chiral limit in lattice gauge theories with Wilson fermions // Zeitschrift für Physik C: 1997 – V.74 – P. 541.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ

Л.И. НЕЧИНСКАЯ, доц. каф. физики МГУЛа канд. техн. наук

Необходимость исследовать физические механизмы приповерхностного плазмообразования в разреженном газе в условиях воздействия жесткого рентгеновского излучения была продиктована прежде всего недостаточностью существующих представлений об этом явлении, стоящем в одном ряду с более изученными разрядными процессами, такими как: тлеющий разряд, высокоскоростная волна ионизации и разряд, поддерживаемый электронным пучком.

Вакуумный барьерный эффект возникает в результате фотоэффекта и комптоновского рассеяния гамма-квантов, когда поверхность эмиттирует потоки быстрых электронов [1]. Электрическое поле образуется между уносимым электронным облаком отрицательным зарядом и оставшимся в поверхностном слое тела положительным зарядом. Электронный барьер фиксируется на расстоянии d_0 от поверхности, когда достигается равновесие между прямым и обрат-

ным потоками электронов. Аналитическое решение уравнения Пуассона (при условии постоянства потока электронов) дает следующие распределения напряженности электрического поля E , потенциала φ и плотности электронов n в установившемся состоянии (при $0 < x < d_0$):

$$E = \frac{4\varepsilon_0}{3ed_0} \left(1 - \frac{x}{d_0}\right)^{1/3}, \quad E_0 = \frac{4\varepsilon_0}{3ed_0},$$

$$\varphi = \frac{\varepsilon_0}{e} \left(-1 + \left(1 - \frac{x}{d_0}\right)^{4/3}\right),$$

$$n = \frac{2\tilde{A}}{v_0} \left(1 - \frac{x}{d_0}\right)^{-2/3},$$

где ε_0 – начальная энергия вылетающих электронов,
 e – заряд электрона,
 $\Gamma = nv = Const$ – односторонний поток электронов,

v_0 – начальная скорость вылетающих с поверхности электронов.

Барьерный эффект при низком давлении газа. Наличие у поверхности некоторого количества нейтрального газа вызывает перемещение электронного барьера. Ионизация молекул газа электронами обратного потока (т.н. медленными электронами) создает два новых потока – ток вторичных электронов и ток ионов, которые изменяют суммарное электрическое поле. Вторичные электроны ускоряются к поверхности, а ионы вовлекаются в движение вслед за быстрыми электронами в возникающих электрических полях. Эффективное поле \vec{E}_2 , созданное разделением вторичных электронов и ионов, направлено противоположно самосогласованному вакуумному полю первичных фотоэлектронов \vec{E}_1 , и результирующее поле E оказывается значительно меньше E_1 :

$$|\vec{E}| = |\vec{E}_1 + \vec{E}_2| = |\vec{E}_1| - |\vec{E}_2| < |\vec{E}_1|.$$

Вследствие этого фотоэлектроны затрачивают меньше энергии на работу против сил электрического поля, чем в вакууме, и точка их возврата удаляется от облучаемой поверхности: $d > d_0$. Электронный барьер приходит в движение.

Математическое моделирование приповерхностного плазмообразования проводилось с использованием одномерного гидродинамического приближения и двухгрупповой модели для электронной компоненты (рассматривались два типа электронов: «быстрые» фотоэлектроны и «медленные» фоновые электроны). Электроны считались классическими частицами, уравнения Максвелла заменялись уравнениями электростатики. Решалась следующая система уравнений:

1. $\frac{dE}{dx} = -4\pi e(n_i - n_e^- - n_e^+);$
2. $\frac{\partial v_e^-}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial (v_e^-)^2}{\partial x} = -\frac{eE}{m_e} - \frac{v_0 v_e^-}{2\lambda(\varepsilon, p)} + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_v^- \frac{\partial v_e^-}{\partial x} \right);$
3. $\frac{\partial n_e^-}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (v_e^- n_e^-) = -g(n_e^-, v_e^-, E) + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_n^- \frac{\partial n_e^-}{\partial x} \right);$

$$4. \frac{\partial v_e^+}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial (v_e^+)^2}{\partial x} = -\frac{eE}{m_e} - \frac{ev_e^+}{m_e \mu(\varepsilon, p)} + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_v^+ \frac{\partial v_e^+}{\partial x} \right);$$

$$5. \frac{\partial n_e^+}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (v_e^+ n_e^+) = g(n_e^-, v_e^-, E) + \alpha(E, p) \times$$

$$\times (n_e^- v_e^- + n_e^+ v_e^+) - \beta n_e^+ n_i + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_n^+ \frac{\partial n_e^+}{\partial x} \right);$$

$$6. \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_i^2}{\partial x} = \frac{eE}{m_i} - \frac{ev_i}{m_i \mu_i(p)} + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_v^i \frac{\partial v_i}{\partial x} \right);$$

$$7. \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (v_i n_i) = \alpha(E, p) \times$$

$$\times (n_e^- v_e^- + n_e^+ v_e^+) - \beta n_i^+ n_i + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_n^i \frac{\partial n_i}{\partial x} \right);$$

где E – амплитуда электрического поля,

$n_i, n_e^+, n_e^-, v_i, v_e^+, v_e^-$ – концентрации и скорости ионов, фоновых электронов и быстрых электронов,

$\varepsilon, \lambda(\varepsilon, p)$ – средняя энергия и длина свободного пробега фотоэлектронов,

$\mu_e(p), \mu_i(p)$ – подвижность фоновых электронов и ионов,

β – коэффициент диссоциативной рекомбинации,

функция $g(n_e^-, v_e^-, E)$ моделирует переход быстрых фотоэлектронов в фоновые электроны, если фотоэлектроны не обладают достаточной энергией, чтобы совершать работу против сил электрического поля,

$D_v^* = D_n^* = 3Hv^*$ – диффузные члены, введенные для моделирования диссипации плазменных неустойчивостей,

$\alpha(E, p)$ – ионизационный коэффициент Таунсенда, который выбирался как минимальный между случаями дрейфового приближения и пробоя в сильных полях.

Начальные и граничные условия:

$$t=0, E=n_e^+=n_e^-=v_e^+=v_e^-=n_i=v_i=0;$$

$$x=0, v_e^-=v_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{m_e}}, n_e^- = \frac{\tilde{A}}{v_0}, \frac{\partial n_e^+}{\partial x} = n_i = \frac{\partial v_e^+}{\partial x} = v_i = 0;$$

$$x=l, \frac{\partial n_e^-}{\partial x} = n_e^+ = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial v_e^-}{\partial x} = v_e^+ = \frac{\partial v_i}{\partial x} = E = 0.$$

Расчеты выполнялись по неявным разностным схемам с шагом по времени, позволяющим разрешать движение фотоэлектронов. Уравнения для расчета скоростей и концентраций ионов и электронов были преобразованы в трехточечные разностные уравнения с трехдиагональной матрицей и решались методом прогонки.

Тестирование модели для вакуумного случая и сравнение результатов прогонки с результатами аналитических расчетов показали применимость данной расчетной модели.

Наиболее подробная картина динамики плазмообразовательных процессов около облучаемой поверхности была получена в диапазоне давлений $p = 2.7 \cdot 10^{-3}$ Па ÷ 1.33 Па ($2 \cdot 10^{-5}$ тор ÷ 0.01 тор) для следующих условий расчета: $l = 0.5$ м, $\varepsilon = 5$ кэВ, $\Gamma = 3 \cdot 10^{18}$ эл/м²·с, $H = 0,005$ м. [2]

При значении давления $2.7 \cdot 10^{-3}$ Па ($2 \cdot 10^{-5}$ тор) после образования виртуального катода быстрыми фотоэлектронами в области сильных полей происходит медленная вторичная ионизация. Затем в газ инжектируется плазменный поток, состоящий из ускоренных ионов и части фотоэлектронов, компенсирующих ионный заряд. После достижения правой поглощающей границы расчетной области решение устанавливается. При отсутствии второй поверхности плазменный поток останавливается газом. Толщина виртуального катода $d_0 = 0.1$ м и перепад потенциала $U = 4.5$ кВ.

Аналитическая оценка напряженности электрического поля в этом случае дает $E_0 \approx 56$ кВ/м. Поле у поверхности $E_0 \approx 63$ кВ/м.

При давлении $2.7 \cdot 10^{-2}$ Па ($2 \cdot 10^{-4}$ тор) необходимая для разрушения барьера концентрация ионов набирается за $5 \cdot 10^{-7}$ с, фронт движется с постоянно возрастающей скоростью. Перепад потенциала во фронте близок к энергии фотоэлектронов.

Увеличение давления до 1.33 Па (10^{-2} тор) создает условия для развития плазменных неустойчивостей при интенсивном

поглощении энергии фотоэлектронов через ионизацию во вторичных электрических полях.

Скорость движения плазменного фронта зависит от интенсивности ионообразования в области сильных полей. Этот фактор учитывает значение безразмерного показателя $\gamma = \alpha (E, p) d (\varepsilon_v, U_v)$, характеризующего вторичную ионизацию в голове стримера. При $\gamma > 1$ барьер разрушается за один пролет электрона, и фронт движется со скоростью фотоэлектронов. При $\gamma < 1$ необходимый ионный заряд набирается за γ^{-1} пролетов электрона. Фронт движется соответственно в γ раз медленнее. При $\gamma < \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$

распространение плазмы определяется движением ионов. Таким образом, скорость фронта v_ϕ на начальных стадиях плазмообразования:

$$v_{\text{тн}} = \begin{cases} v_i = v_0 \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}, \gamma \leq \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}, \\ v_0 \gamma, \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} < \gamma \leq 1; \\ v_0, \gamma > 1, \end{cases}$$

где $\gamma = \alpha (E, p) d (\varepsilon_v, U_v)$, m_i – масса ионов.

На рис.1 показаны начальные скорости распространения плазменного фронта, полученные аналитически и при численном моделировании.

Левая ветвь зависимости скорости фронта от показателя γ отражает ионный режим распространения плазмы. Средняя часть зависимости показывает режим линейного роста скорости фронта, когда область отрицательного заряда подобна барьеру в вакууме с близкой по значению протяженностью и амплитудой электрического поля. Правая часть отражает электронный режим: барьер разрушается за один пролет электрона, и фронт движется со скоростью, близкой к скорости фотоэлектронов.

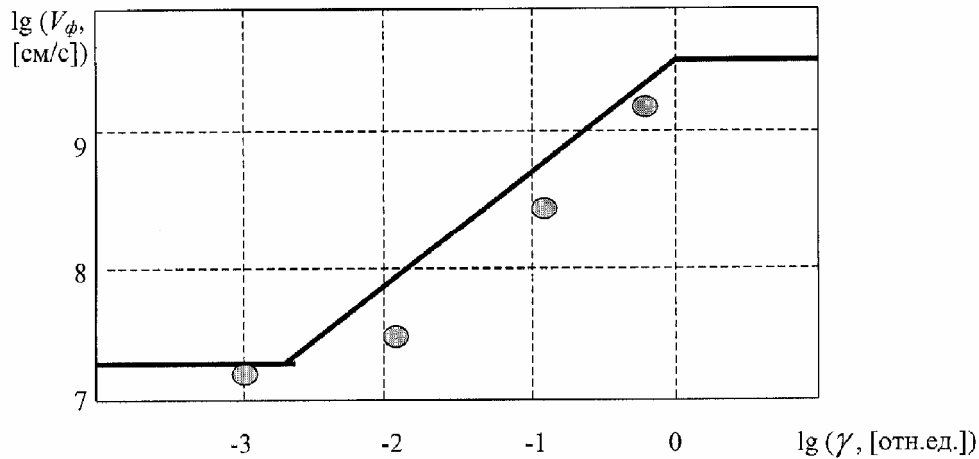


Рис. 1. Зависимость начальной скорости распространения плазменного фронта от безразмерного параметра ионизации γ . Непрерывная линия – оценка, ● – расчет.

Предлагается критерий смены режимов для соотношения давления газа и времени пролета промежутка электронами. В воздухе при $\varepsilon_v = 5$ кэВ критерий смены режима I на режим II:

$$p * \tau > 9.3 * 10^{-12} \text{ Па*с } (7 * 10^{-5} \text{ тор*нс}).$$

Режим II сменяется режимом III при $\gamma = 1$, то есть

$$p * \tau = 2.1 * 10^{-10} \text{ Па*с } (1.6 * 10^{-3} \text{ тор*нс}).$$

Сравнение полученных результатов с результатами экспериментальных исследований. В 1982 г. А.Вудсом, М.Трейдевеем и Д.Хиггинсом был поставлен эксперимент по облучению рентгеновскими лучами камеры, заполненной разреженным аргоном [3]. Доступные измерения магнитные поля в полости возникают при появлении круговых токов, складывающихся из тока фотоэлектронов и обратного тока вторичных электронов, достигающих боковых стенок облучаемого цилиндра, что является аналогом режима II в нашей модели.

Результаты эксперимента показывают усиление магнитных полей в области давлений $13.3 \div 133$ Па, подтверждая модельную зависимость, соответствующую режиму линейного роста скорости прорастания плазмы; возможность же получить данные при более низких давлениях ограничивалась высоким уровнем шумов в экспериментальной установке.

Эксперимент по изучению влияния давления газа на токи пропускания в облу-

чаемой рентгеновскими лучами цилиндрической полости, заполненной разреженным воздухом, проводился Р. Стахлом, Е.Д. Пломбом и Е. Венаасом [4]. Получено экспериментальное подтверждение существования различных скоростных режимов плазмообразования – зависимость тока пропускания J_{tr} в камере длиной 0.1 м от давления воздуха, имеющая немонотонный характер:

$$J_{tr1} \approx \text{Const}_1 = 0.1 \text{ кА}$$

$$\text{при } p = 1.3 * 10^{-2} \div 1.3 \text{ Па } (10^{-4} \div 10^{-2} \text{ тор});$$

$$J_{tr2} \approx \text{Const}_2 * (p, [\text{Па}]), \text{ Const}_2 > 1$$

$$\text{при } p = 1.3 \div 6.5 \text{ Па } (10^{-2} \div 5 * 10^{-2} \text{ тор});$$

$$J_{tr3} \approx \text{Const}_3 = 1 \text{ кА}$$

$$\text{при } p > 6.5 \text{ Па } (5 * 10^{-2} \text{ тор}).$$

Список литературы

1. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Нечинская Л.И. Стационарное электронное облако над поверхностью в вакууме при облучении жестким рентгеновским излучением. // Научн.тр./ МГУЛ. – 1995. – вып.282.
2. Силантьев А.Ю., Нечинская Л. И. Одномерное численное моделирование низкопорогового плазмообразования у поверхности, облучаемой жестким рентгеновским излучением. // Научн.тр./ МГУЛ. – 1995. – вып.282.
3. A.J. Woods, M.J. Treadaway, S. Nunan, D. Higgins. Air – Enhanced SGEMP Response – an Experimental and Analytical Investigation. – IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.N S-29, N 6, December 1982, pp.1793-1797.
4. R.H. Stahl, E.P. de Plomb, E.P. Wenaas, C.E. Mallon. Pressure Effect on Space-Charge – Limited Current Transmitted Across a Cylindrical Cavity. – Intelcom Rad Tech San Diego, California, 1973.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ ПОСТОЯННОГО ТОКА В АВТОНОМНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

С.Р.ТРОИЦКИЙ, доц. каф. физики МГУЛа, канд. техн. наук

Сущность вопроса и анализ известных решений

Задачи оптимизации энергопередачи в низковольтных энергетических установках и история вопроса

При освоении новой техники все большее внимание уделяется проблемам получения и увеличения потребляемой электроэнергии в составе транспортируемых объектов. К автономным энергетическим установкам (ЭУ) относят и перспективные космические энергоустановки, такие, как ядерно-энергетические установки (ЯЭУ) на основе термоэлектрического или термоэмиссионного методов преобразования тепловой энергии в электрическую, а также ЭУ с преобразованием солнечной энергии в электрическую.

Как правило, все подобные ЭУ являются источниками постоянного тока пониженного напряжения (до 30 – 100 В), а с ростом мощности (до сотен кВт), – источниками очень больших токов, измеряемых килоамперами. Стремление повысить напряжение ограничено природой используемых устройств, и эти вопросы решаются в них достаточно сложно: главным образом, последовательно-параллельным соединением большого числа электрогенерирующих элементов (ЭГЭ) [1, 2].

В низковольтных и сильноточных ЭУ при передаче электроэнергии возрастает масса токопроводов. Даже при небольших расстояниях, определяемых размерами компоновки ЭУ и незначительной удаленностью потребителя, передача электроэнергии становится не простой оптимизационной и технической задачей. Транспортировка энергии с промежуточным повышением напряжения

– путем инвертирования постоянного тока, трансформации и последующего выпрямления – усложняет и, тем самым, снижает надежность системы передачи энергии при недопустимом росте ее массы и габаритов. Эксплуатация подобных энергопередач осуществляется в особых условиях: при жестких требованиях к массе, ограниченном охлаждении (например, только излучением), при расположении токопроводов в непосредственной близости к высокотемпературным элементам изделия, возможной радиации. Все это накладывает свой отпечаток на вопросы передачи электроэнергии, осложняя решение рассматриваемых задач.

Так, в ЭУ мощностью 300 кВт с напряжением 30 В при потребляемом постоянном токе 10 000 А масса токопроводов для передачи электроэнергии по двухпроводной линии к потребителю, удаленному от источника всего лишь на 10 м ($L = 10 \times 2 = 20$ м), окажется в пределах 500–1000 кг, что может составить до 10 % или более от массы всей энергетической установки.

Уменьшить массу проводников можно увеличением плотности тока в них, что и делалось в некоторых проектных организациях. Однако при всестороннем изучении вопроса обнаруживается, что это не выгодно для всей ЭУ. При небольших шинах недопустимо возрастают потери в них, бесцельно расходуя генерируемую энергию. В этой связи оптимизация системы электропередачи становится исключительно важной задачей.

При первом знакомстве с передачей электроэнергии постоянного тока электропроводными шинами в соответствии с простейшей эквивалентной двухпроводной схемой (рис. 1) вопрос об эффективности пере-

дачи может показаться элементарным. Нужно просто уменьшить потери в шинах $P_{ш}$, так как КПД передачи равен:

$$\eta = 1 - P_{ш} / P = 1 - R_{ш} / (R_{ш} + R_{н}), \quad (1)$$

где $P = P_{ш} + P_{н}$ – суммарная (входная) мощность ЭУ;

$P_{ш} = I^2 R_{ш}$ – потери мощности в шинах с сопротивлением $R_{ш}$;

$P_{н} = I^2 R_{н}$ – полезная (выходная) мощность потребителя (нагрузки) с сопротивлением $R_{н}$.

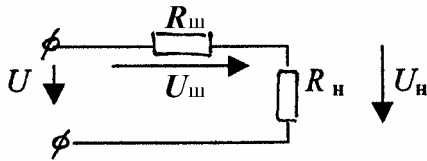


Рис. 1. Эквивалентная схема двухпроводной передачи электроэнергии постоянного тока в нагрузку

Снизить эти потери можно либо уменьшением удаленности потребителя, либо снижением тока за счет повышения напряжения источника электроэнергии, либо увеличением электропроводности материала проводников, либо снижением плотности тока в шинах j . Первые три возможности жестко ограничены. Они предопределяются размерами изделия, низковольтной природой источников непосредственного преобразования тепловой и солнечной энергии в электрическую и физическими свойствами электропроводных материалов, – то есть являются неизменными, или заданными условиями проектирования. Увеличение электропроводности материалов путем интенсивного их охлаждения, например, до криогенных температур, в условиях окружающих высоких температур далеко не всегда может оказаться выгодным. Остается доступным лишь снижение плотности тока j за счет роста массы шин, потери в которых $P_{ш}$ оказываются пропорциональными ее величине:

$$P_{ш} = (j^2 / \sigma) V_{ш} = (j^2 / \sigma) s L = j I L / \sigma, \quad (2)$$

где $V_{ш} = s L$ – объем токопроводов;

L – длина шин (удвоенное значение удаленности электропотребителя);

$s = I / j$ – проектируемое сечение шины;

I – ток электрической цепи;

σ – удельная электропроводность материала шин.

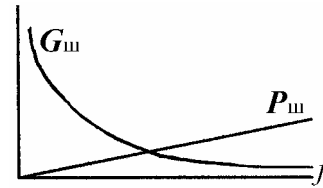


Рис. 2. Зависимость массы $G_{ш}$ и потерь $P_{ш}$ от плотности тока в шинах

Снижение плотности тока j ведет к росту сечения, а следовательно, габаритов и массы шин, которая оказывается обратно пропорциональной плотности тока (рис. 2):

$$G_{ш} = \rho V_{ш} = \rho s L = \rho I L / j, \quad (3)$$

где $G_{ш}$ – масса токопроводов;

ρ – удельная масса (плотность) материала шин.

Остается неясным вопрос, как осуществить оптимальный выбор сечения шин. К сожалению, располагаемая теория передачи энергии постоянного тока на данный вопрос полностью не отвечает.

Первую экспериментальную линию для передачи электроэнергии постоянного тока мощностью около 6 л.с. (4,41 кВт) на расстояние 200 м в Петербурге выполнил в 1874 году русский инженер Ф.А. Пироцкий, подтвердивший принципиальную возможность передачи электроэнергии практически на любое расстояние.

Первенство в разработке теоретических основ электропередачи постоянного тока по проводам принадлежит также нашему соотечественнику Д.А. Лачинову, опубликовавшему в 1880г статью «Электромеханическая работа» в первом номере журнала «Электричество» [3].

Теория передачи энергии постоянного тока Д.А.Лачинова используется до настоящего времени. Основным тезис ее заключался в том, что с увеличением расстояния до потребителя и ростом мощности для сохранения высокого КПД передачи необходимо увеличивать напряжение.

Через год, в 1881 году этот же вывод о необходимости повышения напряжения с увеличением расстояния для повышения эффективности передачи, не ссылаясь на российский опыт, повторил в своем докладе в Парижской академии наук Марсель Депре, который и стал признаваться инициатором передачи электрической энергии. В 1882 году А. Депре осуществил передачу энергии постоянного тока мощностью 0,25 л.с. (0,184 кВт) на расстояние 57 км (от гидроэлектростанции в Мисбахе до Мюнхена) при напряжениях около 1500-2000 В с кпд 60 % [3].

Используемая методика определения сечений проводов элетропередачи

До настоящего времени для поддержания высокого кпд передачи используется методика определения сечения проводов s по задаваемому коэффициенту k , характеризующему допускаемые потери напряжения или мощности в токопроводах: $U_{\text{ш}} = k U_{\text{н}}$ или при том же токе $P_{\text{ш}} = k P_{\text{н}}$,

где $U_{\text{н}} = (U - U_{\text{ш}})$ – напряжение на нагрузке;

U – напряжение на клеммах идеального источника;

$U_{\text{ш}}$ – падение напряжения на сопротивлении двухпроводной линии (с возможным учетом внутреннего сопротивления источника электроэнергии по методу эквивалентного генератора).

В этом случае кпд передачи в соответствии с (1) может быть представлен:

$$\eta = 1 - U_{\text{ш}} / U = 1 - U_{\text{ш}} / (U_{\text{ш}} + U_{\text{н}}) = 1 - k / (k + 1). \quad (4)$$

Коэффициент допустимых потерь k обычно рекомендуется принимать в диапазоне 0,02 – 0,1. Это обеспечивает кпд передачи на уровне 0,90 – 0,98. В более ответственных случаях проектирования – например, электростанции – выбор коэффициента осуществляется после проведения целого комплекса, объемных по своим масштабам, расчетов, учитывающих все экономические аспекты проектируемого объекта.

Так как сопротивление проводов $R_{\text{ш}} = L / (s \sigma)$, а потребляемый ток $I = P_{\text{н}} / U_{\text{н}}$, по-

тери в проводах можно представить следующими равенствами:

$$P_{\text{ш}} = k P_{\text{н}} = I^2 R_{\text{ш}} = (P_{\text{н}} / U_{\text{н}})^2 L / (s \sigma).$$

Из этих равенств сечение определится как

$$s = P_{\text{н}} L / (k \sigma U_{\text{н}}^2), \quad (5)$$

демонстрируя, что при заданной мощности в нагрузке оно зависит от избранного коэффициента k и обратно пропорционально квадрату напряжения. Поэтому при значительной мощности и больших расстояниях передача энергии осуществляется при очень высоких напряжениях в 110, 220, 500 и 800 кВ с дальнейшим понижением напряжения и необходимым преобразованием электроэнергии для промышленного и бытового использования.

Методика предполагает сравнение полученного результата со стандартными сечениями проводов и обязательный контроль сечения по так называемой допустимой токовой нагрузке. Таблицы допустимых токовых нагрузок для различного типа проводов – открытых или с заданной электроизоляцией – представлены во многих электротехнических справочниках. Использование этих таблиц показывает, что основным критерием для определения сечения на практике остается тепловое состояние провода, находящегося в воздушной среде, обеспечивающей ему гарантируемое охлаждение. В качестве предельно допустимой температуры нагреваемого током проводника в соответствии с ГОСТом принимают температуру, близкую к 75° С.

В проводах обмоток многочисленных электротехнических устройств при ограниченном теплосбросе, что приближает их к условиям эксплуатации токопроводов в автономных ЭУ, плотность тока принимается значительно ниже, чем в открытой токопередаче. Например, в медных проводниках, располагаемых в пазах электрических машин большой мощности, она, как правило, не превышает 2,5 – 3 А/мм².

Рассматриваемая методика определения сечения проводников, широко исполь-

зубаемая в промышленной энергетике, в значительной мере является качественной и базируется на опыте проектирования и эксплуатации устройств в известных условиях. С научной точки зрения эффективностью проектируемой энергопередачи задаются, в каждом случае только косвенно касаясь вопросов ее оптимальности. Такой подход не может полностью удовлетворить при проектировании космических и других автономных ЭУ, в которых избыточные масса и установленная мощность являются недопустимыми.

Не отрицая роли напряжения для повышения эффективности электропередачи, выделяемой в качестве приоритетного положения в работах Д.А. Лачинова и А. Декре, необходимо отметить, что более важным параметром для определения сечения токопроводов является величина транспортируемого тока. Это очевидно в сильноточных автономных ЭУ. В его значении отражается и величина мощности, и величина напряжения одновременно. Кроме того, для тока характерна пропорциональность отношению этих величин на входе и выходе электропередачи, так как он неизменен (при отсутствии утечек) по всей линии электропередачи:

$$I = P / U = P_n / U_n. \quad (6)$$

Общий тезис Д.А. Лачинова и А. Декре о повышении напряжения с увеличением расстояния не подкреплен в их теории рекомендациями оптимальных отношений этих величин, то есть рекомендуемой напряженностью электрического поля $\varepsilon_{ш} = U_{ш} / L$, а вместе с ней, и рекомендуемой плотностью тока в шинах

$$j_{ш} = \sigma \varepsilon_{ш}. \quad (7)$$

Анализ режима передачи максимальной мощности

Режим передачи максимальной мощности от активного двухполюсника к пассивному рассматривается практически в каждом учебнике по электротехнике. К сожалению, в отрыве от общей теории электропередачи, без учета особенностей

вольт-амперных характеристик, проектирования и использования источников и потребителей электроэнергии, оставаясь одной из возможных задач электротехники.

В соответствии с теорией вопроса мощность, выделяемая в нагрузке, может быть записана как

$$P_n = R_n I^2 = R_n U^2 / (R_{ш} + R_n)^2.$$

Дифференцированием полученного выражения по R_n , из уравнения $dP_n / dR_n = 0$ находим, что мощность в нагрузке оказывается максимальной при $R_n = R_{ш}$, а потребляемый ток равен половине от тока короткого замыкания, то есть $I = I_{кз} / 2$. При этом КПД передачи в соответствии с выражением (1) составит всего лишь 50 %.

Параметры источника обычно не оговариваются. Создается впечатление, что рассмотрение режима проводится только для знакомства с нежелательной ситуацией в электрической цепи, при которой КПД электропередачи чрезвычайно низок. Указывается, что такой режим приемлем только в слаботочных цепях, например, в системах управления, где мощность исчисляется ваттами или их долями, а КПД не имеет принципиального значения. Вместе с тем, и в слаботочных системах КПД не может быть безразличен, так как они используются с источниками не бесконечной, а соизмеримой мощности.

С энергетической точки зрения это означает, что для того, чтобы в нагрузке мощность была максимальной, нужно точно такую же мощность затратить на обогрев токопроводов и на компенсацию внутренних потерь генератора, а мощность проектируемого генератора по меньшей мере удвоить.

В реальных условиях для потребителя не имеет значения, каким образом эта энергия передана к нему в необходимом количестве, с большими или маленькими потерями. Однако это имеет принципиальное значение для определения мощности проектируемого генератора, его рабочей точки и наиболее полного использования его в составе автономной ЭУ.

Все генераторы по своей эквивалентной схеме могут приближаться или к источникам напряжения, или к источникам тока. Для источников с непосредственным преобразованием тепловой и солнечной энергии в электрическую трудно осуществить жесткую привязку к одному из теоретических эквивалентов. По внешним характеристикам они занимают промежуточное положение. В этом случае режим максимальной мощности в автономных ЭУ приобретает дополнительные особенности, а при использовании в качестве первоисточника энергии солнца или атомного реактора, практически неограниченной тепловой мощности, может составить предмет самостоятельного исследования.

Выразим характерную связь сопротивлений $R_n = R_{ш}$ для режима максимальной мощности через плотность тока в шинах с учетом, что $s = I/j$ и выражения (6).

Так как $R_{ш} = L / (\sigma s) = (L / \sigma) (j / I_n) = (L U_n / \sigma P_n) j$, а сопротивление нагрузки $R_n = U_n / I_n = U_n^2 / P_n$ то при их равенстве получим

$$j = j_n = \sigma \varepsilon_n = \sigma U_n / L. \quad (8)$$

Это равноценно замене $U_{ш}$ на U_n в ранее указанном выражении $j_{ш} = \sigma \varepsilon_{ш}$. В режиме короткого замыкания нагрузки, когда $U_n = 0$ и потери напряжения в шинах равны входному напряжению ($U_{ш} = U - U_n = U$), плотность тока в шинах приобретает величину

$$j = j_{кз} = \sigma \varepsilon_{кз} = \sigma U / L. \quad (9)$$

Поэтому режим передачи максимальной мощности можно характеризовать соотношением:

$$j = j_{ш} = j_n = j_{кз} / 2. \quad (10)$$

Так как $U = U_{ш} + U_n$, делением почленно равенства на L получаем, что $\varepsilon_{кз} = \varepsilon_{ш} + \varepsilon_n$ и, следовательно, $j_{кз} = j_{ш} + j_n$.

Выбор критериев и вывод формул для определения оптимальных параметров электропередачи

Оптимизация плотности тока в шинах по минимуму массы энергопередачи автономных ЭУ

В автономных ЭУ оптимизацию токопроводов нельзя выполнить без учета источника энергии. Любые потери в токопроводах $P_{ш}$ должны быть обеспечены увеличением не только мощности источника на величину этих потерь $P = P_n + P_{ш}$, но и сопровождаться ростом его массы на дополнительную величину G_d , соответствующую этим потерям. Поэтому при повышенной плотности тока и небольшой массе шин $G_{ш}$ можно значительно больше потерять на росте потерь в шинах и массе генератора. В автономных ЭУ важнее получить минимум совокупной массы энергопередачи.

Не рассматривая характерные особенности источников энергии, в качестве обратной связи при оптимизации выгодно характеризовать источник и всю автономную ЭУ весовой «стоимостью» каждого генерируемого и потерянному ватта полезной мощности, или так называемой относительной массой автономной энергоустановки γ , измеряемой в кг/Вт. При проведении экономических расчетов эта величина может быть рассмотрена в качестве параметра, исчисляемого в руб/Вт.

Таким образом, для определения оптимальной плотности тока в токопроводах задача может сводиться к поиску минимума массы электропередачи

$$G_n = G_{ш} + G_d, \quad (11)$$

где $G_{ш}$ – собственная масса шин по выражению (2);

$G_d = \gamma P_{ш}$ – дополнительная масса генератора;

$P_{ш}$ – электрические потери в шинах согласно (3);

γ – относительная масса энергоустановки в кг/Вт.

Для перспективных космических ЯЭУ относительная масса ЭУ $\gamma = 0,02 - 0,2$ кг/Вт.

Масса электропередачи будет зависеть от плотности тока в шинах следующим образом:

$$G_{\text{п}} = \rho V_{\text{ш}} + \gamma(j^2 / \sigma) V_{\text{ш}} = \rho I L / j + \gamma j I L / \sigma. \quad (12)$$

Каждую из слагаемых уравнения (12) и их общую сумму можно представить качественными графическими зависимостями от плотности тока, если принять, что параметры проектирования ($\rho I L$) и ($\gamma I L / \sigma$) неизменны (рис. 3).

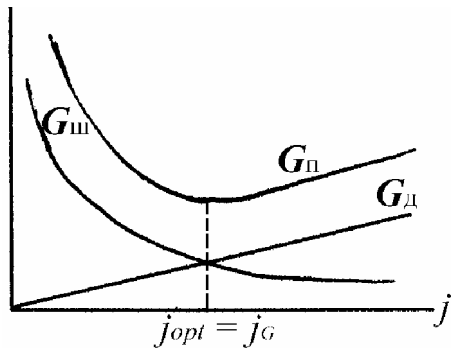


Рис. 3. Характерные зависимости суммарной массы энергопередачи $G_{\text{п}}$ и ее составляющих $G_{\text{ш}}$ и $G_{\text{д}}$ от плотности транспортируемого тока

Зависимости от плотности тока каждой из составляющих массы энергопередачи наглядно демонстрируют смысл возможной оптимизации. Из рис. 3 очевидно, что оптимальная плотность тока наблюдается при минимуме функции $G_{\text{п}} = f(j)$. Можно утверждать, что минимум этой функции получается при равенстве ординат составляющих:

$$G_{\text{ш}} = G_{\text{д}}. \quad (13)$$

Это равенство подчеркивает, что оптимизация шин автономных энергоустановок без учета дополнительной массы генератора $G_{\text{д}}$, которая составляет половину суммарной массы энергопередачи, является грубой ошибкой.

Анализ графических зависимостей рис. 3 позволяет установить характерную

оптимальную плотность тока в шинах из равенства (13), если записать его как $\rho V_{\text{ш}} = \gamma(j^2 / \sigma) V_{\text{ш}}$. Откуда

$$j_{\text{opt}} = j_G = \sqrt{\rho \sigma / \gamma}. \quad (14)$$

Оптимальное значение напряженности электрического поля в шинах из условий минимума массы электропередачи может быть вычислено по выражению:

$$\varepsilon_{\text{opt}} = \varepsilon_G = U_{\text{ш}} / L = j_G / \sigma = \sqrt{\rho / (\sigma \gamma)}. \quad (15)$$

Аналогичные результаты для j_{opt} и ε_{opt} можно получить после дифференцирования (12) из уравнения вида

$$d G_{\text{п}} / d j = 0.$$

Полученные выражения для оптимальной плотности тока (14) и оптимальной напряженности электрического поля (15) в шинах являются исключительно интересными результатами. Они оказываются независимыми от основных параметров проектирования – длины шин L , величины транспортируемого тока I , мощности или напряжения в нагрузке, определяются исключительно физическими свойствами материала токопровода и общей относительной массой энергоустановки γ .

Полученные зависимости позволяют ответить на все основные вопросы, связанные с оптимальностью электропередачи. Они удобны для оперативного вычисления массы и габаритов шин вместо ранее проводимых масштабных оптимизационных расчетов с использованием ЭВМ, а также для сравнения и обоснованного выбора используемых материалов токопроводов.

В частности, считая заданными значения $U_{\text{н}}$, $P_{\text{н}}$ и L , при $j_{\text{opt}} = j_G$ могут быть вычислены остальные оптимальные параметры электропередачи: по выражению (2) – значение оптимальных потерь в шинах $P_{\text{ш}}$, по выражению (3) – значение оптимальной массы шин $G_{\text{ш}}$, по выражению (15) для напряженности электрического поля – оптимальное падение напряжения в шинах $U_{\text{ш}}$, а по (4) с учетом равенства $U = U_{\text{н}} + U_{\text{ш}}$ и вы-

ражения (9) – оптимальный КПД энергопередачи

$$\eta_{opt} = 1 - \varepsilon_{opt} / \varepsilon_{кз} = 1 - j_{opt} / j_{кз}. \quad (16)$$

На рис.4 представлена зависимость характерной оптимальной плотности тока от величины относительной массы ЭУ, вычисленная по (14) для некоторых проводящих материалов.

Оптимизация плотности тока по минимуму относительной массы автономной ЭУ

Вычисляемые значения оптимальной плотности тока в шинах $j_{opt} = j_G$ и напряженности электрического поля $\varepsilon_{opt} = \varepsilon_G$ по выражениям (14) и (15) могут оказаться незначительно завышенными, а реальная масса шин заниженной. Это связано с тем, что предварительно принимаемый за постоянную параметр γ сам является функцией массы электропередачи и до определения массы шин может быть недостаточно точным. При этом вполне допустима итерация параметра γ , которая будет характеризоваться быстрой сходимостью. Даже грубая

ошибка в предварительно задаваемой величине γ на 10 % обеспечит вычисление плотности тока с ошибкой, не превышающей 5 % ($\sqrt{1,1} = 1,0488$)

Указанная ранее независимость для характерной оптимальной плотности тока по выражению (14) от величины тока, удаленности потребителя, а также и от величины напряжения или мощности, является как достоинством, так и недостатком принятого критерия оптимизации. Для более точного определения оптимальной плотности тока критерием оптимизации может быть рассмотрен минимум уточняемой относительной массы всей автономной ЭУ γ_p .

Суммарная масса ЭУ, включающая основную массу генератора G_n и массу электропередачи по выражению (11), отнесенная к величине полезной мощности энергоустановки P_n , составит уточняемое значение относительной массы всей ЭУ

$$\gamma_p = (G_n + G_{п}) / P_n = (G_n + G_{ш} + G_{д}) / P_n. \quad (17)$$

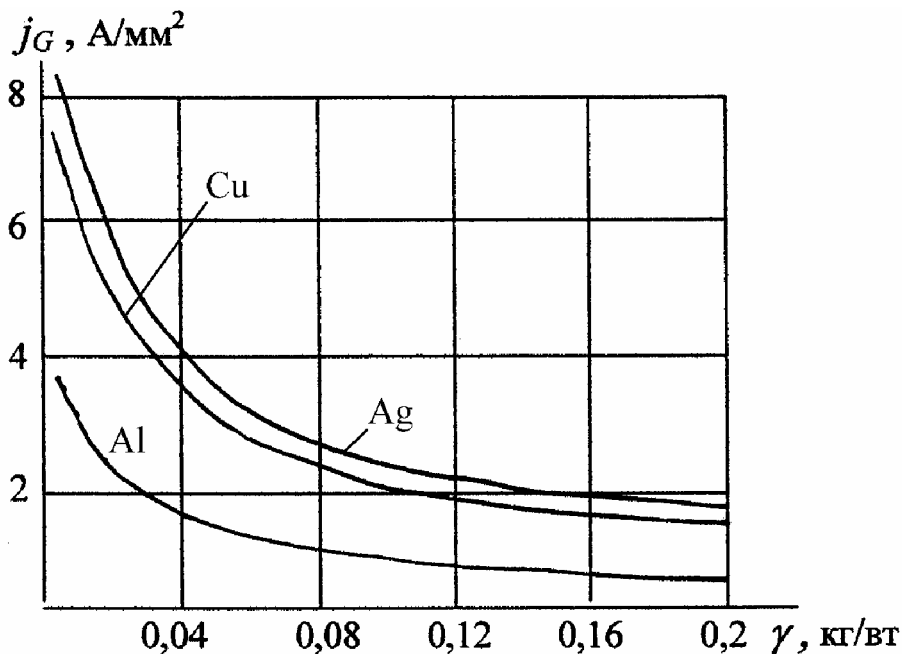


Рис. 4. Зависимость характерной оптимальной плотности тока в шинах от относительной массы ЭУ для серебра, меди и алюминия при температуре 20° С. по (14)

Так как мощность в нагрузке P_n может быть представлена через общую генерируемую мощность как $P_n = P - P_{ш} = P - j I L / \sigma$, а основная масса генератора, обеспечивающая номинальную нагрузку, как $G_n = \gamma P_n = \gamma (P - j I L / \sigma)$, то искомый параметр γ_p оказывается связанным с плотностью тока следующим образом:

$$\gamma_p = [\gamma (P - j I L / \sigma) + \rho I L / j + \gamma j I L / \sigma] / (P - j I L / \sigma). \quad (18)$$

При постоянстве остальных параметров, к числу которых отнесена и предварительно задаваемая величина γ , продифференцировав по j и приравняв нулю выражение (18), после упрощений с учетом ранее установленных зависимостей получим уравнение вида:

$$j^2 + 2 (j_G^2 / j_{кз}) j - j_G^2 = 0,$$

в котором связь с величинами генерируемой мощности или напряжения и удаленностью потребителя устанавливается через характерные оптимальную плотность тока по (14) и плотность тока короткого замыкания по выражению (9).

Отсюда оптимальная плотность тока в шинах

$$j_P = j_G (-\kappa_j + \sqrt{\kappa_j^2 + 1}), \quad (19)$$

где $\kappa_j = (j_G^2 / j_{кз}) = \rho I L / (\gamma P)$ – отношение характерных плотностей тока, вычисляемых по (9) и (14).

Нетрудно убедиться, что при $\gamma_p = \gamma$ уравнение (18) повторит условие оптимальности по (13).

Из (19) следует, что при $\kappa_j \ll 1$ влияние уровня транспортируемой мощности на оптимальные значения плотности тока незначительно и оба значения j_P и j_G близки друг к другу.

Используя полученный результат в качестве оптимальной плотности тока $j_{opt} = j_P$, можно получить все остальные оптимальные параметры электропередачи, как это было указано ранее.

При поиске оптимальных параметров электропередачи принималось, что физичес-

кие свойства материала токопровода (плотность ρ и удельная электропроводность σ) остаются неизменными. В действительности, они в значительной степени – и особенно величина σ – зависят от температуры токопровода. Поэтому при вычислении характерной плотности тока в шинах по (14) эти величины должны быть приняты при температуре шины. При неудачно принятых значениях σ здесь также возможна итерация.

Проведенные расчетные исследования на ЭВМ тепловых режимов плоских токоведущих шин при различных условиях эксплуатации, в том числе в условиях повышенной окружающей температуры и отсутствии конвективного теплообмена (при сбросе тепла излучением), показывают, что собственный перегрев шин с плотностью тока по (19) относительно температуры окружающей среды обычно не превышает 100°C . Это позволяет достаточно точно предсказать температуру шины, при которой должна быть принята удельная электропроводность. Оценки показывают, что даже заведомо неудачный предварительный выбор электропроводности по температуре обеспечивает практически полную сходимость результатов уже после второй итерации [4].

Основной критерий выбора материала токопроводов в автономных энергетических установках

Анализируя зависимость характерной оптимальной плотности тока от величины относительной массы установки рис. 4, трудно отдать предпочтение одному из рассматриваемых или каким-то другим – не указанным здесь – материалам.

В любой автономной ЭУ существует стремление выполнить шины с повышенной плотностью тока для уменьшения их сечения и массы при одновременном снижении в них потерь. Поэтому выбираемый материал токопроводов по своим физическим свойствам должен характеризоваться в соответствии с выражениями (14) и (15) максимальной величиной произведения физических свойств ($\rho \sigma$) при минимальном их отношении ρ/σ .

Сравнительная оценка меди, серебра и алюминия по относительному критерию массы шин $g_{ш}$.

Температура	Медь	Серебро	Алюминий
При 20°С	$12,5 \times 10^{-3}$	$12,9 \times 10^{-3}$	$8,69 \times 10^{-3}$
При 300°С	$16,8 \times 10^{-3}$	$18,8 \times 10^{-3}$	$13,16 \times 10^{-3}$

Вместе с тем, если в транспортируемых ЭУ наиболее важным остается минимизация массы, может быть предложен один общий критерий, который позволит без объемных предварительных вычислений осуществить выбор наиболее выгодного материала.

В соответствии в (3) при $j_{opt} = j_G$ по (14) оптимальная масса токоведущих шин в ЭУ составит:

$$G_{ш\,opt} = \rho V_{ш} = \rho s L = \rho I L / j_G = \sqrt{\rho/\sigma} (I L \sqrt{\gamma}).$$

Оценить роль разных материалов в качестве токопроводов на основе полученного выражения можно для одних и тех же значений параметров проектирования I , L и γ , то есть при $(I L \sqrt{\gamma}) = \text{const}$. В этой связи в качестве основного критерия выбора материала в автономных энергетических установках может быть принята минимальная величина

$$g_{ш} = \sqrt{\rho/\sigma}. \quad (20)$$

В частности, сравнение по (20) в системе СИ физических свойств рассматриваемых на рис. 4 материалов при температуре 20° и 300° С показывает, что минимальным значением указанного критерия, а следовательно и массы шин, будут обладать шины, выполненные из алюминия

(см. табл. 1). Еще более низкими показателями будут обладать не очень типичные в качестве материалов токопроводов натрий и литий.

Любое уточнение оптимальной плотности тока при таком выборе материала не имеет принципиального значения, так как сравнение материалов является относительным.

Список литературы

1. Троицкий С.Р., Быстров П.И., Баранников А.Л. Исследование и экспериментальная отработка высокотемпературных агрегатов системы электроснабжения ядерной энергетической установки с термоэмиссионным реактором-преобразователем / Сб.: РКТ. Сер. Ракетно-космические двигатели и энергетические установки. – Вып. 3 (141). Системы и средства бортовой энергетики, – НИИТП, М., 1993, с. 106 – 113.
2. Троицкий С.Р., Дегтярь В.Г, Соколов В.П. Исследование работы термоэмиссионного реактора-преобразователя модульного построения при отказах типа короткого замыкания или обрыва электрической цепи/ РКТ. Труды РКК “Энергия” им. С.П. Королева. – Серия XII. Вып.3-4.– 1995, с.145– 158.
3. Каплянский А.Е., Лысенко А.П., Полотовский Л.С. Теоретические основы электротехники. Изд. «Высшая школа» М. – 1972, с.448.
4. Троицкий С.Р. Метод определения оптимальной плотности тока в силовых шинах космических энергетических установках большой мощности/ РКТ. Труды РКК “Энергия” им. С.П. Королева. – Серия XII. Вып.3-4. – 1995, с.178–186

ОСОБЕННОСТЬ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА БЕСКОНЕЧНО ТОНКОМ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ КРУГЛОМ ДИСКЕ

И.П. КОЗЛОВ, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук

Исследованию дифракции электромагнитных волн на идеально проводящем бесконечно тонком диске посвящено большое количество работ, например, [1–5, 11–16]. Задача представляет интерес в методическом плане в связи с особенностью на краю диска. Аналитические свойства решения краевых задач дифракции, как показано в [6, 7], позволяют выявить возможности построения корректных вычислительных алгоритмов. Так структура диаграммы рассеяния определяется в основном наибольшим размером отражателя в длинах волн. В результате система линейных алгебраических уравнений, являющаяся решением задачи дифракции на диске, разрешима методом редукций при количестве членов разложения $N > kr + 2$, где r – радиус диска, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Алгоритм решения задачи устойчив, когда минимальная сфера, охватывающая особенности волнового поля, целиком содержится внутри рассеивателя.

При асимптотическом решении задачи дифракции на диске по физической теории дифракции [4] сначала рассматривается задача о дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящей полуплоскости, это решение получено из асимптотического преобразования строгого решения для клина. Выделяется равномерная часть тока, возбужденного на поверхности отражателя (диска) в приближении физической оптики, и неравномерная часть, возникающая вблизи края диска, которая быстро ослабевает при удалении от края. Поле излучения, создаваемое неравномерной частью тока, находится сравнением с решением для края полуплоскости, а взаимодействие краев (диска) рассматривается при вторичной дифракции. При скользком падении волны на диск краевая

зона, занятая неравномерной частью тока, значительно расширяется и тогда влияние края становится существенным, при этом выделены три типа решения вблизи угла падения плоской волны $\theta_0 \sim \pi/2$.

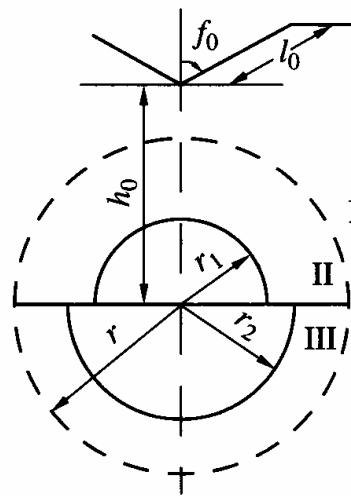


Рис. 1. Возбуждение крестообразным вибратором диска с двумя полусферами

В [5] задача дифракции на диске решается при разделении переменных в сферических координатах по схеме, данной в [8] (рис. 1), классическим методом частичных областей. В этом случае решения в частичных областях I, II, III сшиваются по методу наименьших квадратов (усредненных условий непрерывности проекций векторов поля на границе между областями). Решение задачи дифракции сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд волн (коэффициентов разложения по сферическим гармоникам) для каждой азимутальной гармоники m по φ в силу осевой симметрии задачи. Приближенное решение задачи получается при использовании метода усечения бесконечной системы урав-

нений. Точность решения определяется внутренней сходимостью решения и числом учитываемых членов разложения. Поля рассматриваются в дальней зоне, в этом случае решение сходится. Расходится решение для поля вблизи кромки диска, расчет которого необходим, например, при использовании метода интегральных уравнений. Примененный нами прямой метод решения задачи дифракции на диске надежнее этого метода, поэтому вопросы устойчивости, сходимости решения не возникают, как это и показывают численные исследования.

Рассмотренное решение для диска, сопряженного с двумя полусферами, используется в модели двух тел для предварительного проектирования антенн с диском около космического аппарата [9]. В настоящей статье численные исследования проводятся, прежде всего, для модели «чистого» диска, $r_1 = r_2 = 0$. Основными вопросами являются адекватность модели антенны с диском и точность расчета, которая по постановке задачи проектирования не требуется выше 7% по полю. Дается анализ применимости решения, сравнение полученных результатов с известными расчетными и экспериментальными данными. Ниже на рис. 2–6 представлены результаты сравнения диаграмм направленности (ДН) антенны с диском, причем результаты расчетов по формулам, данным в [5], показаны сплошными кривыми, в приближении физической оптики – штрихпунктирными кривыми, а известные из литературы – пунктирными кривыми.

Диск можно рассматривать как вырожденный сплюснутый сфероид. В этом случае

задача о дифракции на диске имеет строгое решение, но оно непригодно для численных расчетов в квазиоптической области, когда размеры диска велики по сравнению с длиной волны. В таком представлении диск рассматривается, например, в работе [14], где приводятся характеристики излучения четверть волнового электрического вибратора, расположенного вдоль оси диска. На рис. 2 даны эти расчетные ДН при $kr = 3$ и $kr = 6,5$ в сравнении с полученными нами. Результаты расчетов полностью совпадают.

На рис. 3, 4 изображены расчетные ДН элементарной щели, находящейся в центре диска электрического радиуса $kr = 1$ и $kr = 2$, соответственно в Е и Н плоскостях, в сравнении с результатами расчетов, приведенными в [3], где решение представляется в виде разложения по сфероидальным функциям. Хорошее совпадение кривых при $kr = 2$ подтверждает правильность проведенных расчетов. Некоторое различие ДН для случая $kr = 1$ остается непонятным, хотя в максимуме и не превышает 10% по полю.

При больших радиусах диска ряды сфероидальных функций сходятся медленно, расчет возбуждения диска, как сплюснутого сфероида становится затруднительным. Для этого случая в [15] задача сводится к интегральному уравнению. На рис. 5 показаны взятые из [15] расчетные данные ДН при возбуждении диска линейным вибратором длиной $kl_0 = 1,4$, расположенным по оси диска электрического радиуса $kr = 4\pi$ и $kr = 6\pi$, в сравнении с полученными нами.

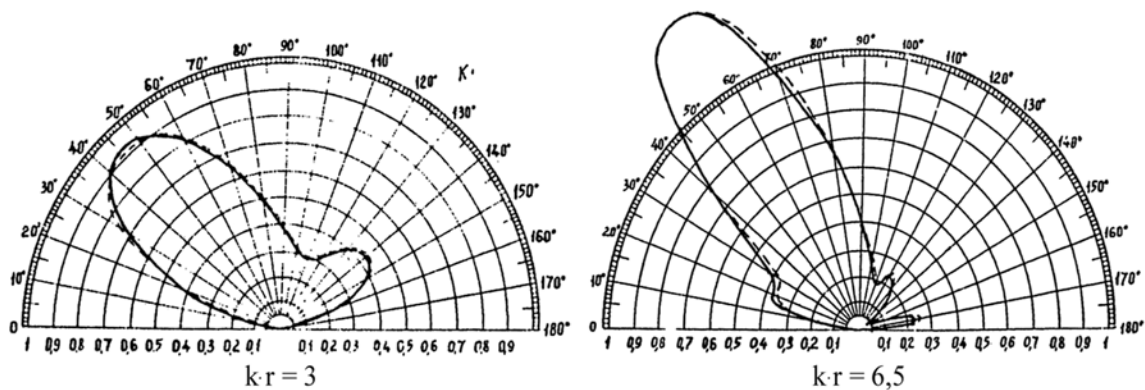


Рис. 2. Диаграммы направленности при возбуждении диска вибратором, расположенным на оси диска

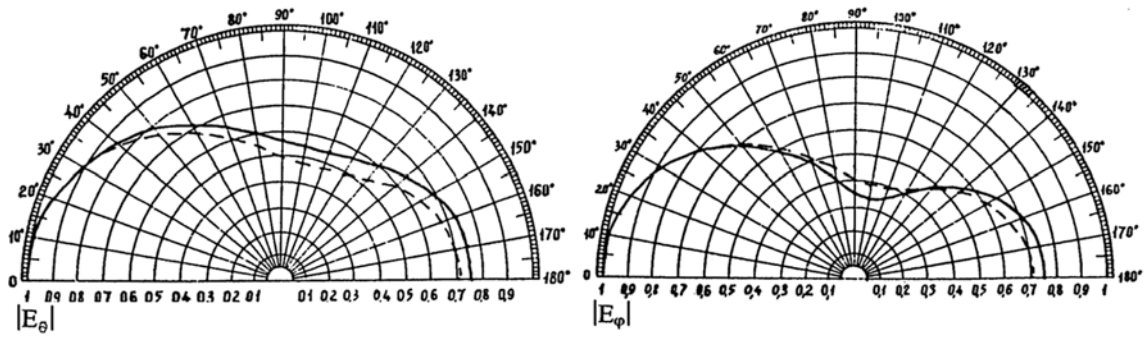


Рис. 3. Диаграммы направленности в Е и Н плоскостях при возбуждении диска элементарной щелью, расположенной в центре диска, $k r = 1$

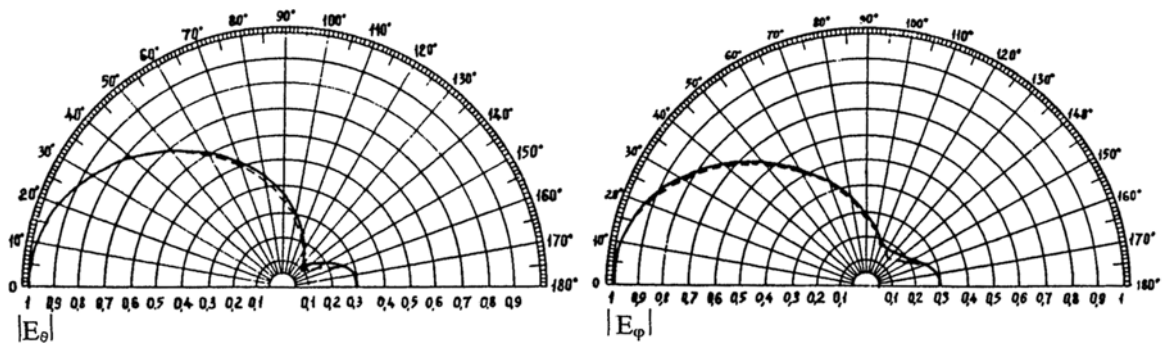


Рис. 4. Диаграммы направленности в Е и Н плоскостях при возбуждении диска элементарной щелью, расположенной в центре диска, $k r = 2$

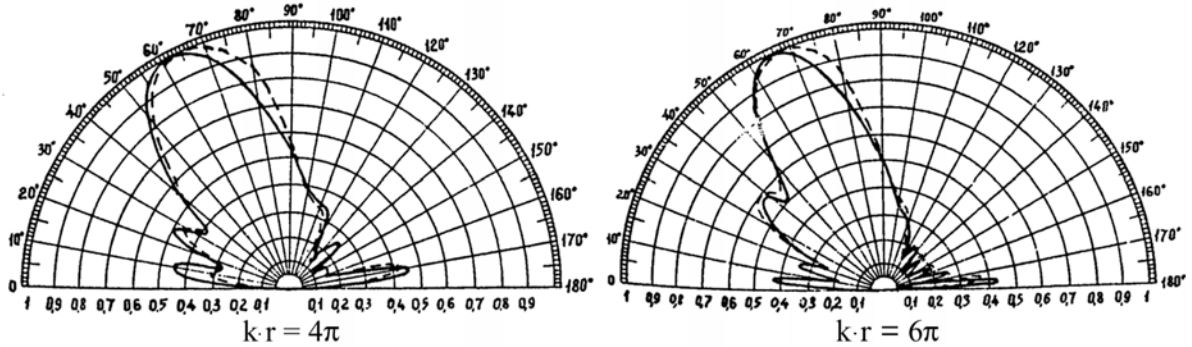


Рис. 5. Диаграммы направленности при возбуждении диска вибратором, расположенным на оси диска

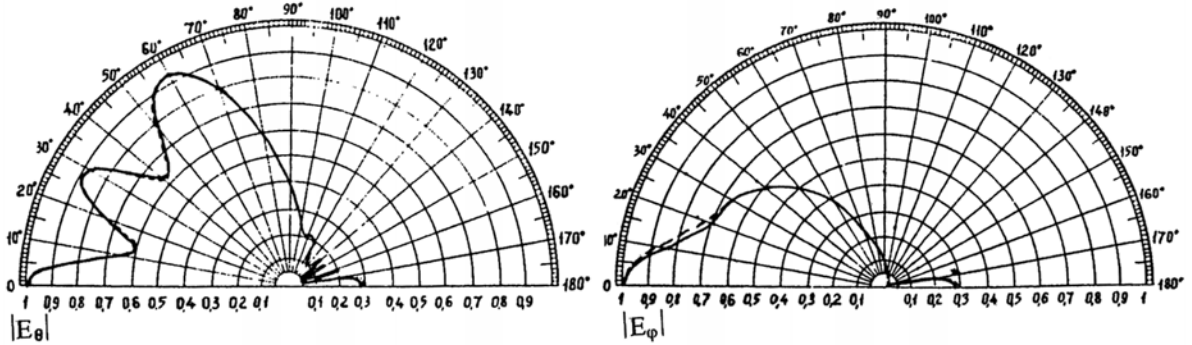


Рис. 6. Диаграммы направленности в Е и Н плоскостях при возбуждении диска элементарной щелью, расположенной в центре диска, $k r = 15$

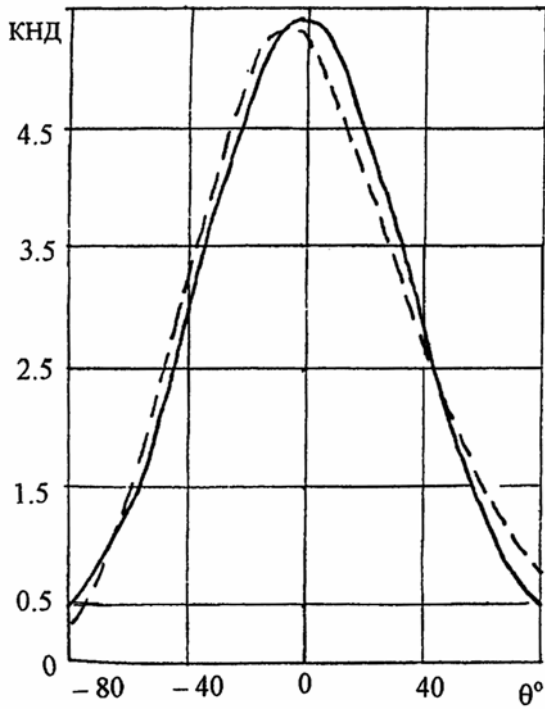


Рис. 7. Расчетная и экспериментальная (пунктир) ДН турникетной антенны с диском изд. 11Ф95 при $kr_{+1} = 2,1$; $kh_0 = 1,6$; $f_0 = 135^\circ$

ДН хорошо совпадают во всем пространстве за исключением небольшой области $\theta \sim 80^\circ$. Различие ДН несколько больше при $kr \sim 4\pi$, в этом случае, вероятно, еще недостаточно хорошо «работает» асимптотика, используемая в [15].

На основе решения интегрального уравнения в [2] получены асимптотические выражения для поля, возникающего в дальней зоне, при возбуждении идеально проводящего диска элементарной щелью, расположенной в центре диска. В этой же работе даны расчетные ДН. На рис. 6 приведены эти ДН при $kr = 15$ в сравнении с полученными нами. Результаты расчетов полностью совпадают.

Турникетный излучатель над диском является антенной, имеющей широкое применение в антенной технике. На рис. 7 дается расчетная ДН такой антенны, вычисленная в единицах коэффициента направленного действия (КНД), с параметрами $kr = 2,1$; $f_0 = 135^\circ$, $kr_3 = 1,6$. На этом же рисунке пунктирной кривой показана экспериментальная ДН, любезно предоставленная И.Д. Дордусом.

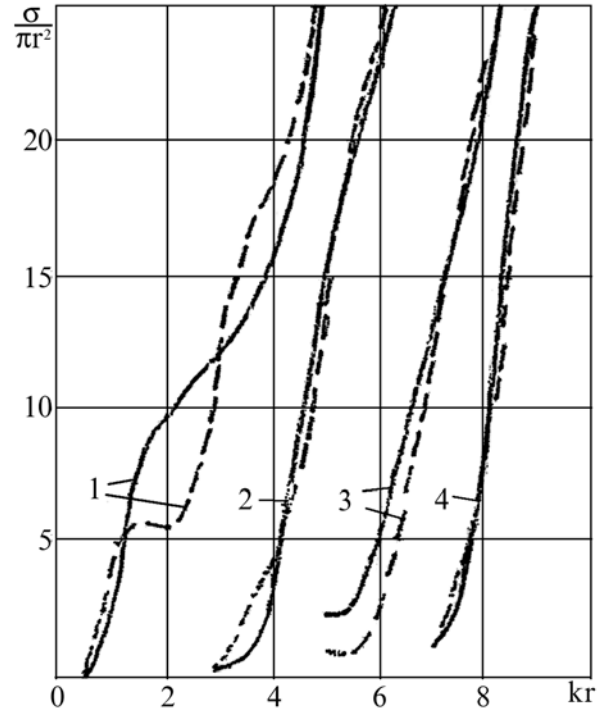


Рис. 8. Кривые поперечного сечения обратного рассеяния (σ) при $\theta_0 = 0$ и 1 – $kr_1 = 0$; 2 – $kr_1 = 3$; 3 – $kr_1 = 5$; 4 – $kr_1 = 7$

Результаты хорошо совпадают, что показывает адекватность рассматриваемой модели диска.

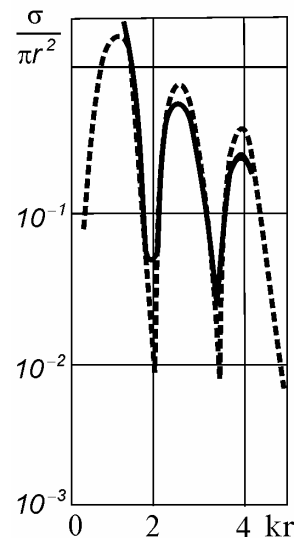


Рис. 9. Кривые поперечного сечения обратного рассеяния (σ) при $\theta_0 = 90^\circ$ для горизонтально поляризованной плоской волны

На рис. 8 приведены кривые поперечного сечения обратного рассеяния (σ)

при нормальном падении плоской волны на диск с полусферами различных радиусов в зависимости от размера диска, пунктир – расчет в приближении физической оптики. Результаты расчетов в случае $r_1 = r_2 = 0$ совпадают с известными из [16].

На рис. 9 показаны поперечные сечения обратного рассеяния при падении горизонтально поляризованной плоской волны под углом $\theta = 90^\circ$ к нормали диска. Общее поведение рассчитанных нами кривых и заимствованных [16] совпадает.

Результаты расчетов осесимметричного возбуждения диска кольцом магнитного тока ($j_0 = e^{i\varphi}$, $m = 1$, $kr_j = 1$) показаны на рис. 10 – 11. На рис.10 приведены ДН при возбуждении диска различных размеров. Следует отметить колебательный характер ДН, ярко выраженный для E_θ составляющей. Число осцилляций в области $\theta < 90^\circ$ равно числу длин волн, укладываемых на радиусе диска. С увеличением радиуса диска

происходит колебание лепестка в ДН вблизи оси z , лепесток при этом сужается. При возбуждении диска радиуса больше 6λ ДН (по огибающей) близка к той, которая рассчитана для плоскости. Поле у кромки диска с увеличением расстояния от стороннего тока уменьшается, но увеличивается длина кромки диска и сужается лепесток. Мощность излучения кольца тока пропорциональна радиусу диска, который является определяющим параметром задачи. В результате амплитуда колебания лепестка в ДН не затухает. На рис. 11 приведены кривые изменения КНД в главном направлении ($\theta = 0$) при возбуждении диска и полусферы в зависимости от их размеров. Кривые носят колебательный незатухающий характер, переходя при больших размерах диска к синусоиде с периодом, который равен длине волны. Такой характер поведения КДН в главном направлении определяется числом длин волн, укладываемых на радиусе диска.

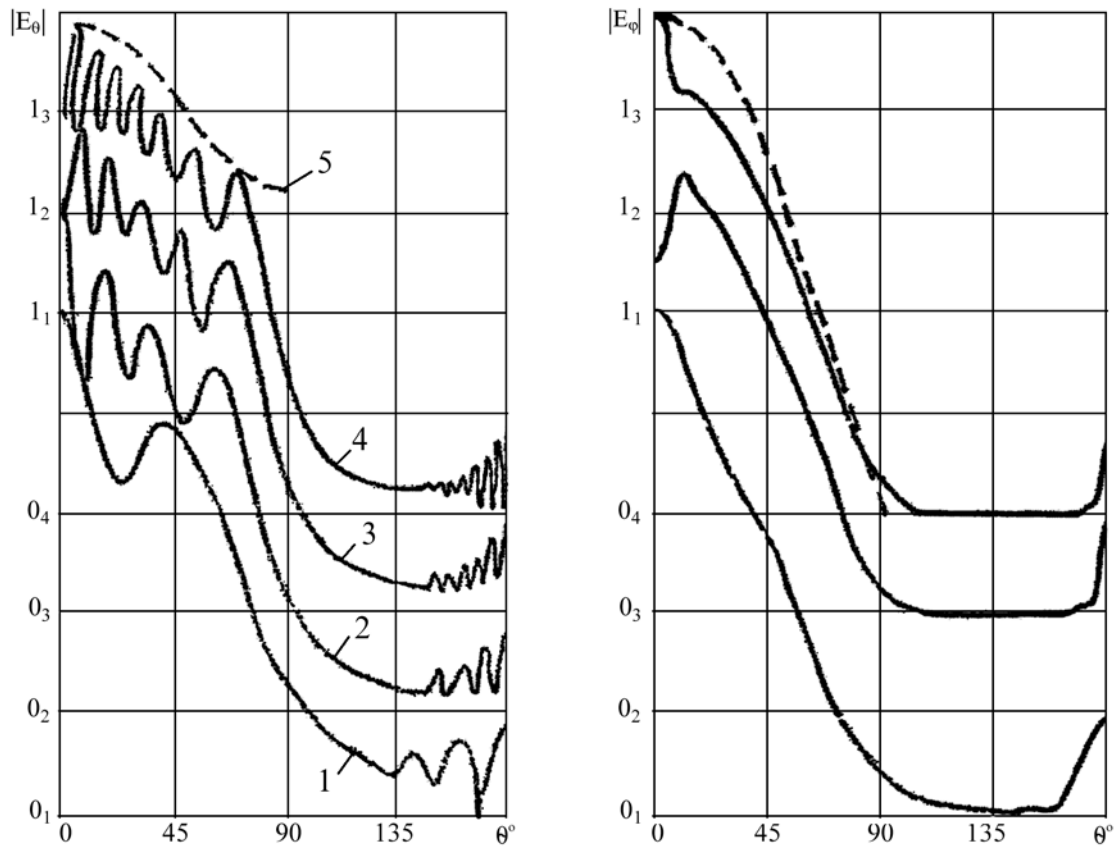


Рис. 10. Диаграммы направленности при возбуждении диска кольцевой щелью ($kr_m = 1$, $m = 1$) для 1 – $kr = 10$; 2 – $kr = 22$; 3 – $kr = 32$; 4 – $kr = 40$; 5 – $kr = \infty$

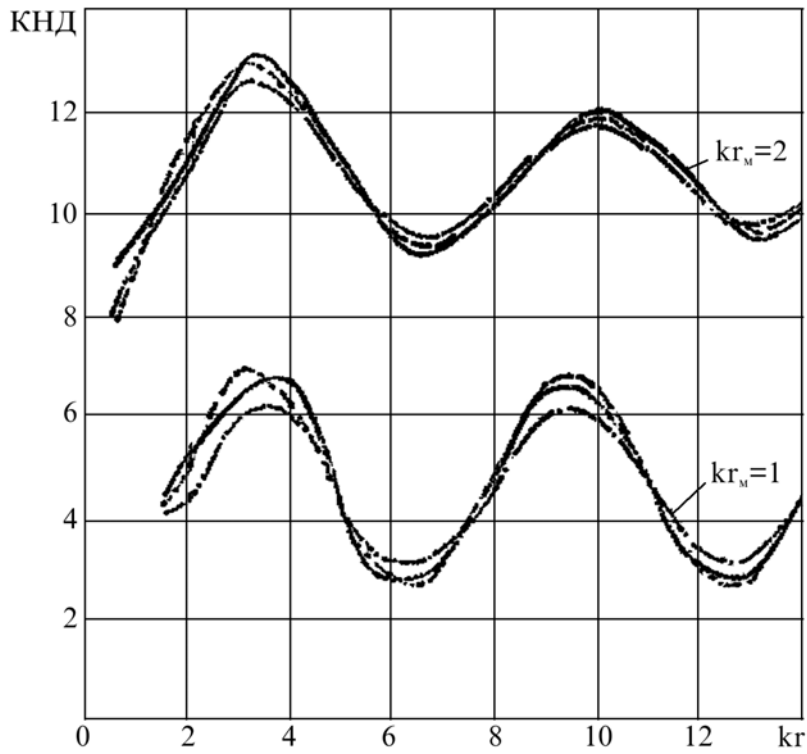


Рис. 11. Изменение коэффициента направленного действия для $\theta = 0$ при возбуждении диска и полусферы (штрих-пунктир) кольцевой щелью (1 - $kr_m = 1$, 2 - $kr_m = 2$, $m = 1$),
 — $r_2 = 0$; — · — $r_2 = r$; - - - - физ. опт.

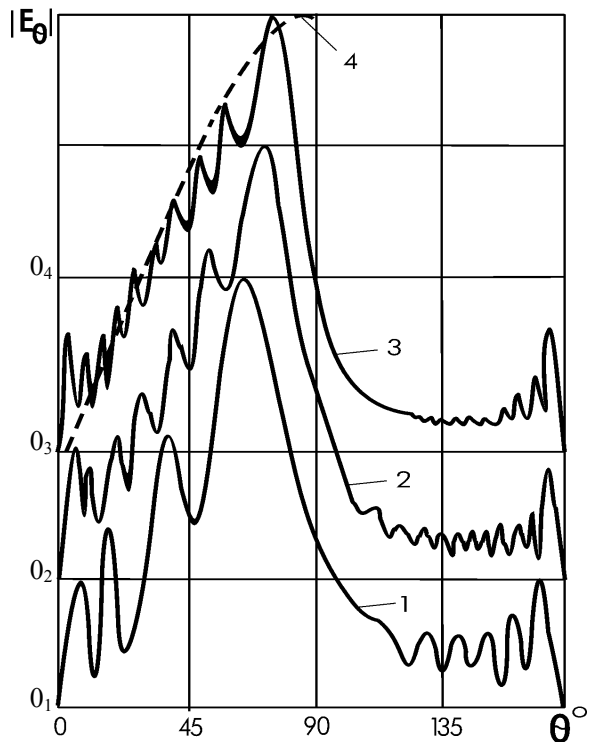


Рис. 12. Диаграммы направленности при возбуждении диска вибратором, расположенным на оси диска ($m = 0$) для 1 - $kr = 20$; 2 - $kr = 40$; 3 - $kr = 60$; 4 - $kr = \infty$

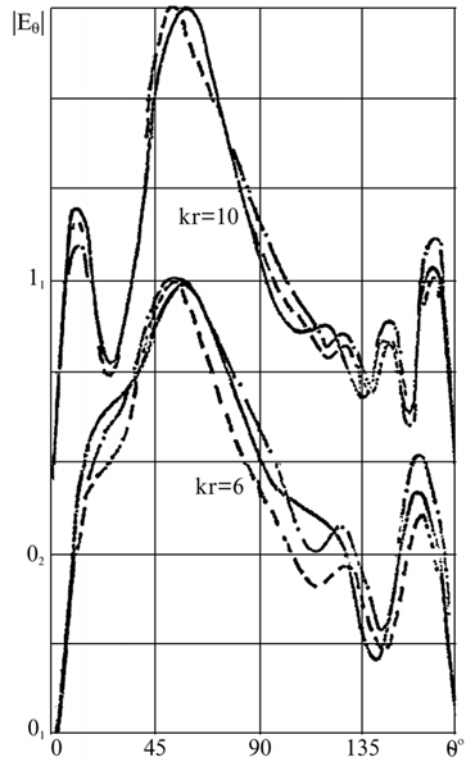


Рис. 13. Диаграммы направленности при возбуждении диска и полусферы (штрих-пунктир) вибратором, расположенным на оси диска ($m = 0$) для — $r_2 = 0$; — · — $r_2 = r$; - - - - физ. опт.

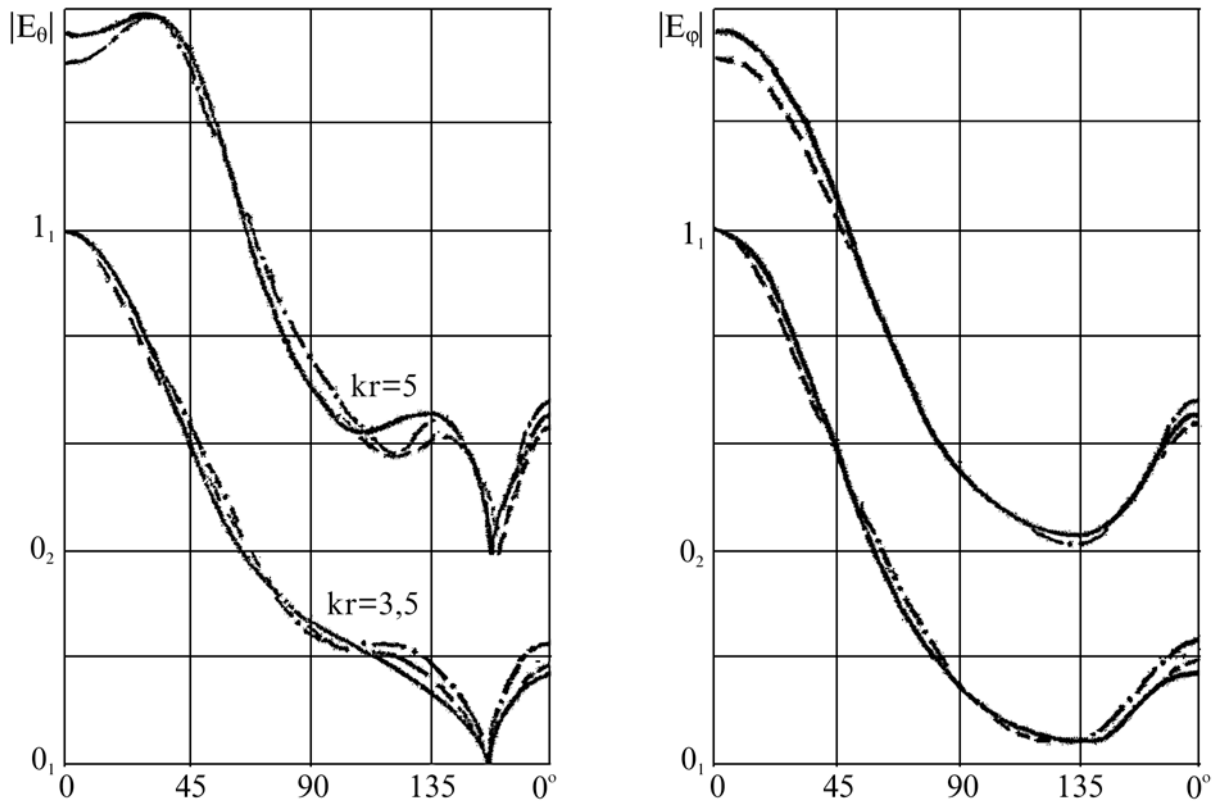


Рис. 14. Диаграммы направленности при возбуждении диска и полусферы кольцевой щелью, $m = 1$, $k_m = 1$, — — — $r_2 = 0$; - · - - $r_2 = r$; - - - - физ. опт.

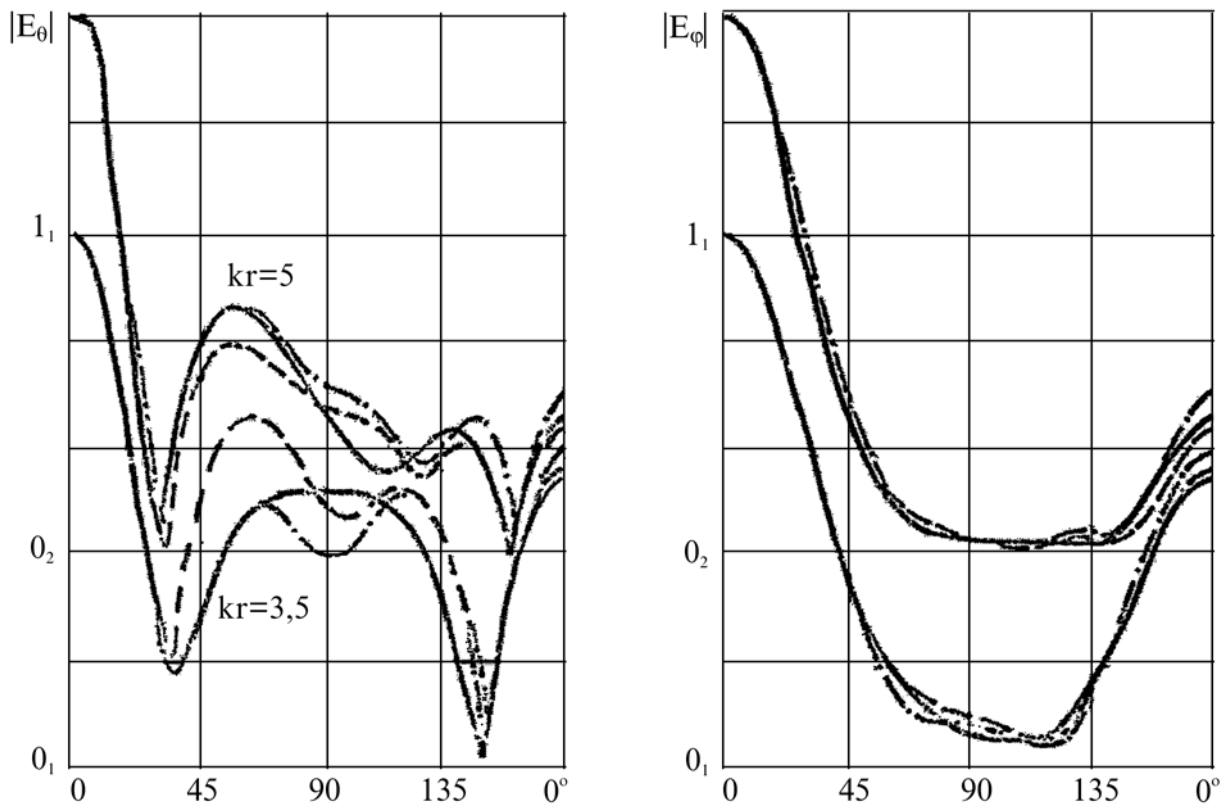


Рис. 15. Диаграммы направленности при возбуждении диска и полусферы кольцевой щелью, $k_m = 3$, — — — $r_2 = 0$; - · - - $r_2 = r$; - - - - физ. опт.

На рис. 12, 13 показаны ДН при возбуждении диска различных размеров линейным вибратором ($kl_0 = 1,4$), расположенным по оси z . Число осцилляций в ДН на рис. 12 в области $\theta < 90^\circ$, как и в случае первой модуляции по φ ($m = 1$), равно числу длин волн, укладываемых на радиусе диска. Огибающая ДН в области $\theta < 90^\circ$ при $kr > 40$ близка к той, которая рассчитана для плоскости. На рис. 13 приведены результаты расчета для диска и полусферы ($m = 0, kl_0 = 1,4$), в том числе в приближении физической оптики, которое дает хороший результат уже при $kr > 6$.

На рис. 14 приведены ДН при возбуждении диска кольцом магнитного тока ($kr_M = 1$), включая результаты расчета в приближении физической оптики, приближение приемлемо уже при $kr \geq 3,5$. На рис. 15 приведены расчетные ДН при возбуждении диска, полусферы ($kr_2 = kr$), когда электрический радиус кольца магнитного тока равен 3. При $kr = 5$ эти данные совпадают с результатами расчета в приближении физической оптики. В случае $kr = 3,5$ результаты расчетов отличаются из-за близкого расстояния стороннего тока от края диска.

При обобщении полученных результатов выделим резонансную область при $r < \lambda$. Особенность решения на кромке диска выделим в виде кольца стороннего магнитного тока с распределением по φ , которое совпадает с заданным сторонним током (в основном, рассматриваем $m = 0$ и $m = 1$). При осесимметричном возбуждении диска, например, кольцом магнитного тока с нулевой ($m = 0$) или первой модуляцией ($m = 1$) по φ , переотраженное поле кромкой диска фокусируется по оси диска при $r > \lambda/2$. И тогда зависимость диаграммы направленности (ДН) в главном направлении излучения при $\theta = 0$, где максимально сказывается влияние кромки, для $m = 1$ от радиуса диска носит колебательный незатухающий характер. В результате влиянием кромки диска на ДН антенны с диском радиуса $r < \lambda/2$ можно пренебречь. Особенность решения задачи дифракции на диске существенно сказывается

в квазиоптической области из-за фокусировки по оси симметрии диска переотраженного поля кромкой диска, что в нашей постановке задачи не столь важно. При этом в квазиоптической области уже хороший результат дает приближение физической оптики.

В случае дифракции плоской волны на диске особенность решения в большей степени сказывается, из-за влияния нерегулярной части тока, при скользющем падении нормально поляризованной к плоскости диска плоской волны – волна не «замечает» диск при $\theta_0 = \pi/2$. Исследования решения для диска очень маленького размера при скользющем падении волны приводятся в работе [10].

В результате сравнение полученных результатов расчета возбуждения диска с литературными данными показывает хорошее совпадение при радиусах диска до десяти длин волн. Это подтверждает эффективность рассмотренной модели диска, сопряженного с двумя полусферами, радиуса до десяти длин волн в инженерной практике.

Выводы. Сложная структура рассеянного поля диском связана с особенностью решения на краю бесконечно тонкого диска. При проектировании антенн с диском в резонансной области при заданной точности расчета не хуже 5 % по полю особенность решения не сказывается.

В квазиоптической области особенность решения приводит к необходимости учета нерегулярной части тока. Особенность решения в наибольшей степени сказывается при скользющем падении вертикально поляризованной плоской волны на диск – волна «не замечает» диск при $\theta_0 = \pi/2$. При наклонном падении плоской волны на диск приближение физической оптики применимо при $r \cos \theta_0 > \lambda/2$.

Рассмотренная нами математическая модель может быть доработана решением в сферических координатах задачи дифракции волн на рупоре конечной толщины полураствором $\theta_0 \sim \pi/2$, что позволит учесть толщину диска.

Список литературы

1. Белкина М.Г. Дифракция электромагнитных волн на некоторых телах вращения: Сб. – М.: Сов. радио. – 1957.
2. Пименов Ю.В., Брауде Л.Г. Излучение элементарного шелевого вибратора, расположенного в центре идеально проводящего диска: Сб. «Антенны». – М., 1969. – Вып. 6.
3. Кочержевский Г.Н. Излучение щели, прорезанной в идеально проводящем круглом диске // Радиотехника. – 1955. – Т. 10. – №4. – С. 48–55.
4. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. – М.: Сов. радио. – 1962. – 243 с.
5. Козлов И. П., Яблочкин Н. А. Дифракция электромагнитных волн на диске с полусферами (Рукоп.) / Деп. в ВНИЦЕНТР № 72060771, 1973.
6. Апельцин В.Ф., Кюркчан А.Г. Аналитические свойства волновых полей. – М.: МГУ. – 1990.
7. Кюркчан А.Г. // УФН. 1999. – Т. 169. – № 12.
8. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь. – 1957. – 440 с.
9. Козлов И.П. Проектирование антенн космических аппаратов // Радиотехника и электроника. – 2001. – Т. 46. – №8. – С. 932–939.
10. Денисенко Н.И., Пименов Ю.В. О проникновении электромагнитного поля через круглое и кольцевое отверстия // Радиотехника. – 1983. – №5. – С. 69–71.
11. Andrejewski W. Die Bengung electromagnetischer Wellen an der leitenden Kreisscheibe und an der kreisformigen Offnung im leitenden ebenen Schirm// Zs. angew. Phus. – 1953. – № 5. – p. 178.
12. Meixner J. The radiation pattern and induced current in a circular antenna with an annular slit// IRE Trans. – 1955. – Vol. Ap– 4, № 3. – p.408– 411.
13. Meier A.S. Summers W.P. Measured impedances of vertical antenna over finite ground planes// Proc. IRE. – 1949. – Vol.37, № 6. – p.609– 616.
14. Leitner A., Spence R.D. Effect of a circular ground plane on antenna radiation// Jour. Appl. Phys. – 1950. – Vol. 21, №10. – p.1001– 1006.
15. Tang C.L. On the radiation pattern of a base driven antenna over a circular conducting screen// Jour. Soc. Industr. and Appl. Math. – 1962. – Vol. 10, № 4. – p.695– 708; – 1963. – Vol. 11, № 4. – p. 1113.
16. R.De Vore, D.B.Hodge and R.G. Konuonmjian. Backscattering Cross Sections of Circular Disk for Arbitrary Incidence // Jour. of Phus. – 1971. – Vol. 42, № 8.

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ДВУХ СООСНЫХ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИХ ТЕЛАХ ВРАЩЕНИЯ: ДИСКЕ И СФЕРЕ

И.П. КОЗЛОВ, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук

Задача дифракции волн на диске со сферой является модельной задачей при проектировании антенн космических аппаратов (КА), например, при расчете турникетной антенны с диском около КА. Для решения задачи используется метод преобразования амплитуд волн при разделении переменных в сферической системе координат [1]. Спецификой задачи проектирования является необходимость проведения расчетов при относительно невысокой точности в (5–10) % по полю. На этапе предварительного проектирования антенн КА предполагается определение типа антенн и основных зависимостей их параметров с целью удовлетворения заданным требованиям по диаграмме направленности (ДН), габаритным, весовым и др. характеристикам. Применяется метод перебора расчетов прямой задачи дифракции. Уточнение параметров антенн

проводится при дальнейших экспериментальных обработках.

В результате приемлема осесимметричная модель двух тел вращения, когда форма КА приближенно задается в виде сферы, диск рассматривается радиуса до длины волны, а турникетный вибратор задается в виде стороннего тока. Главное в том, что применение строгой теории дифракции на двух телах позволяет учесть, хотя бы приближенно, влияние на антенну с диском корпуса КА. Решение прямой задачи дифракции разделением переменных позволяет относительно быстро проводить вычисления в широком диапазоне изменения параметров модели. Применение сферических координат позволяет реализовать универсальный подход к проектированию антенн тем, что в модели двух тел относительно легко изме-

нять форму тел (отражатель может описываться частично сферическими координатными поверхностями) и просто задавать разнообразные сторонние источники поля.

Решение рассматриваемой задачи дифракции волн на двух телах в виде диска и сферы усложняется тем, что имеет место особенность решения на краю диска, анализ особенности решения дан в [2]. Но численные исследования в [6] показали, что при расчетах дифракции волн на двух препятствиях хорошо «работает» лучевая оптика. А поскольку расстояние между диском и сферой, по крайней мере, больше радиуса диска, то это дает нам основание рассматривать диск в модели двух тел на уровне строгости метода частичных областей (при «сшивании» полей в частичных областях по методу наименьших квадратов), что затем было подтверждено расчетами.

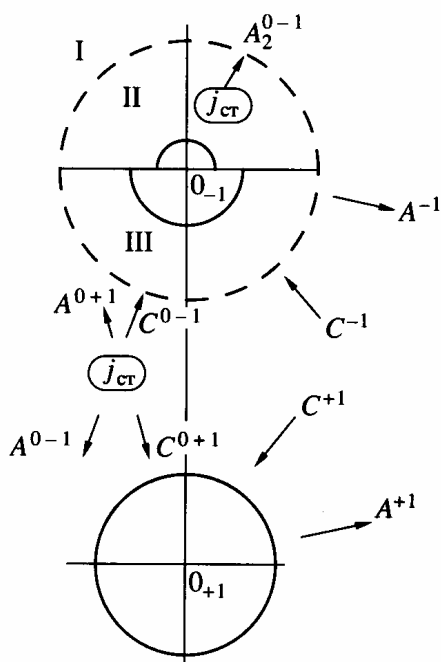


Рис. 1. Возбуждение диска сторонними токами $j_{ст}$ при наличии шара. Амплитуды падающих C_{nm}^s, \bar{D}_{nm}^s и отраженных A_{nm}^s, \bar{B}_{nm}^s ТМ и ТЕ -волн обозначены как $C^s, A^s, s = \pm 1$

Решается электродинамическая задача возбуждения произвольными сторонними токами осесимметричной системы из двух

идеально проводящих тел: диска и сферы (рис. 1). Диск рассматривается как конический рупор электрического радиуса z ($z = kr_{-1}$) с углом полураствора $\pi/2$, в общем случае сопряженный с полусферами электрических радиусов $z_1 = k(r_1)_{-1}$ и $z_2 = k(r_1)_{-1}$, и расположен в пустоте. Задача дифракции на диске решается при разделении переменных в сферических координатах по схеме, данной в [3] (см. рис. 1), классическим методом частичных областей [4]. В этом случае решения в частичных областях I, II, III «сшиваются» методом наименьших квадратов (усредненных условий непрерывности проекций векторов поля на границе между областями). Решения для произвольной модуляции m по φ , в силу осевой симметрии, независимы. Задача возбуждения диска, сопряженного с двумя полусферами, в сферической системе координат сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд волн [4].

Пусть $C_{nm}^{-1}, \bar{C}_{nm}^{-1}, D_{nm}^{-1}, \bar{D}_{nm}^{-1}$ – амплитуды волн

поля, отраженного от сферы радиуса R_{+1} , в системе координат с центром -1 , тогда систему уравнений, описывающую возбуждение диска для произвольной модуляции m , можно представить в виде $s = -1$, (индекс m при амплитудах волн в целях сокращения записи опускается)

$$\begin{aligned}
 & \frac{A_{v_1}^s}{B_{v_1}^s} \zeta_{v_1}^{(1)'}(z) - \frac{1}{2} \frac{C_{v_1}^{2s}}{D_{v_1}^{2s}} (\psi_{v_1}^{\prime y}(z) - \psi_{v_1}^{\prime y}(z)) + \\
 & + \frac{C_{v_1}^s}{D_{v_1}^s} (\psi_{v_1}^{\prime}(z) - \psi_{v_1}^{\prime y}(z)) = \\
 & = \frac{1}{2} \frac{A_{v_1}^{0s}}{B_{v_1}^{0s}} \zeta_{v_1}^{(1)'}(z) - \frac{C_{v_1}^{0s}}{D_{v_1}^{0s}} (\psi_{v_1}^{\prime}(z) - \psi_{v_1}^{\prime y}(z)), \quad (1) \\
 & \frac{A_{\mu_i}^s}{B_{\mu_i}^s} \zeta_{\mu_i}^{(1)'}(z) - \sum_k \frac{C_{v_k}^{2s}}{D_{v_k}^{2s}} \tilde{\psi}_{v_k}^{\prime}(z) g_{\mu_k v_k} - \\
 & - i \sum_k \frac{\bar{D}_{\mu_k}^{2s}}{C_{\mu_k}^{2s}} \tilde{\psi}_{\mu_k}^{\prime}(z) s_{\mu_i \mu_k} + \frac{C_{\mu_i}^s}{D_{\mu_i}^s} \psi_{\mu_i}^{\prime}(z) + \\
 & + 2 \sum_k \frac{C_{v_k}^s}{D_{v_k}^s} \psi_{v_k}^{\prime y}(z) g_{\mu_i v_k} + 2i \sum_k \frac{\bar{D}_{\mu_k}^s}{C_{\mu_k}^s} \psi_{\mu_k}^{\prime}(z) s_{\mu_i \mu_k} = \\
 & = \sum_k \frac{A_{v_k}^{0s}}{B_{v_k}^{0s}} \zeta_{v_k}^{(1)'}(z) g_{\mu_i v_k} + i \sum_k \frac{\bar{B}_{\mu_k}^{0s}}{A_{\mu_k}^{0s}} \zeta_{\mu_k}^{(1)'}(z) s_{\mu_i \mu_k} -
 \end{aligned}$$

$$-\frac{C_{\mu_i}^{0s}}{D_{\mu_i}^{0s}} \psi'_{\mu_i}(z) - 2 \sum_k \frac{C_{\nu_k}^{0s}}{D_{\nu_k}^{0s}} \psi'_{\nu_k}(z) g_{\mu_i \nu_k} - 2i \sum_k \frac{\bar{D}_{\mu_k}^{0s}}{\bar{C}_{\mu_k}^{0s}} \psi_{\mu_k 3}^i(z) s_{\mu_i \mu_k}, \quad (2)$$

$$\frac{\bar{B}_{\mu_i}^s}{\bar{A}_{\mu_i}^s} \zeta_{\mu_i}^{(1)}(z) - \frac{1}{2} \frac{\bar{D}^{2s}}{\bar{C}^{2s}} (\psi_{\mu_i 2}^i(z) - \psi_{\mu_i 3}^i(z)) + \frac{\bar{D}_{\mu_i}^s}{\bar{C}_{\mu_i}^s} (\psi_{\mu_i}(z) - \psi_{\mu_i 3}^i(z)) = \frac{1}{2} \frac{\bar{B}_{\mu_i}^{0s}}{\bar{A}_{\mu_i}^{0s}} \zeta_{\mu_i}^{(1)}(z) - \frac{\bar{D}_{\mu_i}^{0s}}{\bar{C}_{\mu_i}^{0s}} (\psi_{\mu_i}(z) - \psi_{\mu_i 3}^i(z)), \quad (3)$$

$$\frac{C_{\nu_i}^{2s}}{D_{\nu_i}^{2s}} \tilde{\psi}_{\nu_i}(z) - 4 \sum_k \frac{A_{\mu_k}^s}{B_{\mu_k}^s} \zeta_{\mu_k}^{(1)}(z) g_{\nu_i \mu_k} - 4 \sum_k \frac{C_{\mu_k}^s}{D_{\mu_k}^s} \psi_{\mu_k}(z) g_{\nu_i \mu_k} - 2 \frac{C_{\nu_i}^s}{D_{\nu_i}^s} \psi_{\nu_i 3}^i(z) g_{\nu_i} = \frac{A_{\nu_i}^{0s}}{B_{\nu_i}^{0s}} \zeta_{\nu_i}^{(1)}(z) + 4 \sum_k \frac{C_{\mu_k}^{0s}}{D_{\mu_k}^{0s}} \psi_{\mu_k}(z) g_{\nu_i \mu_k} + 2 \frac{\bar{N}_{\nu_i}^{0s}}{D_{\nu_i}^{0s}} \psi_{\nu_i 3}^i(z) g_{\nu_i}, \quad (4)$$

$$\frac{\bar{B}_{\nu_i}^s}{\bar{A}_{\nu_i}^s} \zeta_{\nu_i}^{(1)}(z) - \sum_k \frac{\bar{D}_{\mu_k}^{2s}}{\bar{C}_{\mu_k}^{2s}} \tilde{\psi}_{\mu_k}(z) g_{\nu_i \mu_k} + \frac{\bar{D}_{\nu_i}^s}{\bar{C}_{\nu_i}^s} \psi_{\nu_i}(z) + 2 \sum_k \frac{\bar{D}_{\mu_k}^s}{\bar{C}_{\mu_k}^s} \psi_{\mu_k 3}^i(z) g_{\nu_i \mu_k} = \frac{\bar{D}_{\nu_i}^{0s}}{\bar{C}_{\nu_i}^{0s}} \psi_{\nu_i}(z) + \sum_k \frac{\bar{B}_{\mu_k}^{0s}}{\bar{A}_{\mu_k}^{0s}} \zeta_{\mu_k}^{(1)}(z) g_{\nu_i \mu_k} - 2 \sum_k \frac{\bar{D}_{\mu_k}^{0s}}{\bar{C}_{\mu_k}^{0s}} \psi_{\mu_k 3}^i(z) g_{\nu_i \mu_k}, \quad (5)$$

$$\frac{\bar{D}_{\mu_i}^{2s}}{\bar{C}_{\mu_i}^{2s}} \tilde{\psi}'_{\mu_i}(z) - 4 \sum_k \frac{\bar{B}_{\nu_k}^s}{\bar{A}_{\nu_k}^s} \zeta_{\nu_k}^{(1)}(z) g_{\mu_i \nu_k} - 4i \sum_k \frac{A_{\mu_k}^s}{B_{\mu_k}^s} \zeta_{\mu_k}^{(1)}(z) s_{\mu_i \mu_k} - 2 \frac{\bar{D}_{\mu_i}^s}{\bar{C}_{\mu_i}^s} \psi_{\mu_i 3}^i(z) g_{\mu_i} - 4 \sum_k \frac{\bar{D}_{\nu_k}^s}{\bar{C}_{\nu_k}^s} \psi'_{\nu_k}(z) g_{\mu_i \nu_k} - 4i \sum_k \frac{C_{\mu_k}^s}{D_{\mu_k}^s} \psi_{\mu_k}(z) s_{\mu_i \mu_k} = 2 \frac{\bar{D}_{\mu_i}^s}{\bar{C}_{\mu_i}^s} \psi_{\mu_i 3}^i(z) g_{\mu_i} - \frac{\bar{B}_{\mu_i}^{0s}}{\bar{A}_{\mu_i}^{0s}} \zeta_{\mu_i}^{(1)}(z) + 4 \sum_k \frac{\bar{D}_{\nu_k}^{0s}}{\bar{C}_{\nu_k}^{0s}} \psi'_{\nu_k}(z) g_{\mu_i \nu_k} + 4i \sum_k \frac{C_{\mu_k}^{0s}}{D_{\mu_k}^{0s}} \psi_{\mu_k}(z) s_{\mu_i \mu_k}, \quad (6)$$

где $\frac{A_{\nu_i m}^{0s}}{B_{\nu_i m}^{0s}}, \frac{\bar{A}_{\mu_i m}^{0s}}{\bar{B}_{\mu_i m}^{0s}}$ и $\frac{C_{\nu_i m}^{0s}}{D_{\nu_i m}^{0s}}, \frac{\bar{C}_{\mu_i m}^{0s}}{\bar{D}_{\mu_i m}^{0s}}$ – амплитуды волн сторонних токов, заданных в областях II и I соответственно, а $\frac{C_{\nu_i m}^{2s}}{D_{\nu_i m}^{2s}}, \frac{\bar{C}_{\mu_i m}^{2s}}{\bar{D}_{\mu_i m}^{2s}}$ и $\frac{A_{\nu_i m}^s}{B_{\nu_i m}^s}, \frac{\bar{A}_{\mu_i m}^s}{\bar{B}_{\mu_i m}^s}, \frac{C_{\nu_i m}^s}{D_{\nu_i m}^s}$,

$\frac{\bar{C}_{\mu_i m}^s}{\bar{D}_{\mu_i m}^s}$ – неизвестные амплитуды волн, заданные в областях II и I (см. рис. 1),

$$s_{\mu_i} = m \bar{P}_{\mu}^m(0) \times \bar{P}_{\mu_i}^m(0),$$

$$g_{\nu \mu} = g_{\mu \nu} = \frac{\mu(\mu+1) \bar{P}_{\mu}^m(0) \frac{d}{d\theta} P_{\nu}^m(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2}}{\mu(\mu+1) - \nu(\nu+1)}, \quad (7)$$

$$\psi_{\nu 2}^i(z) = \psi_{\nu}(z) - \frac{\psi'_{\nu}(z_1)}{\zeta_{\nu}^{(1)}(z_1)} \zeta_{\nu}^{(1)}(z),$$

$$\psi_{\mu 2}^i(z) = \psi_{\mu}(z) - \frac{\psi_{\mu}(z_1)}{\zeta_{\mu}^{(1)}(z_1)} \zeta_{\mu}^{(1)}(z),$$

$$\psi_{\nu 3}^i(z) = \psi_{\nu}(z) - \frac{\psi'_{\nu}(z_2)}{\zeta_{\nu}^{(1)}(z_2)} \zeta_{\nu}^{(1)}(z),$$

$$\psi_{\mu 3}^i(z) = \psi_{\mu}(z) - \frac{\psi_{\mu}(z_2)}{\zeta_{\mu}^{(1)}(z_2)} \zeta_{\mu}^{(1)}(z),$$

$$\tilde{\psi}_{\nu}(z) = \psi_{\nu 2}^i(z) + \psi_{\nu 3}^i(z), \quad \tilde{\psi}_{\mu}(z) = \psi_{\mu 2}^i(z) + \psi_{\mu 3}^i(z).$$

Используя граничные условия на сфере

$$\frac{A_{nm}^{+1}}{B_{nm}^{+1}} = a_n \left(\frac{C_{nm}^{+1}}{D_{nm}^{+1}} + \frac{C_{nm}^{0+1}}{D_{nm}^{0+1}} \right), \quad \frac{\bar{A}_{nm}^{+1}}{\bar{B}_{nm}^{+1}} = b_n \left(\frac{\bar{C}_{nm}^{+1}}{\bar{D}_{nm}^{+1}} + \frac{\bar{C}_{nm}^{0+1}}{\bar{D}_{nm}^{0+1}} \right), \quad (8)$$

и преобразование амплитуд волн [1], получаем:

$$\frac{A_{jm}^{+1}}{B_{jm}^{+1}} = a_j \left\{ \sum_{k=m}^{\infty} \left[\alpha_{jmk}^{-1} \frac{A_{km}^{-1}}{B_{km}^{-1}} + \bar{\alpha}_{jmk}^{-1} \frac{\bar{B}_{km}^{-1}}{\bar{A}_{km}^{-1}} \right] + \frac{C_{jm}^{0+1}}{D_{jm}^{0+1}} \right\},$$

$$\frac{\bar{A}_{jm}^{+1}}{\bar{B}_{jm}^{+1}} = b_j \left\{ \sum_{k=m}^{\infty} \left[\alpha_{jmk}^{-1} \frac{\bar{A}_{km}^{-1}}{\bar{B}_{km}^{-1}} + \bar{\alpha}_{jmk}^{-1} \frac{\bar{B}_{km}^{-1}}{\bar{A}_{km}^{-1}} \right] + \frac{\bar{C}_{jm}^{0+1}}{\bar{D}_{jm}^{0+1}} \right\}. \quad (9)$$

Подставляя выражения (9) в преобразование амплитуд волн [1], после некоторых преобразований получаем:

$$\frac{C_{nm}^{-1}}{D_{nm}^{-1}} = \sum_{k=m}^{\infty} \left\{ \frac{A_{km}^{-1}}{B_{km}^{-1}} \sum_{j=m}^{\infty} \left[a_j \alpha_{nmj}^{+1} \alpha_{jmk}^{-1} - b_j \bar{\alpha}_{nmj}^{+1} \bar{\alpha}_{jmk}^{-1} \right] + \frac{\bar{B}_{km}^{-1}}{\bar{A}_{km}^{-1}} \sum_{j=m}^{\infty} \left[a_j \alpha_{nmj}^{+1} \bar{\alpha}_{jmk}^{-1} + b_j \bar{\alpha}_{nmj}^{+1} \alpha_{jmk}^{-1} \right] \right\} + \sum_{j=m}^{\infty} \left[a_j \alpha_{nmj}^{+1} \frac{C_{jm}^{0+1}}{D_{jm}^{0+1}} + b_j \bar{\alpha}_{nmj}^{+1} \frac{\bar{D}_{jm}^{0+1}}{\bar{C}_{jm}^{0+1}} \right],$$

$$\frac{\bar{C}_{nm}^{-1}}{\bar{D}_{nm}^{-1}} = \sum_{k=m}^{\infty} \left\{ \frac{\bar{A}_{km}^{-1}}{\bar{B}_{km}^{-1}} \sum_{j=m}^{\infty} \left[b_j \alpha_{nmj}^{+1} \alpha_{jmk}^{-1} - a_j \bar{\alpha}_{nmj}^{+1} \bar{\alpha}_{jmk}^{-1} \right] + \frac{B_{km}^{-1}}{\bar{A}_{km}^{-1}} \sum_{j=m}^{\infty} \left[b_j \alpha_{nmj}^{+1} \bar{\alpha}_{jmk}^{-1} + a_j \bar{\alpha}_{nmj}^{+1} \alpha_{jmk}^{-1} \right] \right\} + \sum_{j=m}^{\infty} \left[b_j \alpha_{nmj}^{+1} \frac{\bar{C}_{jm}^{0+1}}{\bar{D}_{jm}^{0+1}} + a_j \bar{\alpha}_{nmj}^{+1} \frac{\bar{D}_{jm}^{0+1}}{\bar{C}_{jm}^{0+1}} \right], \quad (10)$$

$$(n = 1, 2, 3, \dots).$$

Мы получили полную систему линейных алгебраических уравнений (1) – (6), (10) относительно неизвестных амплитуд волн для каждой модуляции m . Порядок этой системы можно существенно понизить, исключив в уравнениях (1) – (6) $C_{nm}^{2-1}, \bar{C}_{nm}^{2-1}$ и $D_{nm}^{2-1}, \bar{D}_{nm}^{2-1}$ и

затем подставив туда выражения (10). В результате получим бесконечную систему линейных уравнений относительно $A_{nm}^{-1}, \bar{A}_{nm}^{-1}$ и $B_{nm}^{-1}, \bar{B}_{nm}^{-1}$.

Решая ее методом усечений, находим $A_{nm}^{-1}, \bar{A}_{nm}^{-1}$ и $B_{nm}^{-1}, \bar{B}_{nm}^{-1}$.

и, в свою очередь, $A_{nm}^{+1}, \bar{A}_{nm}^{+1}$ и $B_{nm}^{+1}, \bar{B}_{nm}^{+1}$ определяем из (9).

Суммарное поле в дальней зоне, используя преобразование амплитуд волн [1], представляется амплитудами волн:

$$\begin{aligned} A_{nm}^{\Sigma-1} &= A_{nm}^{0-1} + A_{nm}^{-1} + \sum_{k=m}^{\infty} \left[\beta_{nmk}^+ A_{km}^{+1} + \bar{\beta}_{nmk}^+ \bar{A}_{km}^{+1} - \bar{A}_{km}^{+1} \right], \\ B_{nm}^{\Sigma-1} &= B_{nm}^{0-1} + B_{nm}^{-1} + \sum_{k=m}^{\infty} \left[\beta_{nmk}^+ B_{km}^{+1} + \bar{\beta}_{nmk}^+ \bar{B}_{km}^{+1} - \bar{B}_{km}^{+1} \right], \\ \bar{A}_{nm}^{\Sigma-1} &= \bar{A}_{nm}^{0-1} + \bar{A}_{nm}^{-1} + \sum_{k=m}^{\infty} \left[\beta_{nmk}^+ \bar{A}_{km}^{+1} + \bar{\beta}_{nmk}^+ B_{km}^{+1} - A_{km}^{+1} \right], \\ \bar{B}_{nm}^{\Sigma-1} &= \bar{B}_{nm}^{0-1} + \bar{B}_{nm}^{-1} + \sum_{k=m}^{\infty} \left[\beta_{nmk}^+ \bar{B}_{km}^{+1} + \bar{\beta}_{nmk}^+ A_{km}^{+1} - A_{km}^{+1} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где $A_{nm}^{0-1}, \bar{A}_{nm}^{0-1}$ – амплитуды волн сторонних токов, заданных в области 1.

Отысканием этих амплитуд волн полностью решена задача дифракции.

Для расчета дифракции на диске, сопряженном с двумя полусферами, со сферой составлена программа на фортране.

Программа позволяет производить расчет возбуждения диска с полусферами произвольными сторонними источниками в присутствии сферы. Составлена программа и для расчета дифракции плоской волны с произвольным углом падения на рассматриваемой системе двух тел.

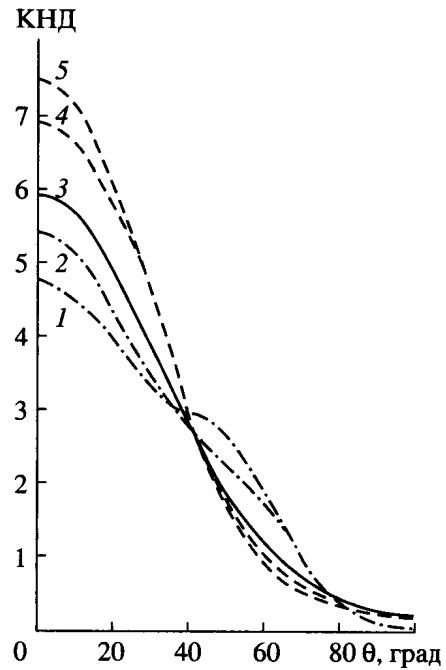


Рис. 2. ДН турникетной антенны над диском с $kr = 2, r_1 = r_2 = 0$ при $kh_0 = 1, 2; f_0 = 120^\circ; kl_0 = 1$, расположенном около сферы. Кривые 1–5 соответствуют значениям kr и kh : 8, 4; 4, 4; 0, 2; 4, 2; 8, 2 (R – радиус сферы, h – расстояние от диска до сферы)

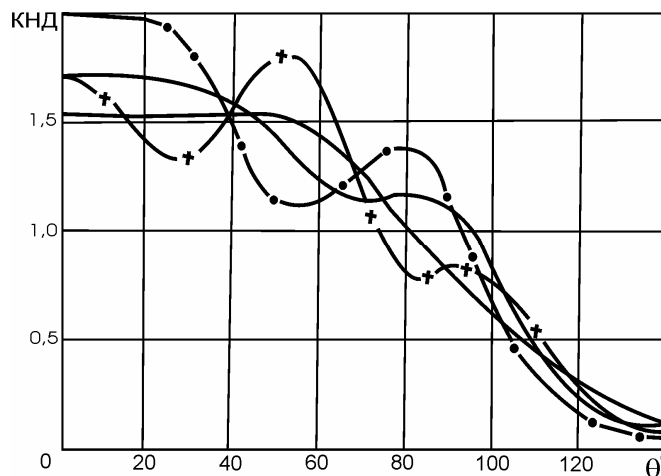


Рис. 3. ДН кольцевой шелевой антенны на полусфере с диском ($kr = 0,7, m = 1$), расположенной около сферы

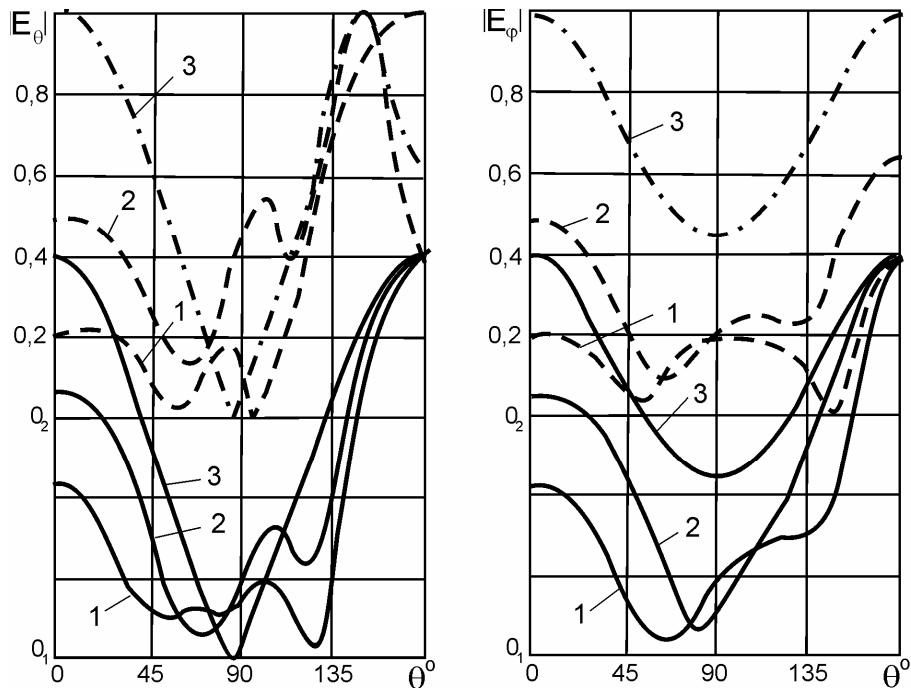


Рис. 4. Диаграммы рассеяния при дифракции плоской вертикально поляризованной волны на диске ($kr = 2$) в присутствии сферы. Сплошные кривые – нормальное падение волны, пунктирные – наклонное падение под углом 40° . Кривые 1-3 соответствуют значениям kr и kh : 5, 7; 3, 5; 0, ∞ (R – радиус сферы, h – расстояние от диска до сферы)

На рис. 2 приведены ДН в единицах коэффициента направленного действия (КНД) по круговой поляризации при возбуждении диска в присутствии сферы турникетной антенной для различных размеров сферы и расстояния от диска до сферы.

На рис. 3 приведены ДН по круговой поляризации при возбуждении диска в присутствии сферы магнитным кольцом с бегущей волной тока ($kr_k = 0,7$, $m = 1$) для различных размеров сферы и расстояния от диска до сферы, причем $kz = 3$; $kz_1 = 2$, $kz_2 = 0$. Сфера при расстояниях от диска меньше длины волны может значительно исказить ДН антенны с диском.

На рис. 4 представлены результаты расчета дифракции плоской вертикально поляризованной волны на диске в присутствии сферы. Сплошной кривой показаны результаты расчета при нормальном падении плоской волны, пунктирной – при наклонном падении.

Заключение

Метод преобразований амплитуд волн позволяет решать и проводить с точно-

стью в (5 – 7)% по полю расчеты дифракции волн на двух телах сложной формы при характерных размерах препятствий вплоть до нескольких длин волн, когда уже приемлемо приближение физической оптики. Выделены особенности решения при осесимметричном возбуждении диска в квазиоптической области и при скользющем падении вертикально поляризованной плоской волны на диск.

Список литературы

1. Козлов И.П. Дифракция электромагнитных волн на двух шарах // РЭ. – 2001. – Т.46. – №1. – С. 51–61.
2. Козлов И.П. Особенность решения задачи дифракции электромагнитных волн на бесконечно тонком идеально проводящем круглом диске (см. настоящий сборник)
3. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь. – 1957. – 440с.
4. Козлов И.П., Яблочкин Н. А. Дифракция электромагнитных волн на диске с полусферами (Рукоп.). Деп. во ВНИЦЕНТРе № 72060771, 1973.
5. Козлов И.П. Проектирование антенн космических аппаратов // Радиотехника и электроника. – 2001. – Т. 46. – №8. – С. 932–939.
6. Bruning J.H., Lo Y.T. Multiple Scattering of EM Waves by Spheres// IEEE Trans. Antennas Propagation. – 1971 – AP-19, No 5. – pp. 391–401.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕЙ ЭЛЕКТРОРЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

И.Д. ДОРДУС, РКК «Энергия» канд. техн. наук,

И.П. КОЗЛОВ, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук,

А.Г. КЮРКЧАН, проф., зав. каф. математики МТУСИ, д-р. физ.-мат. наук

Развитие космической техники требует широкого использования электрореактивных двигателей (ЭРД), как двигателей высокой удельной тяги. Однако свойства плазменных струй ЭРД таковы, что они могут оказывать существенное влияние на работу радиотехнических систем космического аппарата (КА) в СВЧ диапазоне. При резком изменении свойств плазмы вблизи критической концентрации, соответствующей в модели сплошной среды нулю диэлектрической проницаемости (ϵ), взаимодействие электромагнитных волн с холодной плазмой струи для радиоволн заданной частоты весьма специфическое. Это свойство касается КА различного назначения от связных ИСЗ до аппаратов астрофизических исследований. В результате усугубляется проблема электромагнитной совместимости (ЭМС) антенн КА при работающем ЭРД из-за специфического взаимодействия плазменной струи с электромагнитной волной и из-за собственного СВЧ излучения ЭРД. Возможен сбой в работе радиосистем КА, причем опасность сбоя резко возрастает при максимальной тяге.

Актуальность обсуждаемых исследований связана с выявленной в [1–7] аномалией в решении волнового уравнения при резком изменении свойств «почти» плоско-слоистой среды вблизи критической точки, где решение задачи распространения плоской электромагнитной волны качественно и количественно зависит от малых параметров – прежде всего, поглощения, направления распространения волны, кривизны поверхностей постоянных значений диэлектриче-

ской проницаемости среды ($\epsilon = \text{const}$). Математическое моделирование описанных явлений приводит к необходимости строгого решения задач распространения и дифракции электромагнитных волн на двух телах.

Состояние проблемы

Известен цикл теоретических работ по математическому моделированию при проектировании радиосистем КА [1, 8, 40, 41], касающихся изучения особенностей распространения, дифракции радиоволн вблизи КА в присутствии острых выступающих кромок и плазменной струи ЭРД. В этих работах даны методы решения и расчетов задач распространения и дифракции электромагнитных волн в неоднородных средах. Так, метод преобразования амплитуд волн точного решения задачи дифракции волн на двух телах, частично описываемых сферическими координатными поверхностями, и метод переотражений в совокупности позволяют проводить расчеты для двух тел размерами до нескольких длин волн [8, 9, 10, 40, 42].

При рассмотрении взаимодействия электромагнитного излучения с холодной плазмой струя моделируется неоднородной сплошной средой, действительная часть диэлектрической проницаемости которой может проходить через нуль. Эффективность модели сплошной среды показана еще в [11]. Пренебрежимо малое поглощение радиоволн приводит к специфично нелинейному взаимодействию электромагнитных волн с плазмой вблизи критической концентрации. Это обусловлено теоретически предсказанным явлением качественной и количествен-

ной зависимости решения задачи «почти» нормального падения плоской электромагнитной волны на «почти» плоскостойкий диэлектрик со «сверхмалым» поглощением вблизи нуля ε от малых параметров [1–7]: поглощения, направления распространения волны, кривизны поверхностей $\varepsilon = \text{const}$ и др. Простое объяснение этого явления связано с тем, что пренебрежение поглощением в плоскостойком приближении приводит вблизи нуля ε к структурной неустойчивости решения задачи нормального падения по направлению распространения волны, так возмущение $\varepsilon_0 = \varepsilon_p \sin^2 \theta_p$ (инвариант на плоском слое) приводит к $\theta \rightarrow \pi/2$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ и к появлению нелинейных явлений (из-за возрастания напряженности электрического поля E). Для исследования структурной неустойчивости решения предложен метод самосогласованных конечных разностей в декартовых координатах [2].

Учет кривизны поверхностей $\varepsilon = \text{const}$ приводит к необходимости строгого решения задачи дифракции волн на двух телах – неоднородный диэлектрик струи представляется произвольно вложенными без центральной симметрии один в другой однородными диэлектрическими шарами [1]. Ранее предложенные методы преобразования амплитуд волн [9] и расчетный метод переотражений [8, 42] – позволяют проводить расчеты для двух тел практически произвольных размеров до нескольких длин волн [8, 9, 40, 41]. И тогда остаются проблемы повышения надежности вычислений вблизи особой точки «почти касания» двух шаров и учета реальной зависимости ε от координат. Расчет истечения плазмы из сопла, данный в [12], позволяет найти зависимость ε от координаты для конкретной плазменной струи ЭРД, чем уточняется электродинамическая модель струи. Для учета произвольной формы плазменной струи вблизи нуля ε можно использовать диаграммный метод решения задачи дифракции волн на двух телах [13], сводящий краевую задачу к системе уравнений относительно диаграмм рассеяния тел. Этот метод, затем метод преобразования амплитуд волн и метод

переотражений в сферических координатах и, наконец, метод самосогласованных конечных разностей могут составить методологическую основу исследований взаимодействия электромагнитной волны с плазменной струей (в модели сплошной среды).

Необходимость строгого решения задачи дифракции волн на двух телах в условиях аномального поведения решения, многообразие явлений физики плазмы вблизи критической точки, обуславливают необходимость фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия электромагнитных волн с плазмой, в том числе, в условиях космического полета (многие проблемы не решаются только при теоретических или только при экспериментальных исследованиях). При этом оригинальные методы решения, используемые в вышеупомянутых работах, требуют дальнейшего развития в плане учета различных факторов и повышения точности расчетов.

Вблизи критической точки $\varepsilon = 0$ происходит ветвление решения, так, может появиться волна вдоль слоя, либо при нарушении закона Снелля возникает дифракция волн, либо падающая на подслоя волна рассеивается во все стороны, приводя к потерям излучения [3–6]. Возможно появление в плоском слое поверхностной Е-волны, критерий ее появления и оценочный расчет даны в [4, 7]. Неустойчивость решения и возможные нелинейные явления вблизи нуля ε могут привести к появлению нежелательных волновых процессов, усугубляющих проблему электромагнитной совместимости радиосистем КА с ЭРД [40] – прежде всего выделим интермодуляцию передающего и приемного сигналов (частоты которых близки). Проблема обостряется в связи с общей тенденцией на возрастание тяги ЭРД.

Предсказанное явление, связанное с неустойчивостью решения вблизи нуля ε следует учитывать при проектировании антенных систем КА с ЭРД. Создание радиосистем КА в условиях жестких ограничений по месту расположения, весовым, габаритным и другим характеристикам сопряжено со значительными трудностями. Разработан-

ный метод проектирования радиосистем на основе математического моделирования [40, 41] предполагает выбор оптимальной системы при использовании строгого решения задачи дифракции электромагнитных волн на двух телах сложной формы (на этапе предварительного проектирования точность расчетов нужна не выше 10 % по полю). В качестве таких тел рассматриваются проводящий диск с полусферами, моделирующий антенны, корпус КА, или неоднородный диэлектрический шар (центральная симметрия отсутствует), моделирующий плазменную струю. Электродинамическая модель двух тел позволяет учесть взаимное влияние антенн между собой, с корпусом КА, с его выступающими частями, в том числе острыми кромками, а особенно в присутствии плазменной струи ЭРД.

Предварительные экспериментальные исследования (в вакуумной камере) собственного излучения ЭРД в СВЧ диапазоне показывают, что излучение носит случайный характер по амплитуде, длительности, частоте, ширине спектра, координатам фазового центра [15, 14]. Интенсивности полей, регистрируемых по электромагнитному излучению и зондовым СВЧ измерениям, указывают на сложную структуру плазменного потока в канале устройства ЭРД. Экспериментальные исследования показывают, что при переходе двигательной установки на максимальную тягу на 2–4 порядка возрастает собственное СВЧ излучение ЭРД [14, 16] (видимо происходит дополнительная СВЧ генерация на скачке ε). Причем измеряемый уровень мощности может быть сравним с уровнем входного сигнала на антенне.

Наличие критической точки (или скачка ε) в канале устройства ЭРД объясняет многие наблюдаемые явления, в том числе неустойчивость СВЧ генерации и резкую зависимость излучаемой мощности от состояния материала катода (возможно существование плазменного резонатора). Исследования показывают, что собственное излучение ЭРД в основном направлено по нормали к истекающей струе ЭРД (вдоль фланца) [14].

Сложность явления, связанного с собственным СВЧ излучением ЭРД, приводит к необходимости математического моделирования этого явления наводит на мысль о создании специального устройства «развязки» излучения от ЭРД с антенной. Предварительные экспериментальные и теоретические исследования по разработке такого устройства в виде «гребенки» показывают возможность существенного уменьшения излучения [18-23].

Из широкого спектра задач рассеяния волн различного рода периодическими структурами, которым посвящена обширная библиография, мы выделяем вопросы, связанные с ослаблением уровня излученного/принятого сигнала в направлении вдоль периодической структуры. Такого рода структуры не поддерживают собственную (поверхностную) волну и называются в литературе развязывающими [17]. Их систематическое исследование в строгой электродинамической постановке было выполнено, по видимому впервые в работе [18]. В работе [19] была установлена предельно достижимая скорость убывания поля вдоль регулярной подстилающей поверхности. В работе [20] были исследованы свойства развязывающих структур, размещенных на криволинейной поверхности. В работах [21-23] приведены результаты детальных исследований плоских и криволинейных развязывающих структур. В работе [24] показано, что при определенных условиях периодическая структура может рассматриваться как искусственно жесткая поверхность (в определении P.-S.Kildal [43]). Свойства такого рода периодических развязывающих структур, расположенных в разреженной плазме, совершенно не изучены, хотя подобная задача стала в последнее время весьма актуальной в связи с активным освоением космического пространства. Математические модели соответствующих задач могут быть разработаны на основе метода токовых интегральных уравнений по аналогии с тем, как это было сделано в работах [18, 20], а также метода диаграммных уравнений [25]. В соответствии с этим методом исходная краевая задача сводится к интегрооператорному

уравнению второго рода относительно диаграммы рассеяния центрального периода структуры. Среди универсальных численных методов метод диаграммных уравнений обладает наиболее высоким быстродействием. Для исследования структур с гладким профилем весьма эффективен, как показывает опыт моделирования подобных структур, расположенных в вакууме, метод вспомогательных (с носителем в нефизической области) токов [26], особенно его модификация, связанная с аппроксимацией вспомогательного тока при помощи сплайнов [44].

Заметим, что радиофизические проблемы, возникающие при наличии струи ЭРД на борту КА являются одновременно и фундаментальными, и техническими.

Обсуждаемая теория характерна тем, что дает как количественную, так и качественную картину исследуемого физического явления. Выделен новый класс близких к некорректным задач дифракции и распространения волн, который приводит к необходимости анализа нестационарных явлений в неравновесной плазме. Задачи требуют теоретических и расчетных исследований на основе строгих решений с учетом кривизны поверхности $\varepsilon = \text{const}$ и поглощения в среде, играющего роль «ключа» при переходе решения на другую ветвь. В плоскостром приближении дан принцип подобия неоднородных слоев, имеющих эквивалентные коэффициенты отражения (при $\varepsilon > 0$). Полученные количественные критерии применимости коротковолнового и длинноволнового приближений, критерий появления поверхностной волны и критерий применимости модели нормального падения волны позволяют проводить вычисления с заданной точностью, что необходимо из-за выявленной аномалии решения волнового уравнения. Существенные черты явления могут быть воспроизведены в связи с тем, что в плоскостром приближении решение имеет весьма простой вид. Так полученное точное решение описывает поверхностную волну вдоль плоского слоя при $\varepsilon > 0$ без учета кривизны поверхности, в отличие, например, от решения по методу параболического уравнения [27].

В дальнейшем целесообразно выполнение ряда теоретических и экспериментальных исследований собственного СВЧ излучения ЭРД и вопросов взаимодействия электромагнитного излучения с холодной плазмой, не исследованных ранее и весьма актуальных в настоящий момент. Речь идет, прежде всего, об исследованиях аномального поведения решения волнового уравнения в случае неоднородной плоскостройной среды вблизи нуля диэлектрической проницаемости, математическом моделировании задач распространения и дифракции электромагнитных волн в неоднородной плазменной среде и вдоль периодических структур, расположенных в такой среде, основанном на строгом решении соответствующих краевых задач. Речь идет также о соответствующих экспериментальных исследованиях.

Аппарат собственных функций в теоретических исследованиях распространения и дифракции электромагнитных волн в неоднородном диэлектрике

Математической основой исследований взаимодействия электромагнитных волн с неоднородной холодной плазмой может быть применение преобразований векторных (электромагнитных) полей при смене системы координат в случае строгого решения задачи возбуждения неоднородного шара (без центральной симметрии) вблизи нуля ε .

Начиная с шестидесятых годов, в литературе известны работы [45, 46], в которых приводятся решения задач дифракции волн на двух телах на основе аппарата векторных шаровых функций и векторных теорем сложения для них [47]. В то же время в ряде работ, например, в [29, 30] теорема сложения сферических функций использовалась неверно – принцип суперпозиции полей ошибочно заменялся суперпозицией скалярных потенциалов полей. В наших статьях [9, 10] исправлена эта ошибка и показано, что в двух локальных сферических системах координат, центры которых не совпадают, электрические и магнитные волны взаимосвязаны. В статьях дается метод решения задачи дифракции волн на

двух шарах. Идея метода состоит в том, что поле заданного типа волн в одной локальной системе координат (поле направлено по орту) разлагается по собственным функциям другой локальной системы координат. После этого выводятся преобразования амплитуд волн (коэффициентов разложения полей) при переходе между двумя сферическими системами координат. Этот метод и разработанный нами метод переотражений [8, 9, 10, 40] позволяют проводить расчеты дифракции волн на двух телах размеров до нескольких длин волн. Идея «связать» орты локальных систем координат нашла дальнейшее развитие в работах В. Ерофеенко [31–32] при получении теорем сложения для базисных электромагнитных полей.

В нашей статье [1] дано решение задачи дифракции волн на неоднородном диэлектрическом теле произвольного размера, при этом приближенное решение вблизи нуля ε «сшивается» с точным решением для неоднородного шара с помощью принципа Гюйгенса. Развитием работы могут быть аналитические исследования влияния неоднородностей малого размера в сферическом подслое $\varepsilon = \text{const}$ на распространение волн вблизи критической точки, аналогично тому, как это сделано в работе [48], при аналитических исследованиях дифракции волн на неоднородном шаре с несимметричным шаровым включением.

В наших статьях [1–7] исследуется решение задачи о распространении волн в неоднородном по одной координате диэлектрике конечной толщины, при этом используются выделенные ранее подходы к решению задачи дифракции волн на двух телах. Предложенный метод самосогласованных конечных разностей (решение для коэффициента отражения) позволил сократить число независимых параметров задачи. Метод предполагает разбиение неоднородного плоского слоя на однородные подслои переменной толщины, согласованной с изменением функции $\varepsilon(kz)$ при $\varepsilon > 0$. Введение локальных координат, связанных с краями подслоев, применение преобразований ам-

плитуд волн позволило описать принцип подобия неоднородных плоских слоев – на слоях эквивалентны коэффициенты отражения, а если сдвиг фаз при прохождении слоя мал, то равны поля. После введения параметра $gr(\varepsilon) = [d(\varepsilon)/d(kz)]/\varepsilon^{2/3}$ выделено коротковолновое (при $gr(\varepsilon) \ll 1$) и длинноволновое (при $gr(\varepsilon) \gg 1$) приближения для заданной точности расчета.

Анализ точного решения основной задачи – задачи нормального падения плоской электромагнитной волны на плоский полубесконечный линейный слой диэлектрика без поглощения представляет научный интерес из-за наличия «узких мест». Так в [33] показывается, что для линейной функции диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$ требование обращения в нуль решения на бесконечности не совместимо с требованием конечности поля в нуле ε . Около точки $\varepsilon = 0$ в области $\varepsilon > 0$ выделяется особая плоскость, где напряженность магнитного поля равна нулю ($H = 0$). В работе [34] доказывается, что вблизи нуля ε характер поведения полей остается неизменным при отклонении закона ε от линейного. Исследования решения через функции Эйри [35] показывают, что в области $\varepsilon < 0$ напряженность электрического поля больше нуля – волна просачивается в эту область.

Нами уточнено решение основной задачи. Так при исследовании распространения волн в плоском слое произвольной толщины без поглощения ($\varepsilon > 0$) показано, что волна по плотности потока энергии не доходит до уровня $\varepsilon = 0$, выявлена критическая точка $\varepsilon = 0$, вблизи которой решение качественно зависит от малых изменений параметров задачи [1–4]. Пренебрежение поглощением приводит в окрестности нуля ε к неустойчивости решения по направлению распространения волны и возможности бесконечного значения напряженности электрического поля. Последнее свойство совпадает с данными в [36] для случая наклонного падения волны, поляризованной в плоскости падения. В результате показано, что основная задача является некорректно поставленной [7] по А. Тихонову [28]. Заметим, что приближенный ха-

рактен решения этой задачи через функции Эйри отметил еще Фок В.А. [27].

В наших статьях [4–7] исследуется физическая задача о распространении плоской электромагнитной волны в полубесконечном плоском линейном слое. Введением в малой окрестности нуля ε нелинейного слоя с поглощением, для которого имеется точное решение задачи в элементарных функциях, решение аналитически продолжено в область $\varepsilon < 0$. С помощью принципа предельного перехода получено решение основной задачи. Показано, что вблизи критической точки $\varepsilon = 0$ решение задачи качественно и количественно зависит от малых изменений параметров. Имеется бифуркационное множество решений, ответвляющихся от решения основной задачи. С физической точки зрения основная задача является случаем «почти» нормального падения волны (луча) на «почти» плоский слой со «сверхмалым» поглощением при $\text{Im}(\varepsilon)/\varepsilon \gg 1$ – волна может «прожечь» слой $\text{Re}(\varepsilon) = 0$ (ε_0 – инвариант в плоском слое). С уменьшением поглощения луч вблизи нуля ε «разваливается» и волна «накачивается» в слой $\varepsilon = \text{const}$, распространяясь в нем с малым затуханием (возможно нелинейное взаимодействие с плазмopodobной средой, задача «накачки» может быть выделена как нестационарная). Критерий появления поверхностной E -волны и оценочный расчет даны в [4, 7].

Полученные результаты подтверждаются в [37] нахождением в плоском слое морсовской критической точки, вблизи которой наблюдается аномальная дисперсия и возможно появление поверхностной E -волны. Однако, по нашему мнению, расчеты в [37] обратной задачи при «сверхмалом» поглощении из-за особенности не только качественно, но и количественного характера не могут быть достоверными. Хотя решение обратной задачи предложенным нами методом [38] существенно упрощается за счет сокращения количества независимых параметров слоя, мы пошли по пути аналитических исследований точного решения задачи вблизи нуля ε . В [49] дан анализ поверхностных волн в физически реализуемых средах с диэлектрической проницаемостью менее единицы. В статье [39]

при применении метода, близкого к нашему, численно исследуется распространение радиоволн в слоистой плазме с учетом нелинейности вблизи нуля ε . Этим подтверждаются эффективность нашего метода и результаты проведенных нами исследований, связанных с выявленной критической точкой.

В связи с выявленной критической точкой в [4, 6] выделен новый класс близких к некорректным задач, требующих теоретических и расчетных исследований на основе строгих решений задач распространения и дифракции волн (с учетом переменной кривизны поверхности $\varepsilon = \text{const}$ и поглощения в среде).

Разработанный нами математический аппарат использован при расчетах реальных радиосистем, при проектировании антенных систем космических аппаратов с учетом их выступающих частей и плазменного образования [1, 7, 8, 40, 41]. Метод проектирования нашел практическое применение при создании космической техники, которая уже прошла летные испытания [8, 40].

Локальное применение плоскостойкого приближения при заданной точности расчета позволяет учесть возникающие в плазменной струе вблизи критической концентрации плазмы нелинейности, которые могут привести к попаданию электромагнитного поля передатчика в приемный канал и в результате к сбою радиосвязи. Слабая нелинейность может привести к обратимой трансформации электромагнитных волн в плазменные, которые могут вызвать в струе плазменный резонанс, повлиять на устойчивость и другие параметры струи, обеспечивающие, в том числе, тягу электрореактивного двигателя.

Список литературы

1. Козлов И.П. Метод решения задачи дифракции электромагнитных волн на плазменном образовании // Распр. и дифр. электромагн. волн: Сб. – М.: МФТИ. – 1993. – С. 104–113.
2. Козлов И.П. Исследование задачи отражения плоской электромагнитной волны от плоскостойкого диэлектрика // Радиотехника и электроника. – 1997. – Т 42. – №2. – С. 142–146.
3. Козлов И.П. Исследование электромагнитных полей на скачке диэлектрической проницаемости // ЖТФ. – 1999. – 69. – №8. – С. 5–9.

4. Козлов И.П. Электромагнитные поля вблизи каустики // *Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ*. – 1996. – Т.4. – № 4. – М. – С. 63–69.
5. Козлов И.П., Исследование электромагнитных полей в плоскостойкой среде вблизи нуля диэлектрической проницаемости // *Радиотехника и электроника*. – 1999. – Т 42. – № 12.
6. Козлов И.П., Электромагнитные поля в плоскостойких средах вблизи нуля диэлектрической проницаемости // *Радиотехника и электроника*. – 2000. – Т 42. – № 5. – С. 545–551.
7. Козлов И.П., Исследования прохождения электромагнитной волной плоского слоя диэлектрика вблизи критической точки // *Письма в ЖТФ*. – 2000. – Т. 26. – Вып. 14. – С. 28–35.
8. Козлов И.П. Проектирование антенных систем космических аппаратов // *Распр. и дифр. электромагн. волн: Сб.* – М.: МФТИ. – 1995. – С. 78–853.
9. Козлов И.П. Дифракция электромагнитных волн на двух сферах // *Изв. вузов. Радиофиз.* – 1975. – Т. 18. – № 7. – С. 997–1008.
10. Козлов И.П. Дифракция электромагнитных волн на двух шарах // *РиЭ*. – 2001. – Т. 46. – № 1. – С. 51–61.
11. Сафонов А.Б. Отражение электромагнитных волн от неоднородного полупроводящего слоя с идеально проводящим экраном // *РиЭ*. – 1993. – С. 1400–1407.
12. Бишаев А.М., Калашников В.К., Ким В. // *Физ. плазмы*. – 1992. – Т.18. – Вып. 6. – С. 698.
13. А.Г. Кюркчан // *РиЭ*. – 1977. – Т. 22. – № 7. – С. 1362.
14. Кирдяшев К.П., Ефимов А.И., Лукин Д.С. // *Письма в ЖТФ*, 2002. – Т.28, вып.3 – С.80-87.
15. Кирдяшев К.П. Высокочастотные волновые процессы в плазменно-динамических системах. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 144 с.
16. Кирдяшев К.П. Письма в ЖТФ. – 2000. – Т. 26. – Вып. 14. – С. 38–42.
17. Терешин О.Н. // *РиЭ*. – 1960. – Т. 5. – № 12. – С. 1944.
18. Кюркчан А.Г. // *РиЭ*. – 1977. – Т. 22. – № 7. – С. 1362.
19. Кюркчан А.Г., Свистунов Г.А. // *Антенны*. Сб. – 1982. – Вып. 30. – С. 114.
20. Кюркчан А.Г., Зимнов М.Х. // *РиЭ*. – 1985. Т. 30. – № 12. – С. 2308.
21. Бененсон Л.С., Кюркчан А.Г., Суков А.И. // *РиЭ*. – 1992. – Т. 37. – № 1. – С. 77.
22. Бененсон Л.С., Кюркчан А.Г. // *Радиотехника (Электромагнитные волны)*. – 1995. – № 12. – С. 62.
23. Кюркчан А.Г., Бененсон Л.С. // В кн. *Справочник по антенной технике*. – М.: Изд-во. ИПРЖР «Радиотехника». – Т. 1. – 1997.
24. Кюркчан А.Г. // *РиЭ*. – 1999. – Т. 44. – № 7. – С. 787.
25. Кюркчан А.Г., Соловейчик А.Л. // *РиЭ*. – 2000. – Т. 45. – № 4. – С. 389.
26. Апельцин В.Ф., Кюркчан А.Г. Аналитические свойства волновых полей. – М.: Изд-во. МГУ, 1990.
27. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. – М.: «Сов. радио». – 1970. – 560 с.
28. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1986. – 288 с.
29. Иванов Е.А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. – Минск: Наука и техника, 1968. – 584 с.
30. Розенберг В.И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами – Л.: Изд-во. Гидрометеиздат. – 1972. – 212 с.
31. Ерофеенко В.Т., Кравченко В.Ф., Крючков А.Н. Теоремы сложения для базисных электромагнитных полей // *Радиотехника*. – 1995. – № 6. – С. 49–57.
32. Ерофеенко В.Т. // *Изв. АН БССР. Сер. Физ.-мат. науки*. – 1980. – № 4.
33. Жекулин Л.А. // *ЖЭТФ*. – 1934. – Вып.1 – Т. 4. – С. 76–95.
34. Пермяков В.А. // *Изв. вузов. Радиофизика*. – 1969. – №8. – С. 1268.
35. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967. – 683 с.
36. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. – М.: Наука, 1973. – 297 с.
37. Шестопалов В.П., Яцик В.В. Спектральная теория диэлектрического слоя и морсовские критические точки дисперсионных уравнений // *Укр. физ. журн.* – 1997. – Т. 42. – № 7. – С. 861–869.
38. Козлов И.П., Ильин Ю.А. Обратные задачи дистанционного зондирования плоскостойкой структуры в СВЧ диапазоне: Материалы 4-ой междунар. науч.-техн. конф. «Распространение и дифракция электромагнитных волн в неоднородных средах». – М.: РНТО РЭС. – 1994. – С. 97.
39. Куницын В.Е., Нестеров И.А., Стефанчук А.Д. // *РиЭ*. – 1999. – Т. 44. – № 12. – С. 1445–1451.
40. Kozlov I.P. Mathematical Modeling of the Electric Propulsion Plasma Plume Interaction with Spacecraft Radiotechnical Systems. (IEPC-99-229) 26th Intern. El. Prop. Conf., Oct. 17-21, 1999, Kitakyushu, Japan. 7p.
41. Dordus I.D., Kozlov I.P. Spacecraft Antenna Systems Designing (IAF-95-u.2.329). 46-th Congr. of the Int. Astr. Fed., Oct. 9-14, 1995, Oslo.
42. Kozlov I. P. Wave Diffraction For Two Bodies. TransBlackSea Region Symposium on Applied Electrom., 17-20 April, 1996/Metsovo-Epirus, Greece.
43. P.-S.Kildal//IEEE Trans. 1990, v. AP-38, No 10, p. 1537.
44. Kyurkchan A.G., Sukov A.I., Kleev A.I. “Singularities of Wave Fields and Numerical Methods of Solving the Boundary-Value Problems for Helmholtz Equation”. In “Generalized Multipole Techniques for Electromagnetic and Light Scattering”. Ed. By Wriedt T. Elsevier. Amsterdam. 1999.
45. Tversky V., J. Math. Phys., 8, N. 3, 589 (1967).
46. Bruning J.H., Lo Y.T., IEEE Trans., AP-19, N 5 (1971).
47. Stein S., Quart. Appl. Math., 19, N 1 (1961).
48. Fikioris J.G., Uzunoglu N.K. J. Opt. Soc.Am., vo.69, NO.10, Oct. 1979
49. Chryssoula A. Kyriazidou, Nicolaos G. Alexopoulos. Physically Realizable Media with Permittivity less than Unity: Analysis of Surface waves. Proc. of the Int. Conf. On ICEAA99, Sept.13-17, 1999-Torino, Italy, pp. 47–50.

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЛИСТЬЕВ БОБОВ ПРИ ОБРАБОТКЕ СЕМЯН РЕГУЛЯТОРАМИ РОСТА

Е.А. КУЗНЕЦОВА, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук,
И.Б. ПОЛЯКОВА, ассистент каф. общей физики физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,
канд. физ.-мат. наук,

А.А. МАЛЫШЕВ, студент физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,

В.А. КАРАВАЕВ, проф. каф. общей физики физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,
д-р физ.-мат. наук,

М.К. СОЛНЦЕВ, доц. каф. биофизики физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова, канд. физ.-мат. наук

Применение регуляторов роста является перспективным методом повышения продуктивности сельскохозяйственного производства. При этом важно обеспечить экологическую чистоту и безопасность продукции, в связи с чем действие регуляторов роста на растения должно быть тщательно и всесторонне исследовано. Важную информацию о физиологическом состоянии растения дают флуоресцентные методы [1, 2]. Так, регистрируя кривые медленной индукции флуоресценции (МИФ) листа, можно получить информацию об изменениях в структурно-функциональной организации фотосинтетического аппарата растений в различных условиях [3, 14, 15, 16]. МИФ весьма чувствительна к биотическим и абиотическим факторам окружающей среды [4, 14, 15]. Ранее метод МИФ был использован для изучения влияния на фотосинтетический аппарат растений различных биологически активных веществ: ингибиторов и активаторов фотосинтеза [5, 17], гербицидов [6], фунгицидов [18], антиоксидантов [7] и других соединений.

Цель данной работы заключалась в изучении медленной индукции флуоресценции листьев бобов *Vicia faba L.* (сорт «Русские черные») при обработке семян регуляторами роста: янтарной кислотой (ЯК) и β -индолил-3-масляной кислотой (ИМК). Структурные формулы этих соединений представлены на рис.1.

Предполагается, что ЯК является природным миметиком салициловой кислоты, приводя в действие те же механизмы индукции локальной и системной устойчивости растений к стрессовым воздействиям [8]. По всей видимости, этим и объясняется положительное действие ЯК на продуктивность сельскохозяйственных растений. Под действием ИМК возрастает укореняемость побегов [9], сокращается время проращивания и повышается всхожесть семян [10]. Вместе с тем влияние ЯК и ИМК на фотосинтетический аппарат растений флуоресцентными методами, насколько нам известно, до сих пор не исследовалось.

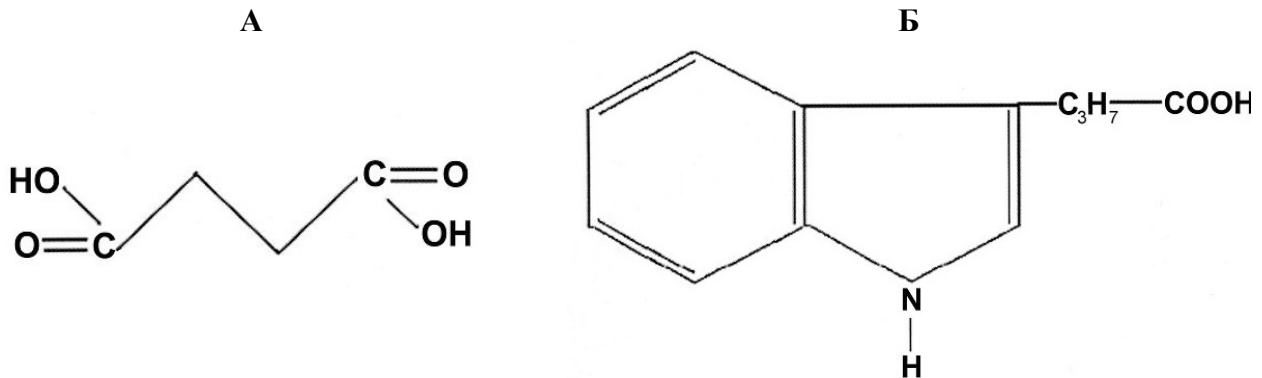


Рис. 1. Структурные формулы янтарной (А) и индолил-масляной кислот (Б)

Порошок ЯК растворяли в дистиллированной воде, а ИМК – вначале в небольшом количестве спирта, после чего разбавляли дистиллированной водой. Концентрацию ЯК и ИМК в растворах доводили до разных значений в пределах от 0,0025% до 0,025%. Семена бобов замачивали в этих растворах в течение 5 часов, семена контрольных растений замачивали в дистиллированной воде. Проростки выращивали в лабораторных условиях при искусственном освещении лампами накаливания. Для измерений использовали листья второго яруса двухнедельных растений.

Образцы в виде высечек из средней части листа размером 15 x 20 мм помещали в держатель внутри цилиндрического корпуса с двумя окнами, через которые производили облучение образца и регистрацию флуоресценции. Перед измерениями образцы адаптировали к темноте в течение 5 минут.

Флуоресценцию возбуждали синим светом через широкополосный светофильтр СЗС-22 с максимумом пропускания около 450 нм. Интенсивность возбуждающего света составляла 50 Вт/м². Флуоресценцию на длине волны 686 нм, соответствующей максимуму в спектре флуоресценции зеленого листа, выделяли призмным монохроматором спектрофотометра СФ-4 и регистрировали при помощи фотоумножителя ФЭУ-79. После соответствующего усиления сигнал, пропорциональный интенсивности флуоресценции, подавали на прибор КСП-4, с помощью которого регистрировали индукцию флуоресценции с временной разверткой 720 мм/ч. Постоянная времени установки составляла около 0,3 с.

Содержание хлорофиллов *a* и *b* в листьях бобов определяли по методу, описанному в [11]. Навеску листьев массой 120–140 мг растирали в фарфоровой ступке, добавляя 80-процентный ацетон. Полученную вытяжку фильтровали через стеклянный фильтр № 2 с помощью водоструйного насоса и доводили ее объем до 25 мл. Оптическую плотность полученного раствора измеряли на спектрофотометре СФ-46 на длинах волн 649 нм и 665 нм, соответствующих

максимумам поглощения хлорофиллов *a* и *b*. Концентрации C_a и C_b хлорофиллов *a* и *b* в растворе определяли по формулам Вернона [11]:

$$C_a \text{ (мг/л)} = 11,63 D_{665} - 2,39 D_{649},$$

$$C_b \text{ (мг/л)} = 20,11 D_{649} - 5,18 D_{665},$$

где D_{649} и D_{665} – оптические плотности раствора при $\lambda = 649$ и 665 нм.

Характерные кривые МИФ листьев бобов, выращенных из семян, обработанных растворами ЯК и ИМК различных концентраций, представлены на рис. 2 и 3. В качестве параметра МИФ использовали отношение $(F_M - F_T)/F_T$, где F_M – значение, соответствующее второму максимуму на кривой индукции (максимальному значению флуоресценции, если первый максимум не проявлялся), а F_T – стационарный уровень флуоресценции. Ранее было показано, что относительные изменения этого показателя соответствуют изменениям фотосинтетической активности в расчете на хлорофилл [5, 19].

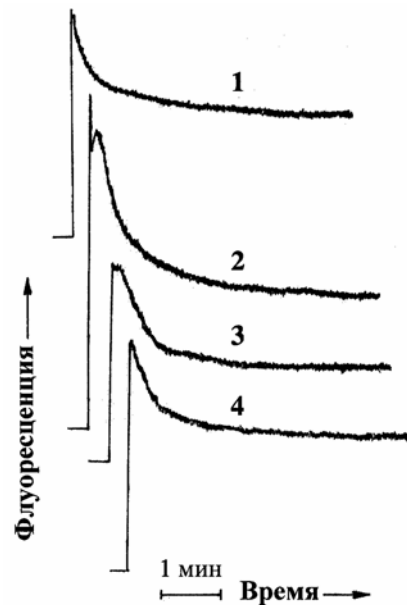


Рис. 2. Кривые медленной индукции флуоресценции листьев бобов, выращенных из семян, обработанных растворами янтарной кислоты разных концентраций: 1 – контроль; 2 – 30 мг/л; 3 – 60 мг/л; 4 – 100 мг/л

Установлено, что при малых, использованных в работе концентрациях ЯК и ИМК значения $(F_M - F_T)/F_T$ были выше, чем в контроле (на 25–30 % в случае ЯК и 7–10 % в

случае ИМК, табл. 1, 2). Увеличение $(F_M - F_T)/F_T$ в опытных образцах было связано преимущественно с возрастанием величины F_M по сравнению с F_T (рис. 2, 3, кривые 2). При увеличении концентрации растворов ЯК и ИМК, в которых замачивались семена, значения $(F_M - F_T)/F_T$ постепенно уменьшались (рис. 2, 3, кривые 3, 4, табл. 1, 2).

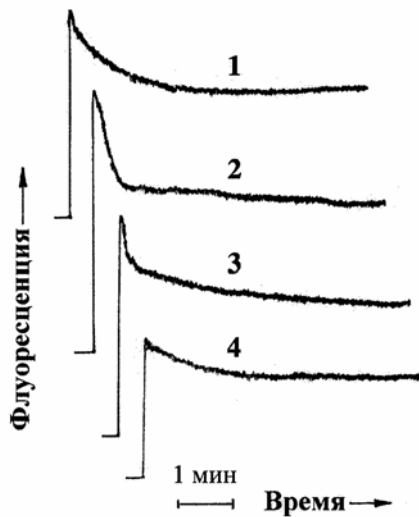


Рис. 3. Кривые медленной индукции флуоресценции листьев бобов, выращенных из семян, обработанных растворами индолил-масляной кислоты разных концентраций: 1 – контроль; 2 – 25 мг/л; 3 – 150 мг/л; 4 – 250 мг/л

Согласно общепринятым представлениям [14, 15], высокие значения интенсивности флуоресценции в первые секунды освещения связаны с восстановлением первичного акцептора электронов фотосистемы 2 (ФС 2). В последующий период начинают работать регуляторные механизмы, обеспечивающие оптимальное функционирование системы

фотосинтетических реакций, и флуоресценция уменьшается. Тушение флуоресценции на стадии $F_M - F_T$ обычно подразделяют на фотохимическое и нефотохимическое [14, 15]. Первое связано с окислением первичного акцептора (Q_A) ФС 2, второе – с рядом процессов, не связанных напрямую с состоянием Q_A . Главные из этих процессов – образование протонного градиента на тилакоидной мембране и диффузия подвижных светособирающих комплексов (ССК) в ту область хлоропласта, где концентрируются комплексы ФС 1 [14, 15]. Есть основания полагать, что в наших условиях регистрации МИФ (использование достаточно интенсивного синего света) вклад фотохимического тушения флуоресценции в ее изменения на участке $F_M - F_T$ невелик [12]. В этой связи увеличение уровня F_M в листьях опытных растений следует интерпретировать как уменьшение ΔpH на мембране хлоропластов за счет усиленного синтеза АТФ в первые секунды освещения, то есть как частичное снятие нефотохимического тушения. Увеличение содержания АТФ, с одной стороны, приводит к повышению интенсивности фотосинтеза, а с другой – вызывает усиленное фосфорилирование белков ССК, в результате чего тушение флуоресценции оказывается более сильным (возрастание F_M/F_T).

При увеличении концентрации регуляторов роста значения F_M/F_T (фотосинтетическая активность) постепенно уменьшаются (табл. 1, 2). Возможно, этот эффект связан с увеличением содержания в листьях активного кислорода (пероксида), оказывающего деструктивное действие на компоненты фотосинтетического аппарата.

Т а б л и ц а 1

Медленная индукция флуоресценции и содержание хлорофилла в листьях бобов, семена которых были обработаны растворами янтарной кислоты

Концентрация ЯК, мг/л	$(F_M - F_T)/F_T$		Хл a		Хл b		Хл a + Хл b		Хл a/Хл b	
		%	мг/г	%	мг/г	%	мг/г	%		%
Контроль (H ₂ O)	0,78	100	1,01	100	0,54	100	1,55	100	1,87	100
30	1,00	128	1,11	110	0,52	96	1,63	105	2,13	114
60	0,94	121	1,09	108	0,50	93	1,60	103	2,18	117
100	0,72	92	1,01	100	0,47	87	1,48	95	2,15	115

Медленная индукция флуоресценции и содержание хлорофилла в листьях бобов, семена которых были обработаны растворами индолил-масляной кислоты

Концентрация ИМК, мг/л	$(F_M - F_T)/F_T$		Хл <i>a</i>		Хл <i>b</i>		Хл <i>a</i> + Хл <i>b</i>		Хл <i>a</i> /Хл <i>b</i>	
		%	мг/г	%	мг/г	%	мг/г	%		%
Контроль (H ₂ O)	0,65	100	1,01	100	0,54	100	1,55	100	1,87	100
25	0,70	107	1,09	108	0,50	93	1,59	103	2,18	117
150	0,66	101	1,08	107	0,50	93	1,58	102	2,16	116
250	0,51	78	1,03	102	0,47	87	1,50	97	2,19	117

При малых, использовавшихся в работе концентрациях ЯК и ИМК наблюдалось незначительное увеличение содержания в листьях хлорофилла *a* и уменьшение содержания хлорофилла *b* (см. табл. 1, 2). С увеличением концентрации ЯК и ИМК суммарное содержание в листьях хлорофилла постепенно уменьшалось. При этом отношение Хл *a*/Хл *b* оставалось выше, чем в контроле (на 14–17 %, табл. 1, 2). Известно, что хлорофилл *a* входит в состав как коровых комплексов реакционных центров, так и периферической антенны ФС1 и ФС2, в то время как хлорофилл *b* преимущественно является компонентом ССК 2 [20]. Таким образом, увеличение отношения Хл *a*/Хл *b* в листьях растений, семена которых были обработаны растворами ЯК и ИМК, указывает на изменение стехиометрического соотношения между комплексами реакционных центров фотосистем и ССК 2, а именно на уменьшение доли ССК 2. Это уменьшение, в свою очередь, может быть обусловлено повышением в листьях опытных растений содержания пероксида H₂O₂, оказывающего деструктивное действие на биомолекулы [13]. В случае ЯК такой вывод следует из предположения о вероятном сходстве в действии на растения янтарной и салициловой кислот за счет определенного сходства этих соединений в расположении функциональных (гидроксильных) групп по отношению к гидрофобному блоку [8]. Известно, например, что накопление в тканях растений салицилата препятствует снижению содержания пероксида за счет ингибирования пероксидазы и каталазы и активирования супероксиддисмутазы [21].

Полученные результаты свидетельствуют о качественно идентичных изменениях в фотосинтетическом аппарате листьев бобов при обработке семян растворами янтарной и индолилмасляной кислот. Результирующий эффект (стимуляция или угнетение фотосинтетической активности) в данных условиях выращивания существенно зависел от выбора концентраций используемых препаратов.

Список литературы

1. Асланиди К.Б., Шалапенко А.А., Карнаухов В.Н., Берестовская Н.Г., Шавкин В.И. Метод определения функционального состояния растений по спектрам флуоресценции хлорофилла (техника биомониторинга). – Пушино, 1988. – 44 с.
2. Карапетян Н.В., Бухов Н.Г. Переменная флуоресценция хлорофилла как показатель физиологического состояния растений // Физиология растений. – 1986. – Т.33. – С.1013–1026.
3. Бухов Н.Г. Применение измерений кинетики фотоиндуцированных изменений флуоресценции хлорофилла в физиологии растений: Сб. Спектроскопические методы исследования в физиологии и биохимии. – Л.: Наука, 1987. – С. 29–33.
4. Караваев В.А. Нелинейные регуляторные процессы в фотосинтезе высших растений: Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. – М.: МГУ, 1990. – 416 с.
5. Караваев В.А., Полякова И.Б., Солнцев М.К., Юрина Т.П., Кузнецова Е.А., Кузнецов А.М. Влияние ингибитора и активатора фотосинтеза на люминесцентные показатели листьев бобов // Вестник Моск. ун-та. Сер. Физ., астр. – 1998. – № 6. – С. 29–32.
6. Грибова З.П., Солнцев М.К., Караваев В.А., Антоновский В.Л. Действие гербицидов класса симтриазинов на запасание световой энергии и электронный транспорт в листьях пшеницы // Известия АН СССР, Сер. Биол. – 1989. – № 2. С. 232–237.
7. Караваев В.А., Шагурина Т.Л., Кукушкин А.К., Солнцев М.К. Индукционные изменения флуо-

- ресценции листьев бобов в присутствии антиоксидантов // Физиология растений – 1985. – Т. 32. – С. 884–893.
8. Тарчевский И.А., Максютюва Н.Н., Яковлева В.Г., Гречкин А.Н. Янтарная кислота – миметик салициловой кислоты // Физиология растений. – 1999. – Т. 46. – С.23–28.
 9. Кутас Е.Н., Гаранинова М.В., Малахова И.Н. Влияние ауксинов на ризогенез интродуцированных видов рододендронов *in vitro*: Материалы II Междунар. конф. «Регуляция роста, развития и продуктивности растений». – Минск, 2001. – С. 116–117.
 10. Рахимова А.Ф., Миронова Л.Н. Опыт проращивания семян ирисов с использованием синтетических регуляторов роста: Материалы III Междунар. конф. «Регуляция роста, развития и продуктивности растений». – Минск, 2003. – С. 113–114.
 11. Малый практикум по физиологии растений / Под ред. М.Д. Гусева. – М.: Изд-во Моск. ун-та, – 1982. 192 с.
 12. Караваев В.А., Полякова И.Б. Влияние Na_2HPO_4 на медленную индукцию флуоресценции и фотосинтез листьев бобов // Физиология растений. – 1998. – Т. 45. – С. 5–10.
 13. Иванов Б.Н. Восстановление кислорода в хлоропластах и аскорбатный цикл // Биохимия. – 1998. Т. 63. – С. 165–170.
 14. Krause G.H., Weis E. Chlorophyll fluorescence and photosynthesis: the basics // Annu. Rev. Plant Physiol. Plant Mol. Biol., 1991. V.42. P.313–349.
 15. Lasar D. Chlorophyll *a* fluorescence induction // Biochim. Biophys. Acta, 1999. V.1412. P.1–28.
 16. Babani F., Balota M. Lichtenthaler H.K. Photosynthetic activity during autumnal breakdown of chlorophyll in tree species // Photosynthesis: mechanisms and effects / Ed. Garab G. Dordrecht, Boston, London: Kluwer Acad. Publ., 1998. V.5. P.4019–4022.
 17. Lichtenthaler H.K., Lang M., Sowinska M., Heisel F., Miede J.A. Detection of vegetation stress via a high resolution fluorescence imaging system // J. Plant Physiol., 1996. V.148. P.599–612.
 18. Karavaev V.A., Dovydkov S.A., Solntsev M.K., Yurina T.P., Yurina E.V. Fluorescence induction and O_2 -exchange in wheat leaves treated with fungicides // Modern fungicides and antifungal compounds II / Lyr H., Russel P.E., Dehne H.-W., and Sisler H.D. eds. Intercept, Andover, 1999. P.225–228.
 19. Karavaev V.A., Polyakova I.B., Solntsev M.K., Yurina T.P. Effect of various chemical agents on photosynthesis studied by the method of fluorescence induction // Journal of Luminescence, 1998. V.76. P.335–338.
 20. Vermaas W. Molecular-biological approaches to analyze photosystem II structure and function // Annu. Rev. Plant Physiol. Plant Mol. Biol., 1993. V.44. P.457–481.
 21. Rao M.V., Paliyath G., Ormrod D.P., Murr D.P., Watkins C.B. Influence of salicylic acid on H_2O_2 production, oxidative stress, and H_2O_2 -metabolizing enzymes // Plant Physiol., 1997. V.115. P.137–149.

ИЗМЕНЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ И ФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ РАСТЕНИЙ ЯЧМЕНЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭПИНА, ЦИРКОНА И ГИББЕРЕЛЛИНА

Л.Э. ГУНАР, доц. каф. хранения, переработки и товароведения продукции растениеводства МСХА им. К.А. Тимирязева, канд. биол. наук,

А.Г. МЯКИНЬКОВ, доц. каф. хранения, переработки и товароведения продукции растениеводства МСХА им. К.А. Тимирязева, канд. с.-х. наук,

В.А. КАРАВАЕВ, проф. каф. общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, д-р физ.-мат. наук,

И.Б. ПОЛЯКОВА, ассистент каф. общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, канд. физ.-мат. наук,

М.К. СОЛНЦЕВ, доц. каф. биофизики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, канд. физ.-мат. наук,

Е.А. КУЗНЕЦОВА, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук.

В настоящее время известно большое число регуляторов роста, рекомендованных для применения в растениеводстве. Регуляторы роста ускоряют прорастание семян, влияют на свойства биологических мембран и ак-

тивность ферментов, увеличивают поступление элементов минерального питания, повышают устойчивость к засухе, низким температурам, полеганию, усиливают аттрагирующую способность листьев в период формиро-

вания зерна у злаков и т. д. Фирмы-производители гарантируют прибавку урожая и усиление иммунитета растений к неблагоприятным воздействиям. Вместе с тем, на практике эти гарантии не всегда реализуются, так как рекомендации по применению регуляторов, как правило, не учитывают конкретные условия выращивания данной культуры: метеорологические условия, обеспеченность растений элементами питания и т.п. В данной работе использованы препараты эпина, циркона и гиббереллина.

Эпин (действующее вещество – эпибрасинолид – фитогормон стероидной природы) достаточно широко используется в растениеводстве. В вегетационных опытах было показано, что эпибрасинолид оказывает положительное влияние на формирование генеративных органов ячменя, увеличивая длину и массу колоса, а также массу и число зерновок в колосе на 10-15 % [1]. Вместе с тем, в опытах на пшенице отмечены высокая избирательность действия эпина на разные генотипы [2], снижение энергии прорастания и лабораторной всхожести семян засухоустойчивых сортов [3].

Циркон представляет собой смесь оксикоричных кислот и активно исследуется в качестве регулятора роста. Этот препарат влияет на синтез салициловой кислоты (фактор устойчивости к неблагоприятным воздействиям) в растении. Показано, что он способствует укоренению черенков древесных растений [4].

Гиббереллины широко представлены в растениях. Они влияют на высоту растений, длину, ширину и угол наклона листа злаковых к вертикали, активность хлоропластного и митохондриального аппаратов. Установлено, что использование препарата увеличивает размер ягод и гроздей виноградной лозы, позволяет на хороших агрофонах получать дополнительно по 50–150 ц винограда с га [5]. В то же время, есть данные о том, что формы риса с повышенным уровнем гиббереллинов имеют маленькую метелку с большим количеством стерильных колосков, большую высоту растения, низкую устойчивость к полеганию и патогенам

[6]. В эксперименте использовали наиболее широко распространенный в растениях гиббереллин A_3 (гибберелловая кислота).

Цель работы заключалась в изучении действия эпина, циркона и гиббереллина на фотосинтетический аппарат, рост и развитие растений ячменя сорта «Михайловский» в полевом опыте (в условиях засушливого 2002 года) и в вегетационном опыте, с оптимальным уровнем влажности почвы.

Полевые испытания проводили на опытном поле лаборатории селекции и семеноводства полевых культур МСХА в мае-августе 2002 года. Растения опрыскивали водными растворами препаратов в фазу «конец кущения – начало выхода в трубку». Препараты применяли в концентрации 0,01 % (по действующему веществу). В полевом опыте расход рабочего раствора составлял 100 мл / m^2 , а в вегетационном – 20 мл на сосуд. В вегетационном опыте использовали растворы тех же концентраций, что и в полевом, а в случае эпина, кроме того, применяли концентрации в 10 раз большие и в 10 раз меньшие.

Действие регуляторов роста на фотосинтетический аппарат растений определяли методом медленной индукции флуоресценции (МИФ). Флуоресценцию возбуждали широкополосным синим светом интенсивностью 50 Вт/ m^2 , а регистрировали на длине волны 686 нм; характерная кривая МИФ листа злаковых растений приведена в работе [7]. В качестве параметра МИФ использовали отношение $(F_M - F_T)/F_T$, где F_M – интенсивность флуоресценции в максимуме индукционной кривой, F_T – стационарный уровень флуоресценции. Ранее было показано [8–10], что этот показатель изменяется пропорционально удельной (в расчете на хлорофилл) фотосинтетической активности $\Delta O_2/(\Delta t \cdot \text{хлорофилл})$.

В процессе вегетации измеряли содержание хлорофилла в листьях растений (согласно [11]) и высоту растений. Структуру урожая определяли по методике Всероссийского центра по оценке качества сортов. Статистическую обработку данных производили в соответствии с [12].

Обработка ячменя регуляторами роста в полевом опыте приводила к уменьшению значений $(F_M - F_T)/F_T$ в первые 2–3 недели (табл.1). Наиболее сильно этот эффект был выражен в случае эпина. Ранее подобные изменения МИФ (уменьшение $(F_M - F_T)/F_T$, связанное с увеличением стационарного уровня F_T), наблюдались в случае ингибитора электронного транспорта диурина [9]. В данном случае ингибирующее действие препаратов на фотосинтез непосредственно после обработки можно объяснить стрессовыми условиями, в которых находились растения, – необычно сильной засухой в период проведения эксперимента. Однако уже через 5 недель после обработки наблюдалась стимуляция фотосинтетической активности в расчете на хлорофилл (увеличение $(F_M - F_T)/F_T$ на фоне незначительного уменьшения содержания хлорофилла в листе, табл. 1).

Наибольшее стимулирующее действие на рост растений в полевом опыте оказывал гиббереллин – в этом случае опытные растения были выше контрольных во все сроки отбора (табл.2). При этом максимальный эффект наблюдался в первые две недели после обработки растений. Так, через одну неделю после обработки высота растений увеличилась на 43 %, а через две недели – на 33 % по сравнению с контролем.

Циркон также стимулировал рост растений, но в меньшей степени, чем гиббереллин. Эпин не оказывал стимулирующего действия, а в первые две недели после обработки даже тормозил развитие растений (табл. 2). Этот эффект согласуется со значительным ингибирующим действием эпина на фотосинтетический аппарат в этот период, установленный при измерении МИФ (табл. 1). Таким образом, стимулирующее действие эпина на развитие растений в условиях засушливого лета 2002 года не проявилось.

Угнетающее действие эпина на рост растений на ранних стадиях вегетации отразилось на показателях структуры урожая.

Так, например, достоверно уменьшилась продуктивная кустистость (на 21 %) и длина главного колоса (на 16 %) по сравнению с контролем. Необходимо отметить, что обработка цирконом приводила к некоторому увеличению этих показателей – на 7 % и на 8 % соответственно. В случае гиббереллина на фоне общей стимуляции роста наблюдалось незначительное снижение основных показателей урожайности: так, длина главного колоса и число зерен в нем были на 12 % меньше, чем в контроле. Подобный эффект был отмечен ранее на примере редьки-дайкона: предпосевная обработка семян гиббереллинами приводила к существенному ускорению темпов роста растений, однако урожай (по весу корнеплодов) в силу изменения общего фитогормонального баланса был снижен [13].

То обстоятельство, что эпин в примененной концентрации в условиях засухи тормозил рост и развитие растений, вызвало необходимость проведения вегетационного опыта, с оптимальным уровнем влажности почвы и использованием широкого диапазона концентраций эпина. В этом случае ингибирующего действия регуляторов роста на фотосинтетический аппарат, рост и развитие растений обнаружено не было. Уже через 2 суток после обработки наблюдалось увеличение значений $(F_M - F_T)/F_T$ по сравнению с контролем. С увеличением времени после обработки стимулирующее действие препаратов на фотосинтетическую активность усиливалось (табл.3). В вегетационном опыте использовали также меньшие и большие концентрации эпина (0,001 % и 0,1 %). В обоих случаях наблюдалось уменьшение значений $(F_M - F_T)/F_T$ по сравнению с концентрацией 0,01 % (данные не приведены).

Таким образом, можно констатировать, что регуляторы роста могут оказывать на фотосинтез не только стимулирующее, но, в ряде случаев, и ингибирующее действие, в зависимости от физиологических условий, в которых находятся растения.

Т а б л и ц а 1

Значения показателя $(F_M - F_T)/F_T$ медленной индукции флуоресценции и содержание хлорофилла (мг на 1 г сырой биомассы) в листьях ячменя после обработки регуляторами роста. Полевой опыт

Срок отбора после обработки	Контроль	Циркон	Гиббереллин	Эпин
	$(F_M - F_T)/F_T$			
2 недели	0,55 (100 %)	0,46 (84 %)	0,38 (69 %)	0,15 (27 %)
3 недели	0,70 (100 %)	0,71 (101 %)	0,69 (99 %)	0,60 (86 %)
5 недель	0,35 (100 %)	0,51 (146 %)	0,48 (137 %)	0,38 (109 %)
	Содержание хлорофилла			
	2,75 (100 %)	2,49 (91 %)	2,21 (80 %)	2,51 (91 %)

Т а б л и ц а 2

Высота растений ячменя после обработки регуляторами роста в полевом опыте (см)

Срок отбора после обработки	Контроль	Циркон	Гиббереллин	Эпин
1 неделя	9,3	10,2	13,3	9,1
2 недели	26,6	26,8	35,3	22,5
3 недели	43,0	44,0	49,7	42,2
4 недели	45,5	48,5	49,7	46,3
5 недель	49,0	51,2	54,7	49,8
6 недель	50,0	51,6	54,7	50,1
7 недель	50,3	52,2	54,7	51,1

Т а б л и ц а 3

Значения показателя $(F_M - F_T)/F_T$ медленной индукции флуоресценции и содержание хлорофилла (мг на 1 г сырой биомассы) в листьях ячменя после обработки регуляторами роста. Вегетационный опыт

Срок отбора после обработки	Контроль	Циркон	Гиббереллин	Эпин
2 суток	$(F_M - F_T)/F_T$			
	0,58 (100 %)	0,67 (116 %)	0,70 (121 %)	0,71 (122 %)
	Содержание хлорофилла			
	1,73 (100 %)	1,52 (88 %)	1,54 (89 %)	1,67 (97 %)
16 суток	$(F_M - F_T)/F_T$			
	0,57 (100 %)	0,74 (129 %)	0,75 (131 %)	0,81 (142 %)
	Содержание хлорофилла			
	1,52 (100 %)	1,44 (95 %)	1,50 (99 %)	1,66 (109 %)

Список литературы

1. Манжелесова Н.Е., Волынец А.П., Морозик Г.В. Влияние эпибрассинолида на физиолого-биохимические показатели формирующихся семян ячменя / Материалы III Международной конференции «Регуляция роста, развития и продуктивности растений». Минск, 2003. С. 80.
2. Вьюгина Г.В., Елагина Е.М. Сортовая отзывчивость яровой мягкой пшеницы на обработку эпином / Материалы III Международной конференции «Регуляция роста, развития и продуктивности растений». Минск, 2003. С.32.
3. Широкова Н.П. Влияние эпина на засухоустойчивость пшеницы / Материалы III Международной конференции «Регуляция роста, развития и продуктивности растений». Минск, 2003. С. 244.

4. Рункова Л.В., Мельникова М.Н., Александрова В.С. Действие циркона на трудноукореняемые растения / Материалы II Международной конференции «Регуляция роста, развития и продуктивности растений». Минск, 2001. С.182–183.
5. Химическая защита растений / Под ред. Г.С. Груздева. М.: Агропромиздат, 1987. 416 с.
6. Авакян Э.Р., Алексеенко Е.В. Уровень эндогенных гиббереллинов в растении риса и устойчивость его к полеганию / Материалы V Международного симпозиума «Новые и нетрадиционные растения и перспективы их использования». Пушкино, 2003. Т.1. С. 101–103.
7. Полякова И.Б., Караваев В.А., Солнцев М.К., Чечулина А.А. Люминесцентные показатели в разных участках листа пшеницы в онтогенезе // Биофизика, 2003. Т.48. Вып.6. С.1108–1115.
8. Karavaev V.A., Polyakova I.B., Solntsev M.K., Yurina T.P. Effect of various chemical agents on photosynthesis studied by the method of fluorescence induction // Journal of Luminescence, 1998. V.76-77. P.335–338.
9. Караваев В.А., Полякова И.Б., Солнцев М.К., Юрина Т.П., Кузнецова Е.А., Кузнецов А.М. Влияние ингибитора и активатора фотосинтеза на люминесцентные показатели листьев бобов // Вестник Моск. ун-та. Сер. физ., астр., 1998. №6. С.29–32.
10. Караваев В.А., Баулин А.М., Гордиенко Т.В., Довыдьков С.А., Тихонов А.Н. Изменения фотосинтетического аппарата листьев бобов в зависимости от содержания тяжелых металлов в среде выращивания // Физиология растений, 2001. Т.48. №1. С.47–54.
11. Малый практикум по физиологии растений / Под ред. Гусева М.В. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1982. 192 с.
12. Доспехов Б.А. Методика полевого опыта. М.: Колос, 1979. 370 с.
13. Лихолат Т.В., Шишова Т.К. Роль фитогормонов в онтогенезе корнеплодов, на примере редьки-дайкон / Материалы V Международного симпозиума «Новые и нетрадиционные растения и перспективы их использования». Пушкино, 2003. Т.1. С. 262–264.

ГИСТЕРЕЗИС ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЛИСТЬЕВ РАСТЕНИЙ ПРИ ИХ НАГРЕВАНИИ И ОХЛАЖДЕНИИ

Е.А. КУЗНЕЦОВА, доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук

Одним из важнейших вопросов биофизики является выяснение механизмов фотосинтеза, благодаря которому на Земле существует жизнь. Первичные процессы фотосинтеза, происходящие в мембранах хлоропластов листьев растений при поглощении света, сопровождаются флуоресценцией. Флуоресцентные характеристики дают существенную информацию о функциональном состоянии листьев растений и позволяют определять их устойчивость к неблагоприятным условиям среды.

В работе приведены исследования флуоресценции листьев разных растений при физиологических и повышенных температурах [1–5], представлены температурно-временные зависимости интенсивности флуоресценции листьев при их циклическом нагревании и охлаждении.

Исследования выполнены на многофункциональной флуориметрической установке, описанной в [6]. Установка содержит цилиндрический фосфороскоп с окнами, внутри которого вращается полый цилиндр с прорезями. В центре этого цилиндра в про-

зрачной ювете расположен исследуемый лист. Через одно окно фосфороскопа при совмещении его с прорезью цилиндра на лист падает слабый свет с интенсивностью 0,01–0,03 Вт/м², который вызывает флуоресценцию листа. Эта флуоресценция выходит в другое окно фосфороскопа и через светофильтр, пропускающий свет с длиной волны 600 нм и более, поступает на фотоэлектронный умножитель. Далее электрический сигнал, пропорциональный флуоресценции, усиливается и регистрируется самописцем. С помощью термостабилизирующей системы установки температуру листа можно было изменять в пределах 10–96°C с погрешностью 0,1°C при скорости нагрева (или охлаждения) 0,6–2 град/мин.

На рисунке приведены зависимости интенсивности флуоресценции от температуры, а следовательно, и от времени (кривые 1, 2, 3, 4, 5) пяти примерно одинаковых зрелых листьев боба *Vicia faba* сорта «Русские черные» при их нагревании и последующем охлаждении. Кривая 1 получена при скорости нагрева 2 град./мин и представляет со-

бой термограмму флуоресценции зрелого листа в диапазоне температур 25–96°C. Эта кривая с увеличением температуры листа возрастает до максимума с интенсивностью $F_1 = 2,9F_0$ при температуре $T_1 = 51,5^\circ\text{C}$, после которого с ростом температуры флуоресценция уменьшается до значения $F_3 = 0,4F_0$ при температуре $T_3 = 96^\circ\text{C}$, где F_0 – флуоресценция при начальной температуре $T_0 = 25^\circ\text{C}$. На кривой также имеется маленький пик величиной $F_2 = 2,3F_0$ при температуре $T_2 = 60^\circ\text{C}$. При последующем охлаждении листа от 96° до 25°C , а затем вторичном нагреве его флуоресценция практически остается постоянной, равной F_3 .

Температурная зависимость флуоресценции листьев в диапазоне температур 25–55°C с максимумом при $T_1 \approx 50^\circ\text{C}$ была получена и в других работах, например, в [7]. Согласно [8], увеличение флуоресценции при таком нагреве вызвано повреждением реакционного центра фотосистемы 2, изменением липидного окружения белковых комплексов и развалом части белок-липидных связей. При этом фотосинтетическая актив-

ность листьев уменьшается, но может быть частично восстановлена. При дальнейшем повышении температуры функционирование фотосинтетического аппарата снижается необратимо до полного прекращения.

Естественно, доля повреждений листа увеличивается с ростом температуры и с увеличением продолжительности теплового воздействия. Это подтверждается сравнением левой части кривой 1 с кривыми 2б, 2в, 3, 4, 5 (см. рис.). Кривые 2а, 2б, 3, 4 являются экспериментальными зависимостями флуоресценции каждого листа от температуры при его нагреве от 25°C до $46,8^\circ$, $48,6^\circ$ и $51,5^\circ\text{C}$ соответственно со скоростью 2 град./мин (как у кривой 1) и последующем охлаждении до температуры 25°C . Кривая 2а и части кривых 3, 4, полученные при увеличении температуры, совпадают с кривой 1. При уменьшении температуры флуоресценция этих листьев не возвращается к исходному значению F_0 . Видно, что чем больше максимальная температура нагрева, тем выше значение остаточной флуоресценции, что отражает большее тепловое повреждение листа.

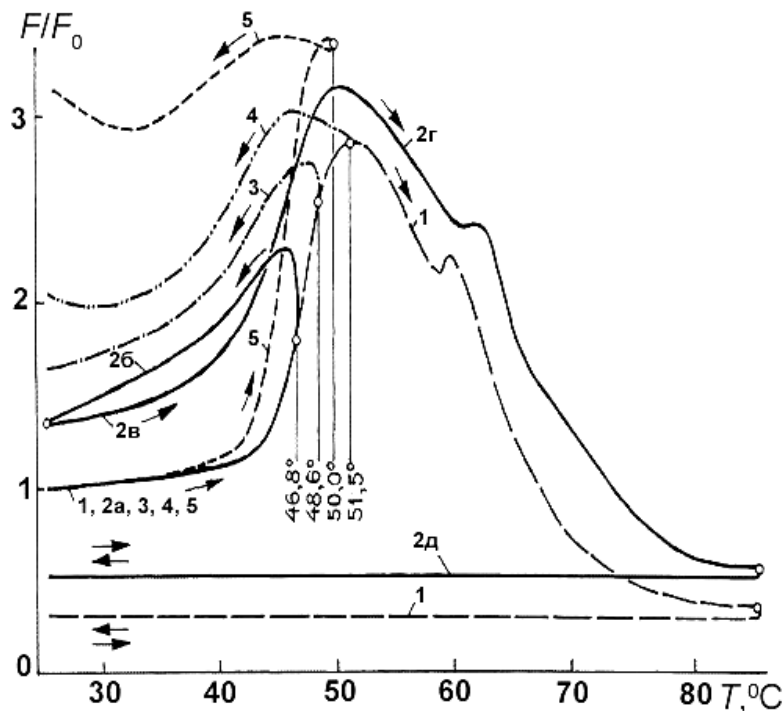


Рис. Гистерезисные кривые температурной зависимости относительной флуоресценции зрелых листьев длиной около 60 мм 13-дневного проростка боба при их нагревании и последующем охлаждении при следующей последовательности температур: 1 – $25^\circ - 96^\circ - 25^\circ\text{C}$; 2 – $25^\circ - 46,8^\circ - 25^\circ - 96^\circ - 25^\circ\text{C}$; 3 – $25^\circ - 48,6^\circ - 25^\circ\text{C}$; 4 – $25^\circ - 51,5^\circ - 25^\circ\text{C}$; 5 – $25^\circ - 50^\circ - 25^\circ\text{C}$; скорость нагрева и охлаждения: 1, 2, 3, 4 – 2 град./мин; 5 – 0,6 град./мин

Кривая 5 получена при нагреве листа до температуры 50°C со скоростью, равной 0,6 град./мин (меньшей, чем скорость у других кривых), и последующем охлаждении до 25°C. Увеличение продолжительности нагрева до 50°C от 13 минут для кривых 1 и 4 до 42 минут для кривой 5 приводит к большему повреждению листа. Это выражается в том, что у листа с кривой 5 рост флуоресценции начинается при меньшей температуре, максимальное значение флуоресценции увеличивается и достигается при меньшей температуре T_1 и, наконец, остаточная флуоресценция при 25°C существенно увеличивается по сравнению с другими листьями (кривые 1, 2б, 3, 4).

Кривая 2 получена в процессе нагрева и охлаждения листа со скоростью 2 град./мин и вторичного его нагрева и охлаждения при следующей последовательности температур (и участков кривой 2): 25°–46,8° (участок 2а)–25°(2б)–50°(2в)–96°(2г)–25°C (2д). Тепловое повреждение листа при нагреве и частичное восстановление его при охлаждении привели к тому, что кривая 2б (охлаждение) находится выше кривых 2а и 2в (нагревание), а кривая 2в (вторичное нагревание) находится выше кривой 2а (первичное нагревание). При дальнейшем вторичном нагревании и охлаждении листа (50°–96°–25°C) кривая его флуоресценции (участки 2г и 2д) расположена выше кривой 1 однократного нагрева и повторяет ее рельеф. Но из-за большего теплового повреждения листа участок 2г имеет более ранний и больший по величине максимум по сравнению с кривой 1, а пик превращается в «плечо» со сдвигом температуры.

Итак, при однократном нагреве от 25°C до температуры T и охлаждении листа до 25°C каждому значению температуры соответствуют два значения флуоресценции: одно – при нагреве, другое – при охлаждении (см. рис.: участки 2а и 2б при $T = 46,8^\circ\text{C}$; два участка кривой 3 при $T = 48,6^\circ\text{C}$; два участка кривой 4 при $T = 51,5^\circ\text{C}$; два участка кривой 5 при $T = 50,0^\circ\text{C}$). При двухкратном нагреве и охлаждении листа каждому значению температуры соответствуют четыре значения флуоресценции (участки 2а, 2б, 2в, 2д). Эти неоднозначные температурные зависимости

интенсивности флуоресценции при циклическом нагреве и охлаждении листа являются температурным гистерезисом его флуоресценции. При многократном циклическом изменении температуры листа в области физиологических температур, например, 20°–35°C, гистерезис флуоресценции будет являться непрерывной последовательностью нескольких петель типа 2а, 2б, 2в, но с меньшим сдвигом по вертикали вверх.

Видно, что температурный гистерезис флуоресценции листьев растений адекватно отражает изменения в функционировании фотосинтетического аппарата как при их повреждении нагреванием, так и при восстановлении последующим охлаждением до физиологических температур, а также показывает степень восстановления поврежденных листьев.

Список литературы

1. Кузнецова Е.А. Исследование зависимости флуоресценции листьев растений от температуры // Биофизика. – 1981. – Т. 26. – Вып.5. – С.893–894.
2. Кузнецова Е.А. Флуоресценция листьев высших растений при повышенных температурах // Биофизика. – 1982. – Т. 27. – Вып. 5. – С. 809–811.
3. Кузнецова Е.А. Флуоресценция листьев покрытосеменных и голоосеменных растений при повышенных температурах // Экология, мониторинг и рациональное природопользование Сб. науч. тр. – М.: МГУЛ. – 1998. – Вып. 294(1). – С. 123–128.
4. Кузнецова Е.А. Флуоресцентные и спектральные характеристики листьев растений при повышенных температурах // Тезисы докл. II съезда биофизиков России. – М.: 1999. – Т. 3. – С. 1041–1042.
5. Кузнецова Е.А. Исследование флуоресценции листьев растений при повышенных температурах // Лесной вестник. – 2000. – №2(11). – С. 127–139.
6. Кузнецова Е.А. Установка для исследования флуоресценции и послесвечения биологических объектов // Лесной вестник. – 1998. – №1(2). – С. 121–123.
7. Schreiber U., Berry J.A. Heat-induced changes of chlorophyll fluorescence in intact leaves correlated with damage of the photosynthetic apparatus // Planta. 1977. – V. 136. – P. 233–238.
8. Gounaris K., Brain A.P.R., Quinn P.J., Williams W.P. Structural and functional changes associated with heat-induced phaseseparations of non-bilayer lipids in chloroplast thylakoid membranes // FEBS Letters. – 1983. – V.153. – P. 47–52.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ЖИЗНЕСПОСОБНОСТЬ СТЕБЛЕВЫХ ЧЕРЕНКОВ ДРЕВЕСНЫХ И КУСТАРНИКОВЫХ РАСТЕНИЙ

В.Н. ХАРЧЕНКО, *проф., зав. каф. физики МГУЛа, д-р техн. наук,*

Е.А. КУЗНЕЦОВА, *доц. каф. физики МГУЛа, канд. физ.-мат. наук,*

Л.Д. КУЗНЕЦОВА, *доц. каф. физики МГУЛа, канд. биол. наук,*

М.К. СОЛНЦЕВ, *доц. каф. биофизики физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова, канд. физ.-мат. наук,*

И.П. БАТОВ, *ст. науч. сотр. Висш лесотехнически институт, София, канд. техн. наук*

В настоящее время весьма актуальным является разработка и внедрение новых методов получения высокосортного посадочного материала разнообразных древесных пород, ценных для народного хозяйства. При вегетативном размножении древесных растений перспективным методом является лазерное облучение стеблевых черенков перед их укоренением [1, 2].

В данной работе приведены результаты наших многолетних исследований по лазерной стимуляции укоренения стеблевых черенков древесных растений с целью репродукции наиболее ценных пород.

Исследования проводились в Московском государственном университете леса (МГУЛ) на базе Ивантеевского селекционного лесопитомника НПО «Фундук», в Высшем лесотехническом институте (ВЛТИ, г. София) и на кафедре биофизики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Для этих работ на кафедре физики МГУЛ была создана экспериментальная установка, использующая излучение непрерывного гелий-неонового лазера ЛГ-52-1 с длиной волны 632,8 нм и разработана технология лазерного облучения и укоренения черенков [3]. С целью понижения плотности оптического излучения и возможности одновременного облучения нескольких черенков в установке применен расширитель лазерного луча, дающий световой пучок диаметром 3 см и мощностью 0,02 Вт. Обработка черенков проводилась пучками по 10–25 штук, облучались только нижние срезы черенков в пучке, продолжительность облучения 2,5–12,5 мин. В аналогичной установке в ВЛТИ мощность пучка гелий-неонового лазера была равна 0,012 Вт [4].

Облучались зеленые черенки разных древесных пород с различной способностью к вегетативному размножению. В МЛТИ облучали черенки фундука (*Corylus maxima* Mill), яблони Недзвецкого (*Malus Niedzwetzkiiana*), сливы китайской (*Prunus triflora*), кизильника блестящего (*Cotoneaster lcidus*), ели европейской (*Picea abies*), лжетсуги Мензиса (*Pseudotsuga Menziesii*) и др. В ВЛТИ были облучены черенки бука (*Fagus sylvatica* L.), белой акации (*Robinia pseudoacacia* L.), мачтовой и медоносной акации, явора кудрявого и др.

Для укоренения образцов использовали крупногабаритные теплицы и холодные парники. Полив осуществляли с помощью туманообразующей установки, позволяющей поддерживать оптимальный режим увлажнения. Субстратом служила смесь фрезерного низинного торфа с песком. Были высажены десятки тысяч облученных и контрольных черенков различных пород растений.

В результате исследований было установлено влияние лазерного облучения не только на укоренение, но и на образование новых побегов и на сохранность саженцев в течение первого года. На рис.1 представлены полученные данные по влиянию продолжительности лазерного облучения на укоренение, побегообразование и зимостойкость стеблевых черенков сливы китайской. Ноль на оси абсцисс соответствует контрольной группе черенков, т. е. без облучения. По оси ординат отложено отношение числа черенков с одной продолжительностью облучения, давших определенный эффект после посадки, к числу всех черенков, посаженных после облучения с той же продолжительно-

стью. Кривая 1 дает относительное число укорененных летних черенков через 2 месяца после их посадки в зависимости от продолжительности облучения. Кривая 2 показывает число черенков, давших новые побеги за тот же период. Кривая 3 соответствует числу укорененных черенков, сохранившихся через год после высадки, т. е. перезимовавших. Видно, что показатели развития черенков сливы существенно зависят от продолжительности облучения. Наилучшие показатели развития были достигнуты при облучении в течение 5–7,5 мин.

Облученные таким образом образцы имели хорошо развитую корневую систему и имели как укороченные побеги, так и ростовые побеги длиной до 20 см, в то время как у контрольных образцов без облучения корневая система была неразвитой, и было немного укороченных побегов, а ростовых не было совсем.

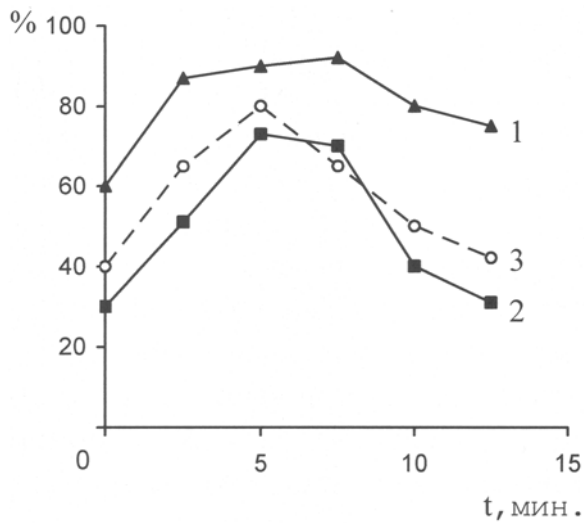


Рис. 1. Относительное число стеблевых черенков сливы китайской (*Prunus triflora*), образовавших корни (1), давших побеги (2) и сохранившихся через год после высадки (3) в зависимости от продолжительности лазерного облучения

На рис. 2 представлены полученные результаты по влиянию продолжительности лазерного облучения летних стеблевых черенков яблони Недзвецкого на их развитие. Кривая 1 дает относительное число черенков, образовавших каллус через 2,5 месяца

после их высадки, в зависимости от продолжительности облучения. Кривая 2 показывает число укорененных черенков за тот же период. Кривая 3 соответствует числу укорененных черенков, сохранившихся через год после высадки. Яблоня Недзвецкого относится к трудноукореняемым породам: в контрольной группе укорененных черенков было лишь 4 %, и не перезимовал ни один контрольный образец из нескольких сотен экземпляров. Применение лазерного облучения повысило число укорененных черенков до 28 % и позволило довести число перезимовавших черенков до 19 % при продолжительности облучения 7,5 мин.

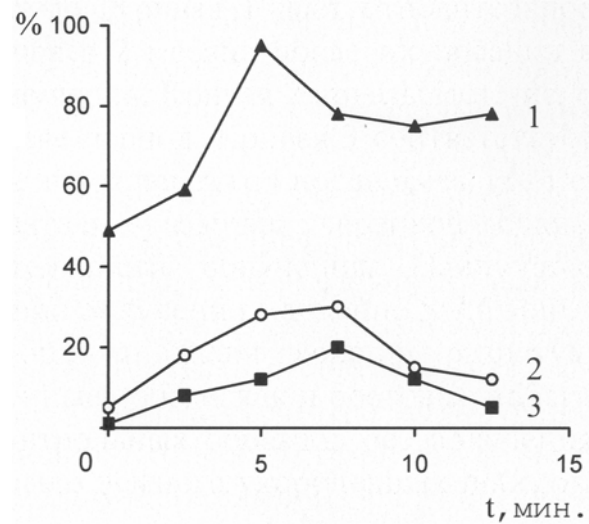


Рис. 2. Относительное число стеблевых черенков яблони Недзвецкого (*Malus Niedzwetzkiiana*), образовавших каллус (1), образовавших корни (2) и сохранившихся через год после высадки (3) в зависимости от продолжительности лазерного облучения

Известно, что вегетативному размножению фундука препятствует его слабая корнеобразовательная способность, а также то, что значительная часть укоренившихся черенков не закладывает полноценных почек и не может развиваться в следующем сезоне. Проведенное нами лазерное облучение черенков фундука показало его стимулирующее влияние, как на корнеобразование, так и на процесс закладки черенками вегетативных почек. Если количество жизнеспособ-

ных летних стеблевых черенков фундука составило в контроле 25 %, то после облучения их число увеличилось до 30–71 %, причем наибольшее число соответствовало продолжительности облучения 5 мин.

Отмечено влияние лазерного облучения на укоренение и побегообразование стеблевых черенков кизильника блестящего. Число укорененных черенков в контроле составило 70 %, а после облучения – 90 %. Через 3 месяца после высадки в контрольной группе число корней на одном черенке было равно 2–5 и длина прироста черенка составила 0,5–3 см, а у облученных было 5–8 корней на одном черенке и длина прироста 4–21 см.

Лазерному облучению были подвергнуты зимние однолетние одревесневшие черенки ели европейской. Их заготавливали в марте, до начала сокодвижения и хранили в снежном бурте до момента обработки и высадки в парник. В качестве субстрата для укоренения этих черенков использовали перлит. Достоверного влияния лазерного облучения на ростовые процессы черенков ели обнаружено не было, что, возможно, связано с низкой активностью физиологических процессов в черенках после длительного нахождения их в темноте и при отрицательных температурах. В то же время была установлена зависимость процессов укоренения и образования каллюса у черенков ели от возраста материнских деревьев. Так, для маточных деревьев 7-летнего возраста число черенков, образовавших каллюс, составило 97 %, число черенков, образовавших корни – 87 %. А для 17-летних маточных деревьев число соответствующих черенков равнялось 80 % и 48 %.

Лжетсуга Мензиса является перспективной породой, но она трудно укореняется и в климатических условиях Московского региона не образует полноценных семян. Изучение влияния лазерного облучения на ростовые процессы черенков этой породы проводили на летних полуодревесневших черенках с материнских деревьев 17-летнего возраста. Было показано, что в течение первого вегетационного сезона относительное число черенков, образовавших каллюс, составило более 95 %, как в контроле, так и

после облучения. Заметный отпад черенков начался только через год после высадки: сохранность контрольных образцов составила 75 %, а облученных 89–93 %, где наибольшее число соответствует продолжительности облучения 5 мин.

В питомниках Болгарии было установлено, что относительное число укорененных черенков белой акации в контроле составило 50 %, а у облученных 90 %. Контрольные черенки, взятые от 2–3 годичных маточных растений, образовывали корни через 60–65 дней после высадки, а облученные черенки давали мощную корневую систему через 40–45 дней. Укореняемость зеленых черенков бука после лазерного облучения в течение 0,8 мин составила 70 % [4, 5].

В лаборатории кафедры биофизики физического факультета МГУ методами электронного парамагнитного резонанса и люминесцентной спектроскопии было проведено исследование листьев, выросших на побегах укоренившихся контрольных и облученных черенков различных растений. Описание установок и методика экспериментов приведены в [6].

Показано, что хлоропласты, локализованные в стеблях растений, имеют те же закономерности функционирования цепи электронного транспорта, что и в листьях этих растений [6]. Установлено также, что основные закономерности кинетики окислительно-восстановительных превращений реакционного центра фотосистемы I (пигмент P700), термолюминесценции и медленной индукции флуоресценции хлорофилла являются одинаковыми для листьев как контрольных, так и облученных растений [6, 7]. Это свидетельствует о том, что облучение черенков в указанных режимах не изменяет структуру и функционирование фотосинтетического аппарата выращенных растений.

Таким образом, показано стимулирующее влияние лазерного облучения стеблевых черенков ряда хозяйственноценных древесных пород, размножаемых методом зеленого черенкования, на их укоренение, каллюсообразование, образование почек и побегов и на зимостойкость. Лазерная сти-

муляция представляется весьма перспективным экологически чистым методом размножения элитного посадочного материала в лесоводстве, лесовосстановлении и озеленении населенных пунктов.

Список литературы

1. Инюшин В.М., Ильясов Г.У., Федорова Н.Н. Лазер – стимулятор развития сельскохозяйственных культур. – Алма-Ата: Кайнар, 1973.
2. Балабак А.Ф., Бордюжев В.Г., Иванова З.Я. Действие лазерного облучения на регенерационную способность некоторых древесных растений: Тез. докл. 2 Всесоюз. симп. по молекулярной и прикладной биофизике с.-х. растений. – Кишинев. – 1977. – С. 67–68.
3. Кузнецова Л.Д., Кузнецова Е.А. Влияние лазерного облучения на развитие черенков древесных растений // Науч. тр. / Моск. лесотехн. ин-т. 1992. – Вып. 254. – С. 16–22.
4. Батов И.П., Кузнецова Е.А., Йорданов С. Лазерно стимулиране на коренообразователния процес при някои декоративни видове // Научни трудове / Висш. лесотехн. ин-т. – София. – 1992. – Т.35, серия Горско стопанство. – С. 43–51.
5. Батов И.П., Кузнецова Е.А., Тихонов А.Н. и др. Биофизични изследвания върху фотосинтетичния апарат, локализиран в кората на стъблени резници // Научни трудове «Лесотехническо образование в България» / Висш. лесотехн. ин-т. – София. – 1995. Т.1, серия Горско стопанство. – С. 19–24.
6. Кузнецова Е.А., Солнцев М.К., Ташиш В., Тихонов А.Н. Сравнительное исследование парамагнитных центров и люминесцентных характеристик листьев и стеблей высших растений // Науч. тр. / Моск. лесотехн. ин-т. – 1989. – Вып. 222. – С. 47–57.
7. Кузнецова Е.А., Кузнецова Л.Д., Солнцев М.К., Тихонов А.Н. Исследование функциональной активности хлоропластов в листьях высших растений в связи с проблемой лазерной стимуляции лесных культур // Науч. тр. / Моск. лесотехн. ин-т. – 1991. – Вып. 242. – С. 65–72.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ КАМЕРТОННО-ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ*

И.П. ГРИГАЛ, *физ.-мат. лицей, г. Сергиев Посад,*
 А.В. ГРОМОВА, *гимназия, г. Зеленоград,*
 И.Н. АГАФОНОВ, *физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,*
 А.П. ПЯТАКОВ, *асп. физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,*
 А.П. ЖДАНОВ, *физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,*
 В.Г. СУХОВ, *Заслуженный учитель РФ, канд. техн. наук*

Что такое камертон, известно многим. Почти каждый держал его в руках, наверняка не задумываясь, что это не только эталон чистоты для музыканта, но ... и физический прибор для определения вязкости жидкости.

Вискозиметры (от латинского «viscosus», т.е. вязкость) – приборы для измерения вязкости – в настоящее время широко применяются в различных областях науки, техники и промышленности [1]. По принципу работы существующие модели вискозиметров делят на четыре основные группы: капиллярные, ротационные, с падающим шариком, вибрационные [1–4].

Принцип действия капиллярных вискозиметров основан на определении вязкости по измерению скорости вытекания струи жидкости или газа из капилляра (рис.1, а). В ротационных вискозиметрах (рис.1, б) измеряется крутящий момент, передаваемый через исследуемую жидкость от одного цилиндра (конуса или сферы) к другому. В вискозиметрах с падающим шариком вязкость определяется по установившейся скорости падения шарика в исследуемой среде (рис. 1в). В вибрационных вискозиметрах вязкость определяется по затуханию колебаний зонда осциллятора, помещенного в исследуемую жидкость (рис. 1, г) [1–4].

* Работа была отмечена Дипломом победителя VI Международной научно-технической конференции школьников «Старт в Науку»

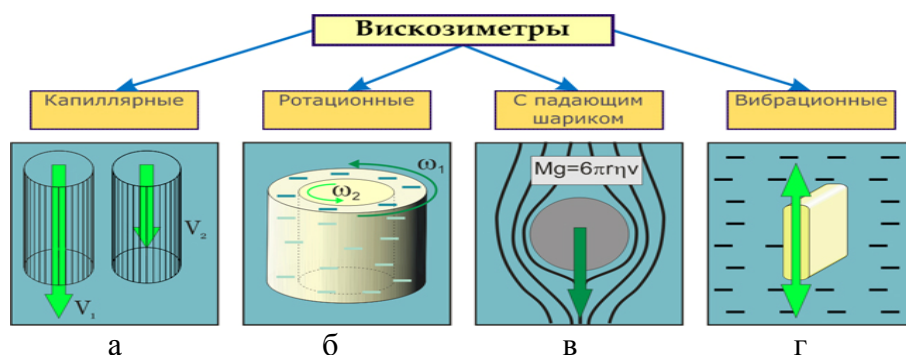


Рис. 1

Вискозиметры – достаточно дорогостоящие приборы. Большинство существующих моделей вискозиметров для измерений требуют сравнительно больших объемов жидкостей (100 и более мл) [2], что не всегда возможно, например, при исследовании дорогих или токсичных жидкостей, а также при реологическом анализе крови [5]. Кроме того, промышленно выпускаемые модели имеют не очень широкий диапазон измерений [2, 3]; внешние условия могут влиять на результаты эксперимента, а переградуировка приборов трудоемка.

В настоящей работе предлагается модель вискозиметра, принцип действия которого основан на измерении затухания звуковых колебаний высокодобротного камертона. В разработанной нами ранее методике измерения [6], исследуемая жидкость помещалась в виде капель на ножки камертона. Однако если таким способом проводить измерения на жидкостях большой вязкости, то колебания камертона будут очень быстро затухать. Скорость затухания колебаний растет с увеличением площади соприкосновения жидкости с камертоном, поэтому при исследовании жидкостей большой вязкости предлагается проводить измерения с помощью тонких иглонок-зондов, опускаемых в исследуемую жидкость. Отличительной особенностью зондового метода является также невозмущающий характер измерений, что позволяет проводить исследования температурных зависимостей вязкости, не меняя существенно температуры исследуемой жидкости. Избегаются также неточности измерений, связанные с определением разме-

ров капле, трудности, связанные с высыханием капле при длительных измерениях.

Применение обоих методов исследования вязкости позволяет измерять вязкость в режиме реального времени, используя малые объемы пробы (менее 0.1 мл) в широком диапазоне значений от 0.1 мПа·с до значений свыше 10000 мПа·с. Показания прибора не зависят от внешних условий (давление, температура и т.п.). Простота конструкции и доступность ее компонентов делает данную методику значительно дешевле, чем промышленно выпускаемые приборы. С помощью предлагаемой модели можно проводить исследования, имеющие практическое значение, в том числе и медицинские: исследование динамики свертывания крови [7].

Подобный прибор может также использоваться в учебной практике при проведении лабораторного эксперимента по темам: «Колебания», «Звук» и «Вязкость жидкостей».

Экспериментальная установка

Основная часть установки (рис. 2) – высокодобротный лабораторный камертон 1, закрепленный с помощью стержня 2. В зондовом режиме в одну из ножек камертона ввинчен изогнутый алюминиевый стержень 3, на конце которого находится шарообразный зонд 4 из пенопласта (используется материал с низкой теплопроводностью, чтобы исключить изменение температуры жидкости за счет отвода тепла через зонд). Зонд погружается в кювету 5 с исследуемой жидкостью, температуру которой можно изменять при помощи нагревательного элемента.

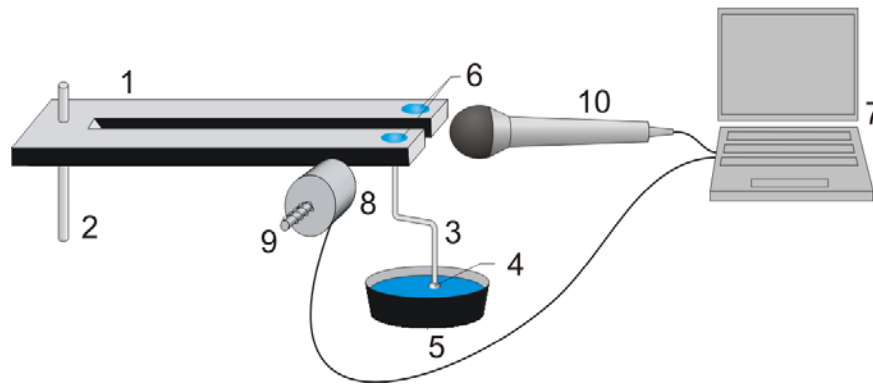


Рис. 2

Регистрация температуры производится при помощи термопары, помещенной в кювету. В «капельном» режиме жидкость помещается на ножки камертона в виде капель 6, площадь которых определяется при помощи окуляр-микрометра. Импульс с выхода звуковой карты компьютера 7 усиливается и подается на соленоид 8. Колебания камертона возбуждаются втягивающимся в соленоид бойком 9. Запись звуковых колебаний осуществляется с помощью микрофона 10, подключенного к компьютеру 7.

Теория и методика измерений

Каждая молекула окружена со всех сторон «соседями». Тепловое движение молекул сводится в основном к колебаниям внутри потенциальной ямы, созданной ее ближайшим окружением (место временной локализации) и перескоками ее из одного места локализации в другое. Так, за одну секунду молекула жидкости меняет свое положение приблизительно 10^8 раз, совершая между перескоками 10^3 – 10^5 колебаний. Минимальная энергия, необходимая молекуле для преодоления потенциального барьера сил взаимодействия с ближайшим окружением и перескока в новое положение равновесия называется *энергией активации жидкости*.

Сущность явления внутреннего трения жидкости состоит в том, что молекулы, находящиеся под действием внешней силы, совершают перескоки преимущественно в направлении этой силы. Чем чаще способны молекулы жидкости перемещаться из одного

положения равновесия в другое, тем меньше вязкость жидкости. С ростом температуры увеличивается энергия тепловых колебаний частиц, что ведет к уменьшению времени пребывания молекулы в положении равновесия, и, как следствие, к уменьшению вязкости.

Зависимость вязкости от температуры T и энергии активации жидкости ϵ_0 выражается формулой Френкеля:

$$\eta = Ae^{\frac{\epsilon_0}{kT}}, \quad (1)$$

где A – некоторая константа;

ϵ_0 – энергия активации;

T – абсолютная температура жидкости.

Прологарифмировав соотношение (1), получаем:

$$\ln \frac{\eta}{A} = \frac{\epsilon_0}{kT}. \quad (2)$$

Следовательно, энергия активации может быть найдена как коэффициент линейной зависимости $\ln \eta$ от $\frac{1}{kT}$.

Далее приводится вывод рабочей формулы, связывающей непосредственно измеряемую величину (декремент затухания колебаний камертона) с величиной вязкости жидкости.

Как известно, свободные колебания осциллятора затухают по экспоненте:

$$A = A_0 \cdot \exp(-\gamma \cdot t) \cdot \cos(\omega t),$$

где коэффициент γ (декремент затухания) отвечает за быстроту затухания колебаний. То, что быстрота затухания зависит от того, в какую жидкость погрузить зонды, заметно

даже «невооруженным ухом». Особенно велика эта разница для воды и глицерина (отличие вязкости \sim в 1500 раз); остальные гидродинамические свойства этих жидкостей отличаются не так сильно, поэтому справедливо предположить, что именно вязкость влияет на коэффициент γ .

Потери за период колебаний, вызванные действием вязкой силы, определяются формулой:

$$\Delta W_{\text{вяз}} = \Delta W - \Delta W_0 = k_{\text{эфф}} A_0^2 T (\gamma - \gamma_0), \quad (3)$$

где ΔW_0 – потери за счет излучения звука камертоном, при колебаниях зонда в воздухе (при этом считается, что силой вязкого трения, действующей на зонд в воздухе, можно пренебречь: $\eta_{\text{воздуха}} \sim 10^{-5} \eta_{\text{глицерина}}$);

ΔW – полные потери за счет излучения и за счет вязкого трения при колебаниях зонда в жидкости;

$k_{\text{эфф}}$ – эффективный коэффициент жесткости камертона;

A_0 – амплитуда колебаний камертона;

γ и γ_0 – декременты затухания при зонде, опущенном в жидкость, и зонде, колеблющемся в воздухе.

С другой стороны, потери за период колебаний:

$$\Delta W_{\text{вяз}} = \int_0^T N \cdot dt = T \frac{\eta \cdot V_0^2}{l} I, \quad (4)$$

где $N = F \cdot V$ мгновенная мощность силы вязкого трения;

F – мгновенная сила и V – мгновенная скорость;

$V_0 = \omega A_0$ – амплитуда скорости;

l – характерное расстояние, на котором колебания, сообщаемые зондом жидкости, затухают в e раз;

I – интегральный коэффициент, имеющий размерность площади, учитывающий форму и размеры зонда, а также сдвиг фаз между колебаниями скорости и силой вязкого трения.

В случае зонда цилиндрической формы коэффициент пропорционален глубине

погружения зонда ($l:h$). Интегральная сила F является суммой вязких сил, действующих на различные элементы поверхности зонда ΔS , определяемой формулой Ньютона:

$$\Delta F = \eta \Delta S \frac{\partial V}{\partial r}, \quad (5)$$

где $\partial V / \partial r$ – убывание скорости слоев жидкости с изменением расстояния от поверхности.

Характерное расстояние l , на котором колебания жидкости затухают в e раз, определяется формулой:

$$l = \sqrt{\frac{2\eta}{\omega \cdot \rho}}, \quad (6)$$

где ω – частота колебаний;

ρ – плотность жидкости.

Приравнявая (4) и (3) и учитывая (6), получаем *рабочую формулу*:

$$\eta = \frac{K}{\rho} (\gamma - \gamma_0)^2, \quad (7)$$

где K – коэффициент пропорциональности;

ρ – плотность жидкости,

$\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0$ – разность декрементов затухания колебаний камертона при погружении зонда в жидкость и при ее отсутствии (в воздухе).

Коэффициент пропорциональности K может быть определен путем калибровки камертона. Калибровка представляет собой серию измерений на различных жидкостях, динамическая вязкость которых считается известной, например, водных растворах глицерина. K определяется как коэффициент линейной зависимости η от $\Delta\gamma^2$.

Для получения температурной зависимости вязкости исследуемой жидкости проводится серия измерений декремента затухания камертона (декремент затухания за счет излучения γ_0 определяется непосредственно перед проведением измерений) при различных значениях температуры жидкости, которая регистрируется с помощью термпары (с разрешением в 1 градус) и затем вводится в компьютер. Данные о затухающих колебаниях обрабатываются в режиме реального времени специально написанной программой (временное разрешение составляет ~ 1 с), которая выдает на экран

график зависимости вязкости от времени. По окончании измерений программа на основании введенных значений температуры рассчитывает промежуточные значения в мо-

менты времени, соответствующие измерениям, и производит расчет энергии активации исследуемой жидкости, используя метод наименьших квадратов, по формуле (2).

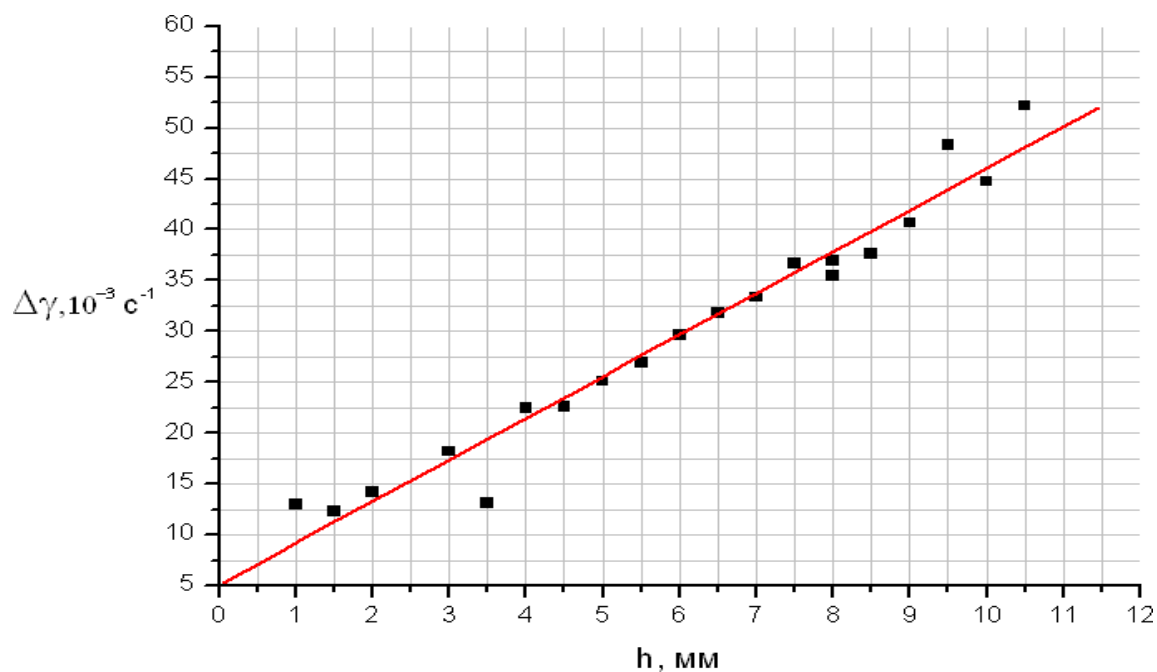


Рис. 3

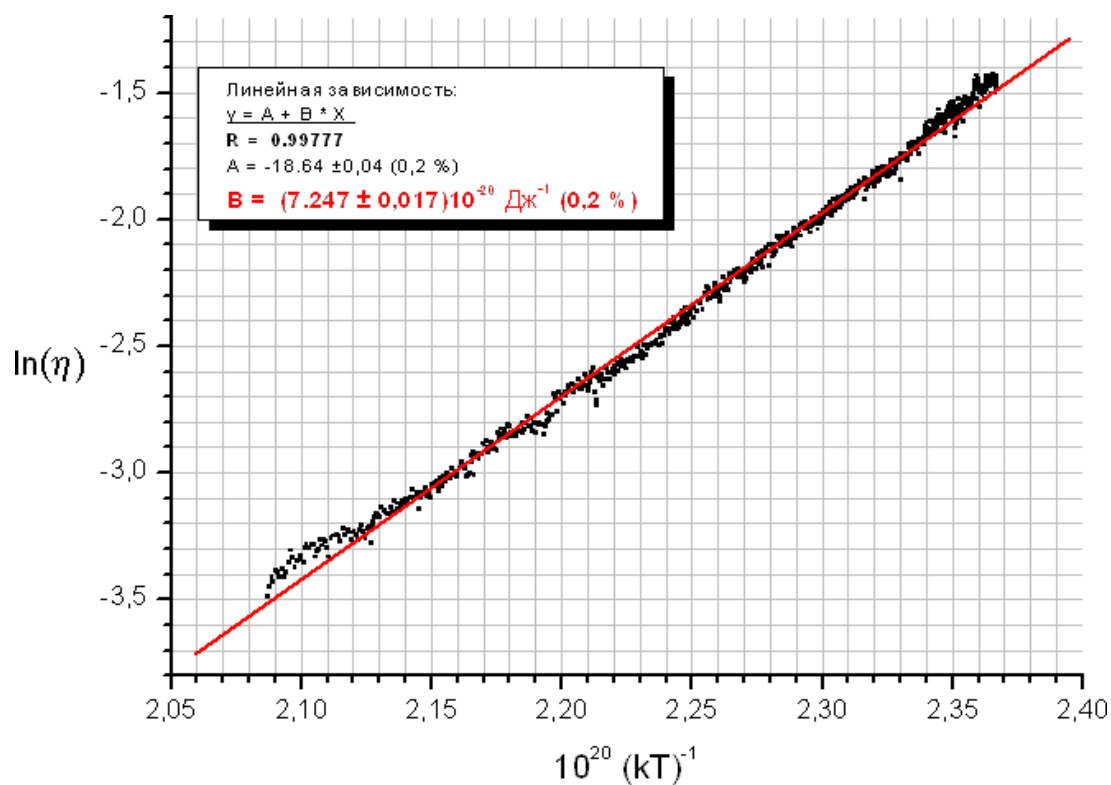


Рис. 4

Результаты

В ходе работы исследовалась зависимость разности декрементов затухания от глубины погружения зондов, приведена на рис. 3. Экспериментально полученная зависимость совпадает с теоретическими предсказаниями ($I:h$). Разброс экспериментальных значений при малых глубинах погружения вызван капиллярными эффектами, а при больших – близостью камертона и поверхности жидкости, поэтому целесообразно проводить измерения в среднем диапазоне глубин погружения.

Также была определена энергия активации глицерина по формуле (2). График зависимости $\ln \eta(1/kT)$ приведен на рис. 4 (Значение вязкости приведено в относительных единицах).

Погрешность определения энергии активации глицерина составила порядка 0,2 %, а само значение отличалось от рассчитанного по справочным значениям вязкости глицерина [8] в данном температурном диапазоне (70 ÷ 30 градусов) на 15 %. Значение, полученное нами $((7.247 \pm 0.017) \cdot 10^{-20}$ Дж), было ниже справочного значения $((8,341 \pm 0,087) \times 10^{-20}$ Дж), что, вероятно, вызвано примесью воды в глицерине (нагревание глицерина происходило в водяной бане). В дальнейшем планируется провести ряд аналогичных экспериментов на чистом глицерине (нагревание будет осуществляться при помощи нагревательного элемента, помещаемого внутрь кюветы), а также исследовать зависимость определяемого значения вязкости от радиуса зонда и параметров камертона, т. е. определить вид коэффициента K .

Небольшие отклонения экспериментальной зависимости от прямой в ее нижней и верхней частях вызваны, скорее всего, отводом тепла металлическим стержнем, который контактировал с жидкостью. В дальнейших экспериментах планируется удерживать зонд таким образом, чтобы исключить этот контакт.

Заключение

Предложена камертонно-зондовая методика измерения вязкости жидкости в широком интервале значений величин, позволяющая проводить измерения в режиме реального времени, не внося существенных температурных и других возмущений в объект исследования. Измеренные температурные зависимости вязкости глицерина хорошо согласуются с теоретической моделью зависимости вязкости от температуры и свидетельствуют о высокой точности метода. Определено значение энергии активации для используемого глицерина с небольшой примесью воды, находящейся в хорошем соответствии со значением энергии активации чистого глицерина.

Работа выполнена на Физическом отделении Всероссийской летней экологической школы (ФИЗЛЭШ) <http://fizlesh.msk.ru>. Выражаем благодарность Миронову Михаилу Арсеньевичу за консультации и первоначальную идею эксперимента.

Список литературы

1. Малкин А.Я., Чалых А.Е. Диффузия и вязкость полимеров. Методы измерения.– М, 1979
2. Вискозиметр ротационный цифровой (ВРЦ). <http://www.sstu.edu.ru/research/ractivity/28.html>.
3. Стекланные капиллярные вискозиметры, <http://spb.org.ru/christmas/pribors/4204.html>.
4. Расулов С.М., Хамидов М.М. Установка для одновременного измерения давления, температуры, объема и вязкости жидкостей и газов // Приборы и техника эксперимента, 1999.– Т. 42.– № 1, с. 148–150.
5. Малая медицинская энциклопедия. М.: Советская энциклопедия, 1991.– Т. 2.– С. 556.
6. Жданов А.Г., Пятаков А.П. Измерение динамической вязкости жидкости по затуханию колебаний камертона // Физическое образование в вузах. 2002. –Т. 8.– №. 4.– С. 117–126.
7. Агафонов И.Н., Жданов А.Г. Исследование динамики свертывания крови: Материалы Междунар. молодеж. науч. конгр. «Молодежь. Наука. Общество», М., 2003.– С. 24
8. Физические величины: Справочник под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И ГОЛОГРАММ

И.П. ГРИГАЛ, *физ.-мат. лицей, г. Сергиев Посад,*
 А.В. ПОПКОВА, *физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,*
 А.П. ПЯТАКОВ, *асп. физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,*
 А.А. ПОГРЕБНЯК, *физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова,*
 В.Г. СУХОВ, *Заслуженный учитель РФ, канд. техн. наук*

В настоящее время голография широко применяется во многих областях науки, техники, промышленности. Голографическая интерферометрия позволяет зримо наблюдать малые деформации изделий при изменении нагрузки и распределение этих деформаций на поверхности тела [1]. Интересные возможности открываются при использовании голографии в информационных технологиях, в частности в устройствах распознавания образов [2]. Специально изготовленные голограммы можно использовать в качестве *дифракционных оптических элементов*, заменяющих линзы [1]. Под дифракционным оптическим элементом понимают пропускающую или отражающую пластинку, способную изменять волновой фронт заданным образом. Примерами дифракционных оптических элементов являются дифракционная решетка, зонная пластинка Френеля, голограмма точки, линии, фокусатор в отрезок, в окружность. Дифракционные оптические элементы используют там, где существуют ограничения на размеры устройств, они с успехом заменяют громоздкие многолинзовые объективы, позволяют улучшать характеристики микроскопов и телескопов. С помощью дифракционных оптических элементов можно фокусировать свет в кривые различной формы, управлять световым излучением [1]. Дифракционные оптические элементы применяются в системах обработки и хранения информации, открывая перспективы создания ЭВМ нового типа.

Голография («Holo» – все и «Graphos» – пишу) представляет собой спо-

соб записи полной информации о волновых поверхностях, исходящих от объекта, основанный на явлении интерференции. Интерферируют между собой волновой фронт объекта (волна, отраженная от объекта, несущая информацию об его форме и размерах) и так называемая опорная волна, необходимая, чтобы интерференция вообще произошла. Основная сложность, возникающая на этапе записи голограмм, состоит в том, что даже небольшие дрожания объекта, экрана и других деталей голографической установки приводит к смещению интерференционных полос и смазыванию изображения на фотопластинке.

В данной работе предлагается заменить этот этап фотографированием смоделированной на компьютере интерференционной картины с экрана монитора. Изготавливаемые таким образом голограммы представляют собой негативы, полученные на фотопленке. В этом случае удастся избежать сложностей, связанных с неустойчивостью интерференционной картины, а необходимая степень уменьшения рассчитанной картины обеспечивается удалением фотоаппарата от монитора на нужное расстояние.

Этапы изготовления голограмм.

Процесс изготовления голограмм включает в себя несколько этапов:

1. Компьютерное моделирование голограмм и дифракционных элементов.
2. Перенесение смоделированного изображения на фотоматериал.
3. Процесс восстановления изображений.

Расчет интерференционных картин

При расчете интерференционной картины для изображения колебаний удобно пользоваться представлением векторных диаграмм [4, с. 158].

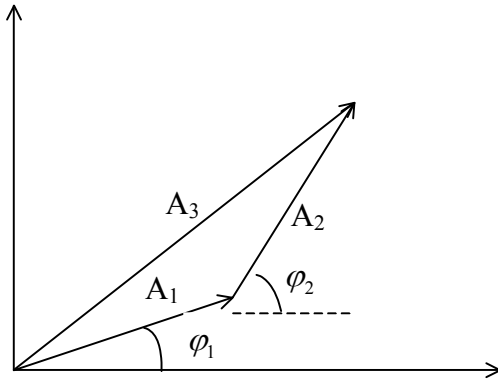


Рис. 1

Согласно этому представлению колебание электрического поля $E_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ изображается в виде вектора с длиной, равной амплитуде A_1 , повернутого относительно оси абсцисс на угол, равный фазе φ_1 (рис.1). Аналогичным образом изображается колебание поля $E_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$. Тогда результат сложения колебаний будет геометрической суммой векторов, изображающих первое и второе колебание, и его амплитуда A_3 будет определяться из теоремы косинусов для треугольника, образованного векторами на рис. 1

$$A_3^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 * A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1)$$

Если первое колебание соответствует опорной волне, падающей под прямым углом к плоскости экрана, то фаза φ_1 не будет зависеть от координат (x, y) в плоскости экрана и ее можно положить равной нулю: $\varphi_1 = 0$. Фаза же φ_2 , соответствующая волне от предмета, меняется от точки к точке на экране: $\varphi_2 = \varphi(x, y)$. Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды колебаний, таким образом, рассчитывая по формуле (1) квадрат амплитуды результирующего колебания, мы фактически определяем интенсивность интерференционной картины в данной точке экрана.

Голограмма точки

Рассмотрим случай простейшего объекта, представляющего собой светящуюся точку (рис. 2). Расстояние от точечного источника до точки экрана с координатами экрана x, y, z будет определяться по известной формуле для длины отрезка: $l = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2}$, где x_1, y_1, z_1 – координаты точечного источника. Фаза φ_2 будет равна количеству длин волн, уместившихся на этом отрезке, умноженному на 2π :

$$\varphi_2(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2}. \quad (2)$$

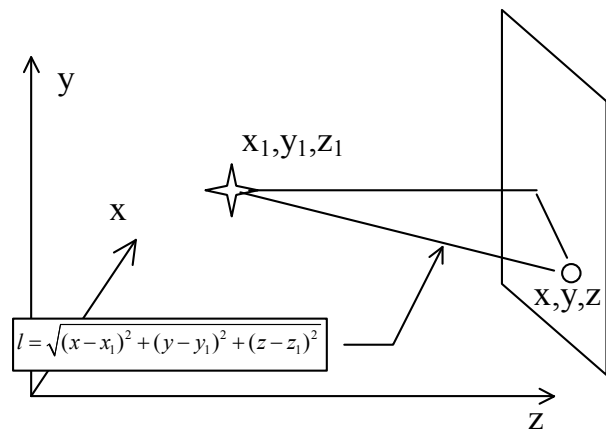


Рис. 2

Таким образом, задав положение экрана координатой z , а положение точечного источника координатами x_1, y_1, z_1 , можно рассчитать, подставив формулу (2) в (1), интенсивность $I(x, y)$ в любой точке экрана (x, y) .

На рис. 3 представлена рассчитанная голограмма для точечного источника. Так как голограмма представляет собой запись информации о волновом фронте предмета, а волновые поверхности точечного источника представляют собой концентрические сферы, то довольно естественно, что голограмма в этом случае является системой концентрических окружностей.

Значения амплитуд A_1, A_2 могут выбираться произвольно, но целесообразно их сделать равными: $A_1 = A_2 = A$. В этом случае интенсивность будет изменяться наиболее

значительно: от нуля до значения $4A^2$, и контрастность интерференционной картины будет максимальной.

Голограмма нескольких точек

Формула (1) обобщается на случай N точек следующим образом:

$$I = A_1^2 + A_2^2 + \dots + A_N^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2) + 2A_1A_3\cos(\varphi_1 - \varphi_3) + \dots + 2A_2A_3\cos(\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + 2A_{N-1}A_N\cos(\varphi_{N-1} - \varphi_N), \quad (3)$$

то есть сначала суммируются квадраты амплитуд всех источников, а потом – всевозможные их попарные произведения, умноженные на косинус разности фаз между колебаниями.

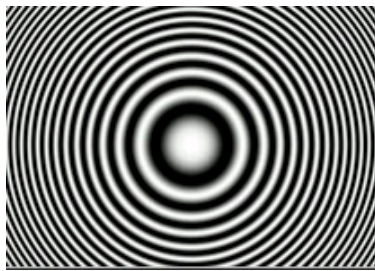


Рис. 3

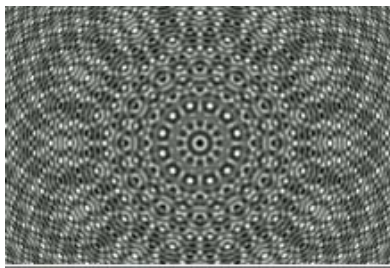


Рис. 4

При расчетах амплитуду опорного пучка A_1 рекомендуется задавать в N раз большей, чем амплитуды точечных источников, иначе его вклад будет не заметен на фоне суммарной интенсивности, создаваемой группой точек.

На рис. 4 представлена голограмма двенадцати точек. Довольно затейливый узор уже мало напоминает интерференционную картину, получаемую от одной точки (рис. 3).

Теоретически с помощью большого числа точек можно составить изображение любого предмета и рассчитать голограмму произвольного объекта. Однако, с ростом

числа точек стремительно возрастает время расчетов, что сильно затрудняет компьютерное моделирование голограмм сложных объектов. Тем не менее, в ряде специальных случаев, которые будут рассмотрены ниже, симметрия объектов позволяет существенно уменьшить время расчетов.

Голограмма линии и отрезка

В случае бесконечной горизонтальной прямой интенсивность так же, как и в случае точечного источника, может быть рассчитана по простой формуле (1), но вследствие бесконечной протяженности линии из выражения для фазы исключается зависимость от координаты x :

$$\varphi_2(y, z) = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}. \quad (4)$$

Голограмма линии представлена на рис. 5. Волновые поверхности, соответствующие светящейся линии, представляют собой соосные цилиндры, поэтому голограмма линии является системой полос, симметричной относительно горизонтальной оси.

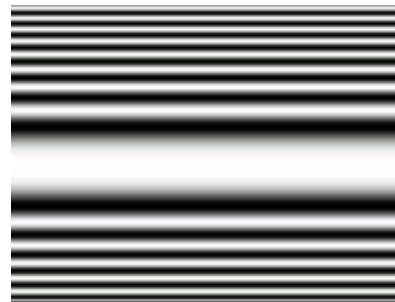


Рис. 5

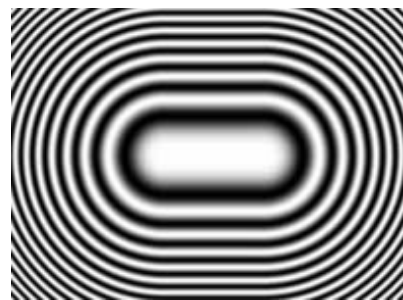


Рис. 6

Для получения голограммы отрезка нужно суммировать амплитуды очень большого числа точек, расположенных на отрезке

ке. Но это, как уже говорилось, требует значительного времени расчетов. Поэтому мы предлагаем использовать модель голограммы, представляющую собой «сшивку» голограммы линии и голограмм двух крайних точек (рис. 6), что реализуется с помощью кусочно-заданной функции для фазы φ_2 :

$$\varphi_2(x,y,z)=\begin{cases} \sqrt{(x-(x_1-1/2))^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2}, & x < x_1-1/2 \\ \sqrt{(y-y_1)^2+(z-z_1)^2}, & x_1-1/2 < x < x_1+1/2 \\ \sqrt{(x-(x_1+1/2))^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2}, & x > x_1+1/2 \end{cases}, \quad (5)$$

где x_1, y_1, z_1 – положение центра отрезка;
 l – его длина.

Строго говоря, картина, изображенная на рис. 6, не является голограммой отрезка, так как при восстановлении изображения получается отрезок с двумя ярко светящимися точками по краям («гантель»). Поэтому дифракционный элемент, задаваемый формулой (5) правильнее будет называть «фокусатором в отрезок».

Фокусатор в окружность

При взгляде на голограмму линии (рис. 5) возникает мысль свернуть ее в кольцо и получить фокусатор в окружность (рис. 7). Формула, описывающая фазу φ_2 в формуле (1), для фокусатора в окружность примет вид:

$$\varphi_2(r,z)=\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{(r-R)^2+(z-z_1)^2}, \quad (6)$$

где z_1 – координата центра в окружности;
 R – радиус окружности;

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad x, y \text{ координаты точки экрана.}$$

Снова следует оговориться, что картина, рассчитанная по формуле (6), строго говоря не является голограммой светящейся окружности, которая может быть получена суммированием вкладов большого числа точек на окружности.

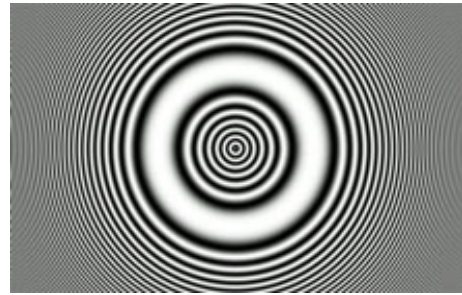


Рис. 7

Преобразование рассчитанной интенсивности в координаты яркости экрана

Главной задачей на этом этапе является преобразование значения интенсивности $I(x,y)$ точки экрана с координатами (x,y) в значение яркости пикселя монитора. В цветных мониторах яркость и цвет задается с помощью специальной функции $rgb(R,G,B)$, зависящей от трех координат: R (красный), G (зеленый), B (синий). Изменяя числа R,G,B в пределах от 0 до 255, можно получать более десяти миллионов оттенков цвета. Так как голограммы представляют собой узоры из оттенков серого цвета, все три координаты R,G,B в нашем случае должны равняться одному и тому же числу: черный будет задаваться как $rgb(0,0,0)$, темно-серый – как $rgb(100,100,100)$, а белый будет иметь координаты с максимальным значением – $rgb(255,255,255)$. Ниже приводится фрагмент программы на языке Паскаль (среда программирования Borland Delphi 3), в котором пикселю (pixel) с координатами [3, 6], расположенному на «холсте» (canvas) формы № 1 (окна, в котором работает программа), присваивается значение яркости, соответствующее одному из оттенков серого (яркость = 150):

`Form1.Canvas.Pixels[3,16]:=rgb(150, 150, 150).`

Для того, чтобы самые темные участки голограммы изображались пикселями черного цвета, а самые светлые – пикселями белого цвета, диапазон изменения рассчитанной интенсивности (в большинстве случаев это интервал от $I_{\min}=0$ до $I_{\max}=4A^2$) необходимо разбить на 255 частей и помножить на интенсивность в данной точке:

$$\ddot{y}\ddot{\delta}\ddot{\epsilon}\ddot{\eta}\ddot{\delta}\ddot{y}(x,y) = \frac{I_{\max} - I_{\text{оо}}}{255} (I(x,y) - I_{\min}). \quad (7)$$

Фотографирование с экрана монитора

Следующим этапом получения голограмм является фотографическая съемка с экрана монитора. Экран с хорошим разрешением содержит порядка тысячи пикселей вдоль меньшего измерения. С другой стороны, количество минимально разрешимых элементов на обычной черно-белой фотопленке Свема 64 тоже порядка тысячи. Поэтому, целесообразно фотографировать с такого расстояния, чтобы экран занимал все поле зрения фотоаппарата. При этом достигается необходимая степень уменьшения интерференционной картины (~10 раз для экрана в 17 дюймов). Рекомендуемая выдержка – 1/30 секунды. За это время при частоте смены кадров на мониторе 85 Гц изображение успевает развернуться три раза. Далее, отснятый фотоматериал требуется проявить, полученные при этом негативы будут представлять собой готовые голограммы.

Восстановление изображений

Установка для восстановления изображений показана на рис. 8. Свет от лазерной указки направляется в конфокальную систему из двух линз (короткофокусной и длиннофокусной), которая позволяет расширить параллельный пучок света до диаметра, достаточного для освещения всего фотографического кадра (телескопирование пучка). На выходе телескопа ставится слайд дифракционного оптического элемента, результат дифракции света на котором наблюдается на экране.

Полученные негативы обладают главным свойством голограмм: каждый их

фрагмент содержит информацию обо всем объекте. Если закрыть часть слайда, то изображение на экране останется, только немного потускнеет.

Реализация схемы Лейта-Упатниекса

Описанная выше методика расчетов позволяет получить голограммы, соответствующие *схеме Габора*, в которой источник света и объект расположены на оси голограммы [4]. Схема Габора обладает тем существенным недостатком, что при восстановлении лучи, образующие действительное и мнимое изображения, а также пучок нулевого порядка, распространяются в одном и том же направлении и создают взаимные помехи. Это — главная из причин низкого качества восстановленных изображений по такой схеме.

Другая схема, предложенная Е. Лейтом и Ю. Упатниексом [4], свободна от этих недостатков. При численном моделировании схема Лейта-Упатниекса реализуется путем изменения формулы для расчета интенсивности (1): фаза опорного пучка φ_1 более не полагается равной не нулю, как ранее (случай падения под прямым углом), а заменяется выражением $\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \cdot x$, что соответствует опорному пучку, падающему на пластинку под углом падения θ . При восстановлении изображений такие голограммы требуется освещать также под углом θ . В этом случае излучение лазера, не претерпевшее дифракцию на голограмме, будет распространяться в ту же сторону, что и падающий луч, а дифрагировавшие волны, ответственные за изображение, в другую сторону, под прямым углом к плоскости голограммы (рис. 9).

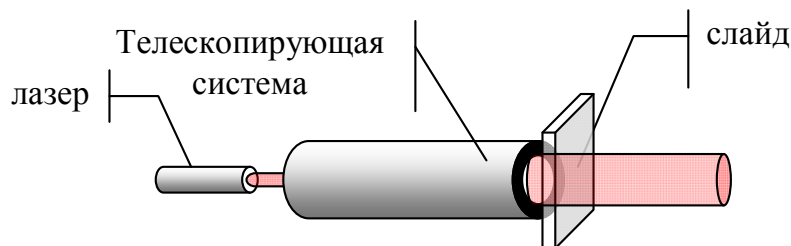


Рис. 8

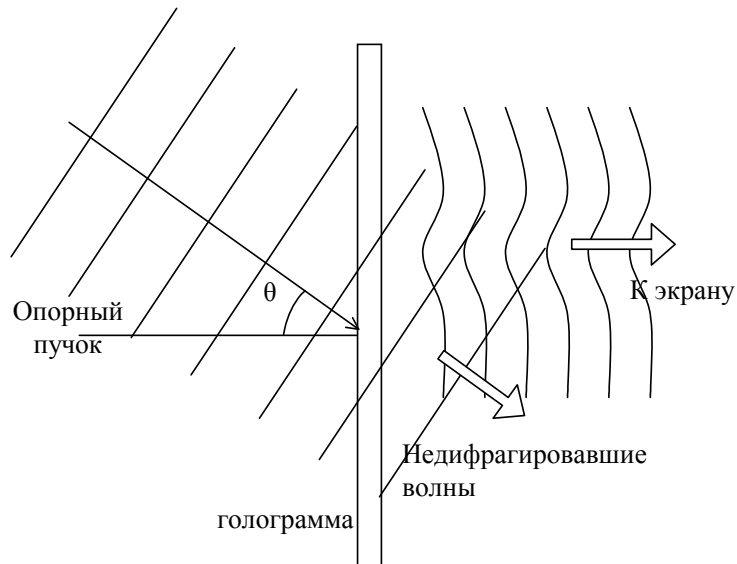


Рис. 9

Изготовление дифракционных решеток

При изготовлении дифракционных решеток фотосъемка производится так, как описано в разделе «Восстановление изображения». Картина, состоящая из чередующихся темных и светлых полос, рассчитывалась программно, но ее можно также легко получить простым копированием в любом графическом редакторе фрагмента структуры, состоящей из одной темной и одной светлой полосы. Задавая минимально возможные ширины черной и светлой полосы в один пиксель, таким способом можно получить решетку 25 штрихов на мм. Для демонстрации действия решетки достаточно просто осветить ее лучом лазера. На экране появятся хорошо различимые максимумы первого и более старших порядков.

Результаты

Разработанная методика позволяет получать голограммы простейших объектов. Были получены голограммы точки, нескольких точек, соответствующие двум схемам

записи голограмм: Габора и Лейта-Упатниекса. Были также изготовлены другие виды дифракционных оптических элементов – фокусаторы в отрезок, в кольцо, в линию, дифракционные решетки (5, 8 и 25 штрихов на миллиметр). Полученные голограммы точки имеют до 600 разрешимых колец.

Фотометрические измерения, проведенные для полученных дифракционных решеток, позволили оценить их дифракционную эффективность, определяемую, как отношение интенсивности первого максимума дифракционной картины к интенсивности света в нулевом максимуме, соответствующую недифрагировавшему свету. Также были проведены измерения дифракционной эффективности голограммы точки, определяемой как отношение энергии, собранной в точке, к энергии всего пучка. Результаты измерений приведены в табл. 1. Можно видеть, что дифракционная эффективность наименьшая для структур с наибольшей плотностью деталей (решетка 25 штр./мм, голограмма точки).

Т а б л и ц а 1

Вид дифракционного элемента	Дифракционная эффективность
Диф. Решетка 5 шт/мм	(10,4+/-0,7) %
Диф. Решетка 8 шт/мм	(19+/-1)%
Диф. Решетка 25 шт/мм	(2,4+/-0,2)%
Голограмма одной точки (фокусное расстояние -1м)	(2,3+/-0,5)%

Заклучение

Разработанная методика позволяет получать различные дифракционные оптические элементы: дифракционные решетки, фокусаторы в точку, линию, отрезок, в кольцо. К достоинствам описанной методики можно отнести простоту ее осуществления в сочетании с относительно высоким качеством получаемых структур (до 600 колец в голограмме точки, до 25 штр./мм в дифракционной решетке).

Работа интересна также с методической точки зрения, так как описанная технология создания дифракционных оптических элементов и способ их демонстрации могут быть воспроизведены в любой школе, где имеется компьютер.

Работа проводилась на Всероссийской летней экологической школе (ЛЭШ 2002) [5] и продолжена в Вечерней астрономической школе [6] при Государственном Астрономическом институте имени Штернберга (МГУ им. М.В. Ломоносова).

Список литературы

1. Сойфер В.А. Компьютерная оптика. Ч. 1. Дифракционные оптические элементы // Соросовский образовательный журнал, 1999.–№.4, С. 110
2. М. Милер. Голография // Л.: Машиностроение, 1979.– С. 17.
3. Ландсберг Г.С. Оптика.– М.: Наука, 1976.
4. Островский Ю.И. Голография и ее применение.– М.: Наука, 1973.– С. 32
5. <http://physlesh.narod.ru>
6. <http://genphys.phys.msu.ru/info> или <http://heritage.sai.msu.ru/astrosh/index.html>

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ*

В.Г. СУХОВ, *Заслуженный учитель РФ, канд. техн. наук,*
 Е.С. ДЗЯБУРА, *физ.-мат. лицей, г. Сергиев Посад,*
 М.И. БОРОДИНА, *физ.-мат. лицей, г. Сергиев Посад,*
 А.С. МЕДВЕДЕВ, *физ.-мат. лицей, г. Сергиев Посад,*
 П.П. ГРИГАЛ, *ФМБФ МФТИ*

В настоящее время методы физической оптики широко применяется во многих областях науки и техники. С их помощью создаются высокоточные приборы, способные измерять широкий спектр характеристик макро- и микрообъектов, осуществлять дефектоскопию, сверхплотную запись информации и т. д. Данная работа иллюстрирует один из возможных способов применения аппарата физической оптики в практических целях.

Как известно, у живых организмов, населяющих нашу планету, существует несколько принципиально различных типов

специализированных органов фоторецепции со специфичным строением и происхождением. Среди них можно выделить 2 основных вида глаз: камерный и фасеточный – наиболее распространенных в животном мире. У человека глаза камерные. Фасеточные глаза (*oculi*) имеют все крылатые насекомые, кроме блох, ряда паразитических и пещерных насекомых. Фасеточные глаза состоят из огромного количества омматидиев – крошечных отдельных глаз. Каждый такой глаз заканчивается прозрачным шестиугольником – фасеткой.

* Работа была отмечена дипломом Министерства образования РФ на международной конференции-конкурсе «Юниор-2003» (1-ое место по секции «Физика и астрономия»)

Шестиугольники фасеток, покрывающие всю поверхность глаза насекомого (рис. 1), удивительно единообразны и образуют регулярную структуру. Количество базовых элементов (шестиугольных линз) в такой структуре может достигать нескольких тысяч, а у рекорсменов – хищных стрекоз рода коромысел – оно примерно равно 50.000. Размеры конкретных фасеток зависят как от вида их владельцев, так и от положения в глазу насекомого, например, у тех же стрекоз было замечено два типа различных фасеток.

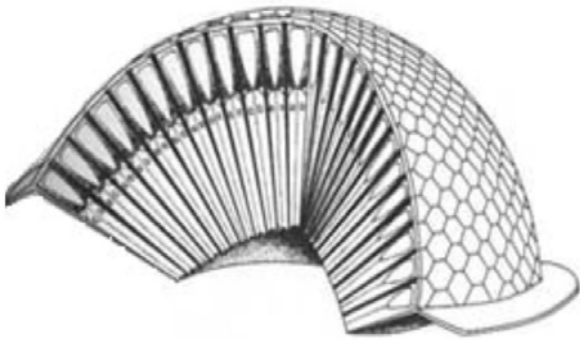


Рис.1

Нижеописанная методика позволяет получать линейные размеры биологических объектов в диапазоне от 10 до 100 мкм (в том числе и фасетки глаз насекомых) без использования высокочувствительных оптических приборов.

Данная методика основана на волновых свойствах света, в частности на дифракции. Дифракцией света называется огибание светом контуров непрозрачных предметов и, как следствие этого, проникновение света в область геометрической тени. Следствием дифракции является интерференция света – явление увеличения или уменьшения амплитуды результирующей волны при сложении двух или нескольких волн с одинаковыми частотами колебаний.

Колебания называются когерентными, если разность их фаз остается постоянной или закономерно изменяется во времени и при сложении колебаний определяет амплитуду суммарного колебания. При интерференции когерентных волн возникает ус-

тойчивая во времени интерференционная картина максимумов и минимумов освещенности, причем в максимумах энергия больше суммы энергий от обеих слагаемых волн, а в минимумах энергия равна нулю (очевидно перераспределение энергии).

На этом явлении основана работа дифракционной решетки. Простейшая дифракционная решетка (рис. 2) представляет собой пластинку, на которой чередуются узкие одинаковые, прозрачные и непрозрачные полосы, параллельные между собой. Сумму ширины прозрачной и непрозрачной полоски принято называть периодом решетки и обозначать как d . Если на решетку направить узкий параллельный пучок света, то на краях отверстий свет отклонится от своего первоначального направления, и образуется множество когерентных источников. Они накладываются и дают на экране интерференционную картину.

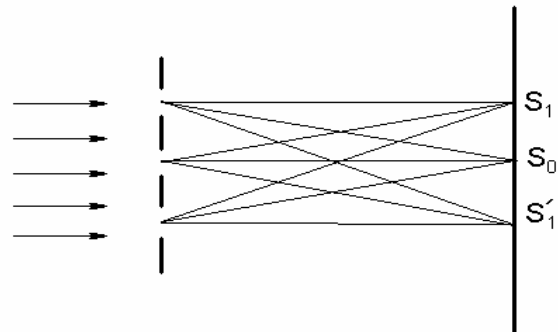


Рис. 2

Интенсивность светового излучения в данной точке зависит от разности хода волн, сходящихся в ней. Если разность хода равна четному числу полуволн, то будет максимум излучения. Если нечетному – минимум.

Рассмотрим две щели дифракционной решетки (рис. 3). Разность хода двух показанных на рис. 3 волн будет $AB = d \cdot \sin \alpha$. Расстояние до экрана (приблизительно 7 метров) намного больше периода решетки (например, 25 штрихов на один миллиметр). Значит угол α – мал.

$$\begin{aligned} \sin \alpha &\approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha, \\ d \alpha &= n \lambda \\ \operatorname{tg} \alpha &= x/L, \end{aligned}$$

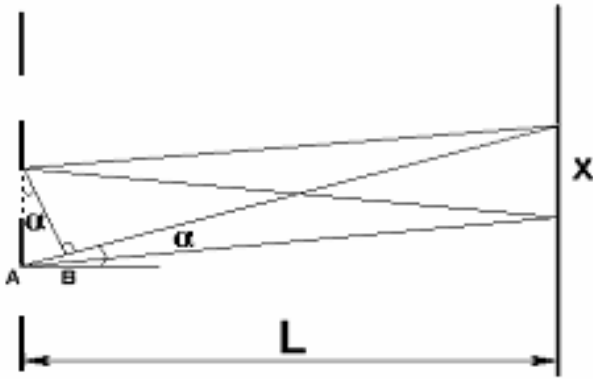


Рис. 3

где L – расстояние до экрана;

x – расстояние от центрального максимума (самого яркого) до данной точки.

Центральный максимум получается в результате разности хода двух волн, равной нулю. Итак,

$$n\lambda = \frac{dx}{L} \Rightarrow d = \frac{n\lambda L}{x},$$

где n – номер максимума, считая от центрального (центральный максимум считается нулевым).

Методика

Было замечено, что многие биологические объекты имеют приближенно-периодическую структуру. К числу таких объектов, например, относятся фасеточные пленки насекомых и некоторых других членистоногих, срезы растительных тканей, трубочки некоторых грибов и др. Периодическую структуру этих объектов можно промерить как обыкновенную дифракционную решетку, т. е. имея пучок света строго определенной длины волны и такую «биологическую решетку», найти ее период и вычислить линейные размеры периодичных элементов.

Такой эксперимент без особых усилий и специального оборудования можно провести с фасеточной пленкой насекомых.

Фасеточная пленка насекомых состоит из правильных шестиугольников (рис. 4). Такую структуру можно условно разложить на три решетки с одинаковым периодом. При освещении препарата из фасеточной пленки узким пучком когерентного света на экране появляется устойчивая интерференционная картина, максимумы которой как

бы образуют решетку из правильных треугольников (иначе можно сказать, что каждый максимум находится внутри воображаемого шестиугольника).

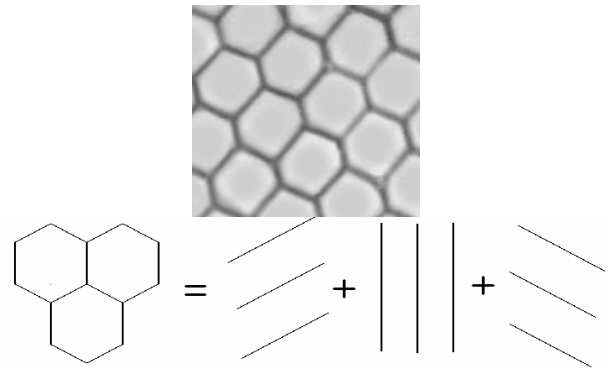


Рис. 4

Для изготовления препарата предпочтительнее использовать глаза крупных стрекоз-коромысел (фасеточные пленки крупных насекомых лучше поддаются обработке). Аккуратно под небольшим увеличением (можно использовать лупу или микроскоп с увеличением в 2–3 крата) препаровальными иглами с глаза снимается фасеточная пленка. Пленка несколько раз промывается и очищается. В том случае, если радиус кривизны глаза мал, необходимо вырезать фрагмент пленки небольших размеров, который можно считать плоским, или произвести 3–4 радиальных разреза с целью не допустить значительного увеличения толщины слоя заливки препарата, вызывающего дополнительные искажения картины своей неоднородностью. В дальнейшем готовится временный препарат на водной основе или постоянный препарат на основе Канадского бальзама.

Для просвечивания препарата следует использовать пучок света со строго определенной длиной волны. Это может быть обыкновенная лазерная указка, длину волны которой нетрудно установить с помощью фабричной дифракционной решетки. Лазер и препарат неподвижно размещаются на штативах так, чтобы луч лазера как можно точнее проходил через фасеточную пленку (или другой исследуемый объект). На расстоянии 5–7 метров от препарата укрепляется экран (рис. 5).

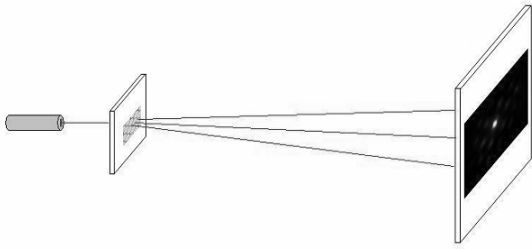


Рис. 5

Измерив расстояние X (рис. 6) от главного максимума до максимума n -ого порядка, по формуле $d = \frac{n \lambda L}{x}$ можно найти период решетки. Для повышения точности измерений лучше всего брать расстояние от n -го максимума не до центрального (нулевого), а до максимума, симметричного ему относительно центрального.

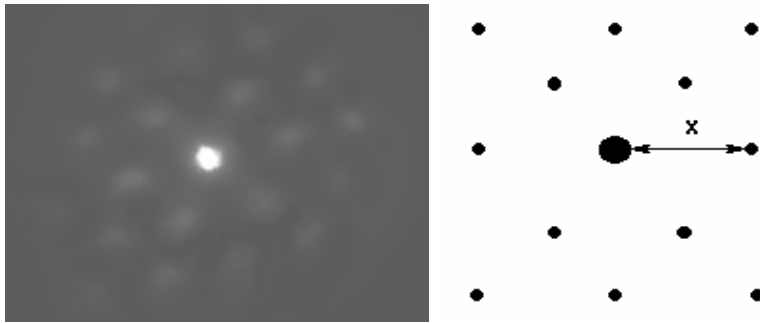


Рис. 6

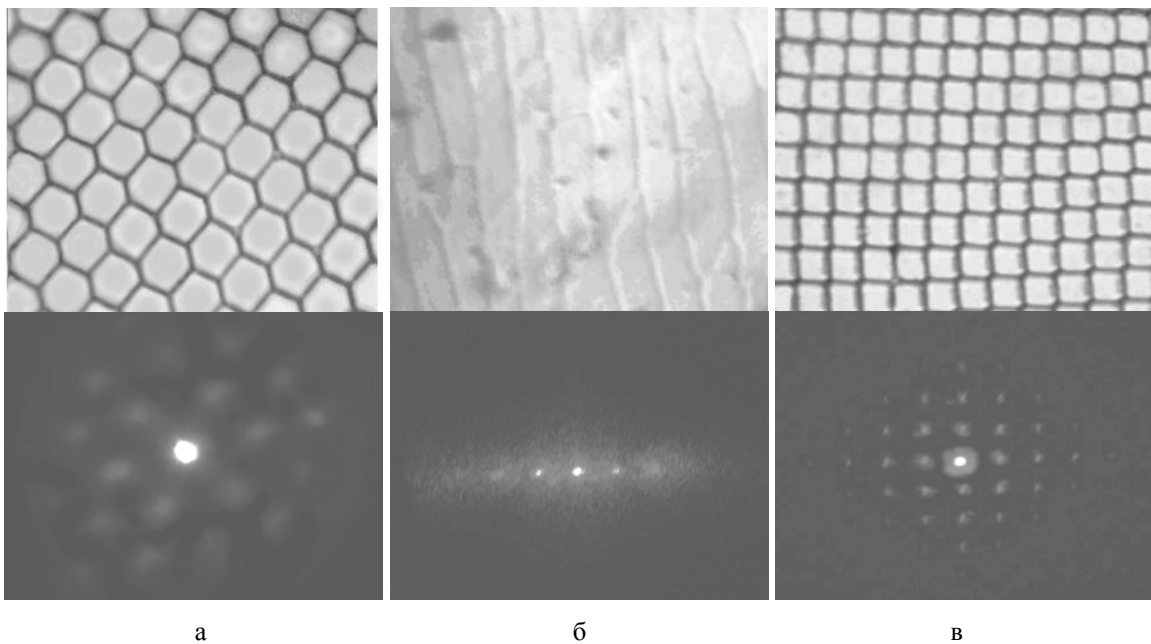


Рис. 7

Форма получаемых интерференционных картин напрямую зависит от формы периодической структуры. На рис. 7 представлены микрофотографии различных биологических структур (верхний ряд): фасетка стрекозы (а), пленка лука (б) и фасетка креветки (в) – и соответствующие им дифракционные картины (нижний ряд).

Здесь стоит обратить внимание на фасетку креветки (рис. 7в). С формальной точки зрения, их форма является шестиугольной, однако, при этом две из шести сторон так сильно укорочены, что фактически шестиугольник превратился в квадрат. Это можно как увидеть на микрофотографии, так и понять по дифракционной картине.

Помимо этого, на основе вида дифракционной картины могут быть сделаны выводы о структуре исследуемого объекта, а также о степени его нерегулярности. Так как в работе используются природные материалы, то ни о какой идеальности решетки речи не идет. Получаемая интерференционная картина на некотором максимуме начинает смазываться. Используя это явление (определив номер максимума, на котором происходит смазывание) можно найти степень нерегулярности решетки.

Пусть период решетки d изменяется в пределах некоторого Δd , где $\Delta d/2$ – максимальное отклонение от среднего периода решетки d . Тогда ее можно рассматривать как совокупность наложенных друг на друга регулярных решеток, периоды которых лежат в промежутке от $d - \Delta d/2$ до $d + \Delta d/2$. За степень нерегулярности решетки принимается отношение $\Delta d/d$. Зная номер максимума, на котором происходит размытие, и предполагая, что там сливаются n -й максимум решетки с периодом $d - \Delta d/2$ и $(n+1)$ -й решетки с периодом $d + \Delta d/2$, отношение $\Delta d/d$ найти очень легко:

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{2}{2n+1}$$

Например, степень нерегулярности для препарата, изготовленного из лука (рис. 7б), составляет $\approx 20\%$, (размытие происходит на 5-ом максимуме).

Таким образом, в описанных измерениях можно оценивать не только погрешности, возникшие по причинам технического характера, но и «погрешности», заложенные в исследуемый объект самой природой. Эта возможность представляется наиболее интересной в сочетании с наблюдением объекта под микроскопом (требуемое увеличение – 5–50 крат).

Результаты измерений

Ниже в табл. 1 приведены некоторые из результатов, которые были получены авторами статьи в ходе работы на физическом отделении летней экологической школы (ныне – физическое отделение летней школы «Иссле-

дователь», fizlesh.msk.ru). Вид насекомых определялся при помощи литературы [2] и [3]. Длина волны использованного лазера (лазерной указки): $\lambda = 650 \pm 10$ нм.

Особо следует прокомментировать результаты, приведенные для коромысла большого (*aeschna grandis*) и коромысла синего (*aeschna cyanea*). В табл. 1 для каждого из этих видов имеются две цифры, это отображает тот факт, что фасетки в разных частях глаза действительно имеют разные размеры. Причина этого кроется в специализации верхней и нижней половинок глаза: верхняя часть следит за небом, не позволяя приблизиться к стрекозе опасным для нее птицам, а нижняя – высматривает добычу. Физически это проявляется в том, что чувствительность одной части глаза лежит в ультрафиолетовой области, а другой – в более привычном нам желто-красном диапазоне.

Выводы

Вышеописанный метод изготовления и измерения характеристик препаратов уже позволяют в короткие сроки получать большие объемы точной информации без привлечения дорогостоящей техники. С некоторыми модификациями созданная методика может активно использоваться в полевых условиях, что является неоспоримым преимуществом, так как применение высокоточных оптических приборов в данном случае сопряжено с рядом трудностей. На ее базе возможно проведение намного более серьезных исследований, целью которых, вероятнее всего, будет получение больших массивов статистических данных

Данная работа также имеет мощное методическое значение. Ее материалы вполне могут использоваться в школах с углубленным изучением физики наряду с классическими экспериментами физической оптики, а также, надо полагать, они должны иметь большую ценность для проведения так называемых «интегрированных уроков», так как в данном случае затронуты, по меньшей мере, два школьных предмета – физика и биология.

Т а б л и ц а 1

Препарат	Количество максимумов	Количество измерений	Период решетки (мкм)
Коромысло синее (<i>aeschna cyanea</i>)	6	3	37±1,0
	8	3	41,1±1,6
Шмель земляной (<i>bombus hupnorum</i>)	2	3	17,7±0,9
Стрелка красивая (<i>coenagrion pulchellum</i>)	6	3	60±3,0
Лютка-невеста (<i>lestes sponsa</i>)	8	3	53±2,0
Мохнатка прозрачная (<i>vollucella pellucense</i>)	4	3	23,9±0,9
Стрекоза желтая (<i>sympetrum flaveolum</i>)	10	3	40,5±1,5
Стрекоза кровяная (<i>sympetrum sanguineum</i>)	8	3	49,3±1,7
Шершень (<i>vespa crabro</i>)	6	3	31,0±1,1
Коромысло большое (<i>aeschna grandis</i>)	10	3	49,9±1,7
	8	3	32±1,0
Оса лесная (<i>dolichovespula silvestris</i>)	2	3	27,8±1,9
Алоэ (Aloe)	4	3	40±4,0
Королевская креветка	22	3	54±3,0

Список литературы

1. Захваткин Ю.А. Курс общей энтомологии. – М.: Агропромиздат, 1986.
2. Козлов М.А., Олигер И.М. Школьный атлас-определитель беспозвоночных.– М.: Просвещение, 1991.
3. Плавильшиков Н.Н. Определитель насекомых. М.: Тропикал, 1994.
4. Биологический энциклопедический словарь. Гл. ред. М.С. Гиляров. – М.: Науч. изд. «Большая российская энциклопедия», 1995.
5. Ландсберг Г. С. Элементарный учебник физики.– Том III.

КОМПЬЮТЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МИНИСЕРДЕЦ

А.И. ГОНЧАРЕНКО, *ст. науч. сотр. Биологической лаборатории в НИИ,*
 Е.Е. ПАХОМОВА, *асп. МГУЛа,*
 М.Р. КОРОТКИНА, *проф. каф. физики МГУЛа, д-р физ.-мат. наук*

В последние годы появляется большое количество работ ученых, связанных с медициной, результаты которых открывают принципиально новый тип сложнейших функциональных связей в различных клетках нашего организма. Для объяснения этих сложнейших процессов и создания принципиально новых подходов в диагностике за-

болевания огромную роль могут сыграть современные физические подходы.

В данной статье полностью приводится текст уникальных исследований физиолога Гончаренко А.И., впервые открывшего существование минисердец. Эта работа была опубликована в журнале «Сознание и физическая реальность» [1].

1. Компьютерные исследования минисердец

Случай в эксперименте раскрыл неизвестные ранее явления в работе сердца, которые привели к неизбежности ее переосмысления.

Оказалось, что нагнетая кровь во все сосуды тела, сердце одновременно разделяет ее на порции разного состава, которые направляет только к определенным органам. Исполняют этот механизм «минисердца», находящиеся на внутренней поверхности желудочков сердца. Они имеют сопряженность с определенными органами и частями тела.

Эти сердца обладают всем необходимым набором средств «гемоники» для образования в полостях желудочков веретенообразных «упаковок» эритроцитов.

Выводные каналы сердца в момент систолы задают этим упаковкам целевое направление в сопряженный орган.

Сократительную функцию мышц сердца запускает магнитный импульс, возникающий в объеме крови желудочка в момент ее ударного сжатия.

Установлено, что сердечно-сосудистая система является отдельной высокоорганизованной структурой нашего тела. Она обладает собственным мозгом (мозгом сердца), собственным сердцем (сердцем сердца) и имеет собственную волноводно-гемодинамическую связь, которая управляет траекторией движения информационно-энергетических упаковок эритроцитов по сосудам. Кроме того, она материализует и распределяет все формы времени в организме и служит системой опережения сознания.

Эти утверждения оказались побочными выводами итогов эксперимента, первоначальная цель которого состояла в обработке невротического инфаркта миокарда на обезьянах.

В результате заведомо созданной стрессовой ситуации в семье обезьян самец гамадрил погиб. При патологоанатомическом исследовании его сердца были констатированы некротические изменения на пе-

редне-боковой поверхности верхушки сердца. На вскрытии полости левого желудочка был найден тромб над местом инфаркта (рис. 1.1). Собственно, поставленная научная задача была выполнена и достоверно подтверждена морфологией. Но при проведении ревизии всех крупных сосудов животного обнаружилось еще шесть тромбов, сидящих друг за другом только в левой бедренной артерии. Все они имели признаки внутрисердечного происхождения.

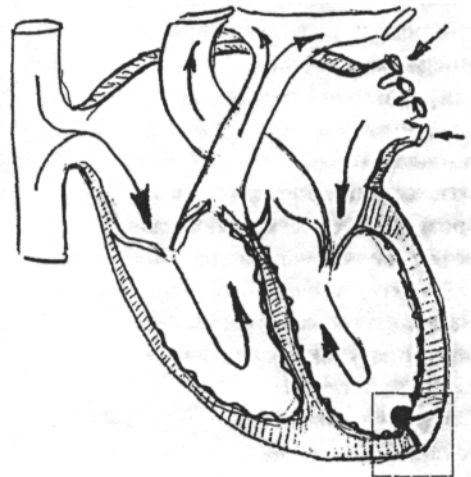


Рис. 1.1

Такая патология – обычное следствие инфаркта миокарда. Однако удивило то, что из всей сосудистой сети тела обезьяны они были уложены в единственную цепь.

Естественно, возникла догадка, что тромбы имели одинаковый путь движения

из желудочка. И, поскольку формирование их в сердце повторялось в течение длительного времени, то можно было предположить, что однонаправленность их движения носила не случайный характер. Это наталкивало на мысль, что в бедренную артерию кровь поступает порциями именно от верхушки желудочка, от того места, где был найден тромб. Вскрытие животного объективно демонстрировало эту взаимосвязь, а также то, как инфаркт одного участка сердца отключил бассейн бедренной артерии.

Возникает естественный вопрос: работает ли обратная связь, если у животного перекрыть кровоток в этой же бедренной артерии? Получим ли инфаркт верхушки сердца?

Тут же, у другой обезьяны, перевязали левую бедренную артерию и уже через 36 ч получили инфаркт миокарда именно такой же локализации.

В клинике известны факты, когда пересечение сосудов или «синдром их сдавливания» также сопровождается инфарктом миокарда [2]. Подобные явления – не редкость в хирургии и сердечно-сосудистой патологии, но исследователи не связывают их между собой, а видят в них лишь спорадические находки патологоанатомов [3]. Мы же расценили эти явления как закономерность, что и привело нас к заключению: если бассейн одной артерии имеет свое представительство в сердце, то и другие не должны составлять исключение. Далее, у животных перевязывались подводящие артерии к различным органам и через 1–2 суток исследовалась морфология сердца, а затем систематизировались участки поражения сердца.

Прекращение кровотока каждый раз сопровождалось появлением инфарктно-подобных поражений желудочков только в местах, сопряженных с перевязанными артериями, над которыми обычно располагался сгусток крови.

Особенность гистологических исследований сердца была в том, что срезы миокарда производились одновременно с находящимся на нем сгустком крови. В результате под малым увеличением можно было

увидеть картину взаимосвязи структуры кровяного сгустка с внутренней поверхностью сердца. На срезах, в месте инфаркта, обнаруживались трабекулярные ячейки мешковидной формы, из которых в полость сердца выступала застывшая струйка эритроцитов в форме улитки (рис. 1.2).

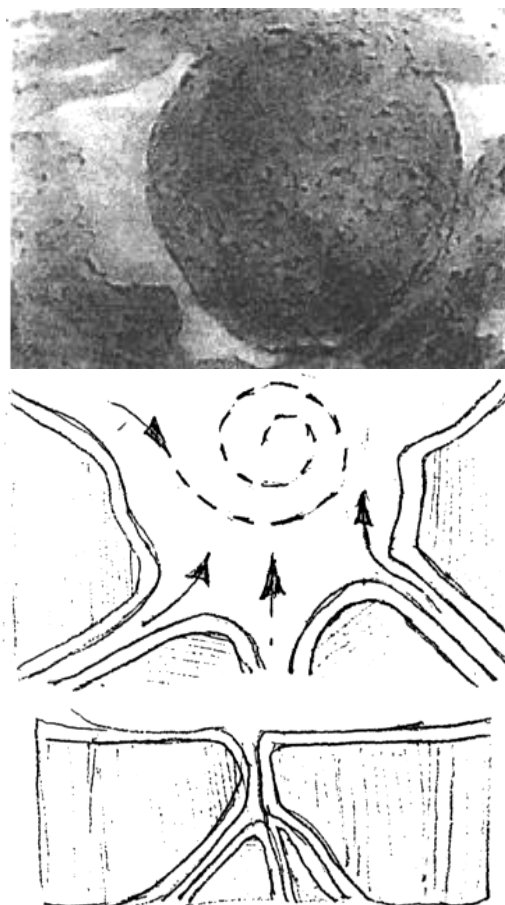


Рис. 1.2

Повторяемость этой картины заставила обратиться к малоизвестным работам Коломацкого [4]. В своих исследованиях сердца и особенно функций сосудов Тебезия он (показаны стрелками на рисунках) применил кино съемку внутри полости желудочков (рис. 1.3, 1.4). Впервые в мире на киноленте был зафиксирован момент выброса микроструй эритроцитов из устьев сосудов Тебезия в трабекулярную ячейку навстречу потоку крови из предсердий в период диастолы. В результате столкновения этих потоков над трабекулярной ячейкой образовывалось локальное скручивание порции крови.



Рис. 1.3

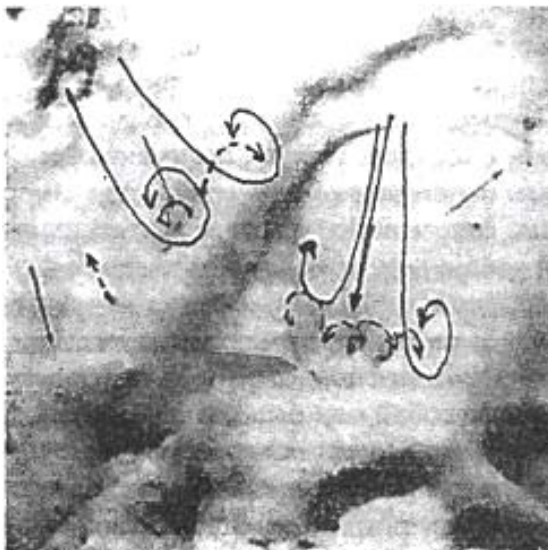


Рис. 1.4

К сожалению, эти исследования не были востребованы физиологией. Теперь же эффект противотока, обнаруженный Коломацким, объяснял суть механизма формирования застывшей под микроскопом патологии.

Трабекулярные ячейки с входящими в них устьями сосудов Тебезия по имеющимся признакам напоминали минисердца. Они самостоятельно сокращаются, расслабляются, изменяют свой объем, регулируют поступление в них и из них порций крови. Минисердца могут отключаться от работы контрактурным сжатием своей полости или с помощью образования сгустка крови над собой, как было в наших опытах.

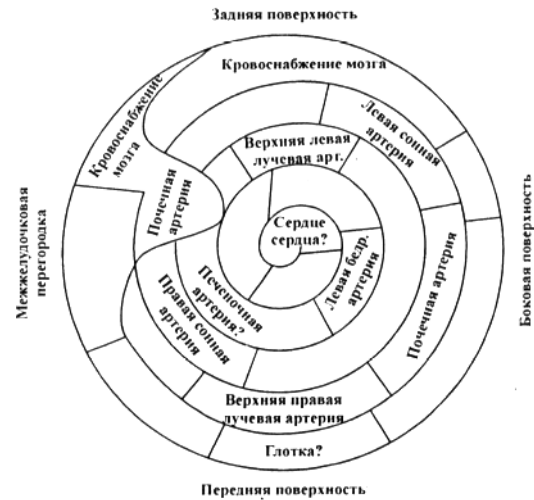


Рис. 1.5

На внутренней поверхности желудочков сердца подобных ячеек-минисердец насчитывается около сотни, но функциональное их назначение было неизвестно. Предполагалось, что они служат приспособлением для «равномерного перемешивания крови» в полостях желудочков [4]. Теперь же стало ясным, что они имеют как раз противоположное назначение: вихревым скручиванием микроструй они наполняют объем желудочков отдельными порциями крови с различными свойствами.

Экспериментаторам известно, что одномоментное измерение локального давления, величины насыщения кислородом, температуры в различных участках желудочка и анализ состава крови в них дают неодинаковые результаты. Разброс бывает настолько разительным, что в лабораториях даже принят усредненный коэффициент ошибки, хотя это результат работы минисердец.

В острых опытах с помощью оклюзии периферических артерий была проведена маркировка внутренней поверхности левого желудочка и в результате составлена схема сопряженности участков сердца с определенными областями организма. Она напоминала спираль Фестского диска, но с рисунками акупунктуры уха, ладони или подошвы стопы (рис. 1.5).

Это означает, что внутренняя поверхность желудочков – это множество сердец, каждое из которых служит определенному органу.

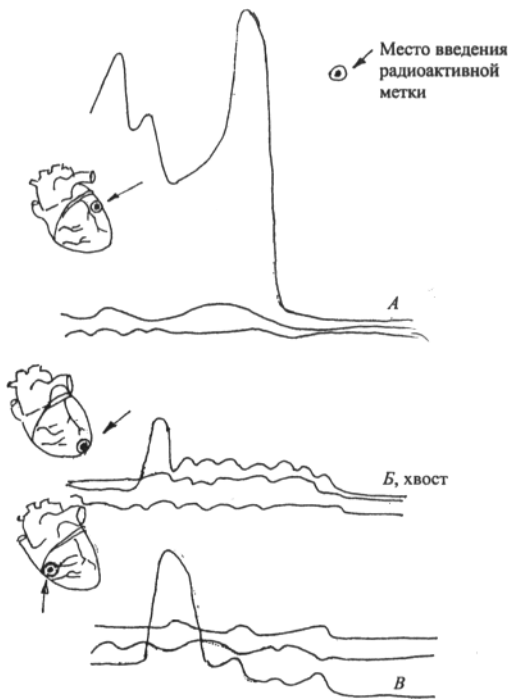


Рис. 1.6

Прямое доказательство, что мини-сердце снабжает кровью только сопряженный с ним орган, было получено при введении в трабекулярный синус глобулиновой сыворотки с радиоактивной меткой. Когда сыворотка вводилась в область верхушки сердца, то уровень радиоактивного излучения кровотока в десятки раз увеличивался в основании хвоста или задней конечности животного (рис. 1.6, *Б*). При введении же ее справа от верхушки она возрастала в области печени (рис. 1.6, *А*), а введение в основание желудочка повышало радиоактивность мозга и т. д. (рис. 1.6, *В*).

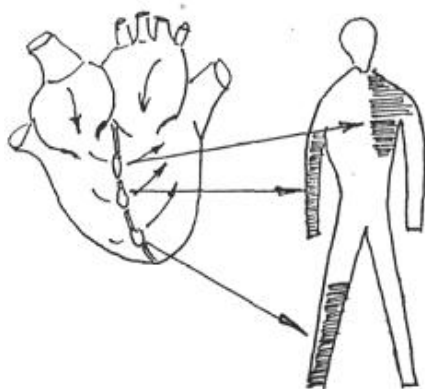


Рис. 1.7

Этими экспериментами было показано, что целевую селекцию крови по органам осуществляют минисердца.

В чем же физическая суть распределения целевого кровотока? Известно, что наиболее устойчивой формой движения жидкости в реальном мире является структура упорядоченного вихря. Для доказательства, что и в организме животных и человека действует именно вихревой целевой кровоток, была создана гидродинамическая модель. В ней трубки Пинто соединялись с источником давления жидкости не жестким, а эластичным шлангом. При изменении его конфигурации образовывались вихревые потоки воды, которые по желанию направлялись в заведомо избранную манометрическую трубку. Это устройство доказывает, что движением жидкости, находящейся в вихревом состоянии, можно целенаправленно управлять.

Подобный механизм в животном мире действует миллионы лет. У двоедышащих потоки артериальной и венозной крови в полости одного и того же желудочка вначале преобразуется в вихревые «упаковки», которые затем выталкиваются в разные направления: венозная кровь – к жабрам-легким, а артериальная – к мозгу. Такой же механизм разделения потоков крови действует у плода человека. Артериальная и венозная кровь трабекулярной системой левого желудочка скручивается в отдельные вихри, и артериальный вихрь выбрасывается в мозг, а обедненный кислородом – к внутренним органам и плаценте.

Этот механизм сохраняется в течение жизни человека. Известны феномены патологической синюшности частей тела, наблюдаемые у людей [5]. Локализация их на теле зависит от места непрощенного боталова протока в межжелудочковой перегородке. Отсюда потоки венозной крови устойчиво идут только в одни и те же части тела, поддерживая в них синюшность, чем и выявляют местоположение патологии в сердце (рис. 1.7).



Рис. 1.8

Следующий эксперимент был направлен на выяснение вопроса: действительно ли в сердце создаются вихревые структуры крови? И если да, то сохраняются ли они на протяжении артериального русла?

Животным внутривенно вводился краситель, а затем их мгновенно замораживали в жидком азоте, после чего делалась послойная гистограмма срезов артерий и полостей сердца. При сопоставлении фотографий срезов артерий и сердца была реконструирована картина структурных движений эритроцитов. Полости сердца и артерии на всем своем протяжении были наполнены сложными образованиями кровяных шариков (рис. 1.8), напоминающих веретенообразную архитектуру.

Эти эксперименты подтвердили гипотезу Чижевского и Ахуджа, что эритроциты в артериальных руслах движутся в структурированных «конгломератах» (рис. 1.9) [6, 7].

Для создания подобных устойчивых вихревых упаковок крови и управления ими сердце обладает всеми необходимыми средствами «гемоники» [8, 24]: специфической мускулатурой, трабекулярными ячейками, клапанами, системой коронарно-тебезиевых сосудов (рис. 1.10), механизмом управления электромагнитными полями.

В результате взаимодействия потока микроструй из сосудов Тебезия с потоками крови из предсердий происходит скручивание струй, а сокращения синусов фиксирует их местоположение в полостях желудочков.

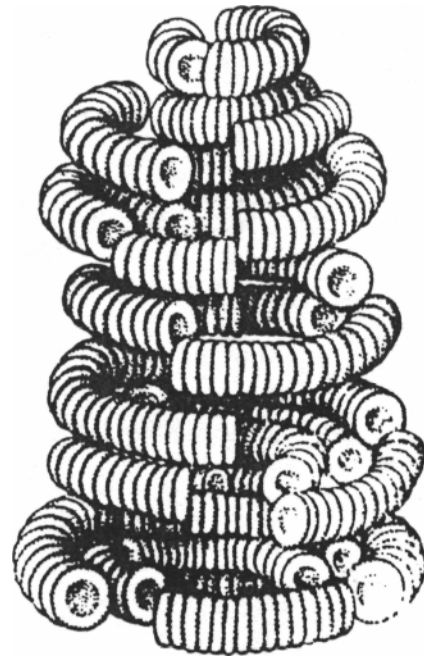


Рис. 1.9

Благодаря тому, что возникновения вихревых объемов эритроцитов детерминированы топографическим положением минисердеч, спиральные мышцы Маккаллума задают каждому из них в момент систолы свой вектор целевого движения.

Неясным остается вопрос: каким образом вихревые упаковки находят предназначенную им цель и как они определяют свой путь движения в порядках разветвления сосудов?

Управление кругодвижением крови традиционно связано в физиологии с обязательным участием в нем нервной системы. Более ста лет исследователи искали приспособления, с помощью которых центральная и периферическая нервная системы могли бы регулировать величину кровотока, его скорость, сортировать элементы крови по возрасту, количеству кислорода в них и направлять по назначению, но поиски не дали ожидаемого результата.

Многими работами доказано, что регионарный кровоток осуществляется и без участия нервной системы [9]. Гипотезы о существовании периферического артериального сердца [10], химической регуляции [11], центробежно-роторного насоса [6] также не дают ответа на явления, имеющие место в потоках крови.



Рис. 1.10

Это заставляет предполагать о существовании какой-то реальной, внутрисосудистой связи. Ее действия позволяют каждому органу самостоятельно запрашивать себе порцию крови необходимого состава и объема и доставлять ее целевым назначением в определенный орган для покрытия нужд локального гомеостаза.

В последние годы определенно доказано, что между родственными клетками тканей имеются высокочастотные резонансные излучения [12]. Стало быть и минисердца, включающие в свою структуру ткани, родственные сопряженному органу, должны иметь с ними частотно-резонансные совпадения. Основание для такой предпосылки дают факты эмбрионального развития сердца. Оно формирует организм, а минисердца сами участвуют в образовании сопряженных тканей [5].

Материальным носителем представительства каждого минисердца в сопряженном ему органе служит специфическая мускулатура. Эта мускулатура создает морфологическую, функциональную и иммунологическую мозаику сердца и продолжает коммуникацию сердца с гладкомышечными волокнами сосудов, входит в органы и там разветвляется в капиллярах.

Предстояло доказать, что эти волокна и являются проводниками высокочастотного излучения системы слежения сердца за структурно-информационно-энергетическим распределением кровотока. Если между сопряженным органом и минисердцем обнаружится генетическое сродство, то нарушение гладкомышечной связи между ними должно привести к изменению архитектоники движущихся эритроцитов. В фазовом флюорометре гистохимикам удалось наблюдать правдоподобное однотипное свечение препаратов ДНК и РНК из тканей сердца и органов, сопряженных между собой, подтверждающих их родство.

Местом вмешательства в гладкомышечную волоконную связь была выбрана левая сонная артерия [13]. Приняв все регистрируемые биотоки головного мозга за уже отработанную им информацию, мы предположили, что введение ее в гипотетический волоконный канал связи сердце – мозг может привести к появлению в нем информационного «шума», который должен повлечь за собой изменения в структуре эритроцитов в этом сосуде.

В эксперименте были запущены биотоки из 16 точек мозга через полупроводник на катушку из проволоки с магнитоотрицательными свойствами, намотанную в виде футляра вокруг сонной артерии. Через 15–20 мин после воздействия на подопытное животное токами собственного мозга оно погружалось в жидкий азот. Как и в предыдущих опытах, производилась серия срезов сонных артерий и конструировалась архитектоника потока. По сравнению с правой сонной артерией, на воссозданных схемах отсутствовали веретеноподобные структуры эритроцитов. Этот факт и был истолкован нами как косвенное подтверждение существования собственной волоконной связи сердца.

Чтобы обозначить контуры системы слежения сердца и органов за движением вихревой упаковки по сосудистому руслу, необходимо было локализовать источник электровозбуждения сердца.

До настоящего времени местонахождение его определенно не обозначено [14].

Но известно, что за несколько тысячных долей секунды до появления в сердце электрических токов возникает магнитный импульс где-то в центре полости желудочка [15].

Рабочая гипотеза предполагала, что этот импульс может рождаться в самой крови. Ее парамагнитные свойства и неньютоновское поведение давали для этого основания.

В опыте *in vitro* 30,0–50,0 мл артериальной крови подвергались резкому сжатию, которое регистрировалось по «магнитному всплеску».

Контролем *in vivo* служили паренхиматозные органы животных. В частности, ударное сжатие кровотока почки в ритме пульса провоцировало появление электрических потенциалов наподобие сердечных.

Это подтвердило предположение, что физическая деформация крови приводит к возбуждению магнитного импульса, который, видимо, индуцирует ионные потоки на клеточных мембранах эндокарда, чем и запускает электрическую систему сердца.

Эти чудесные свойства крови принуждают сердце к исполнению своих функций и выносят за его пределы электромагнитные связи.

Пульсовая волна, пробегая по сосудам, деформирует их стенки и тем самым реполяризует жидкокристаллические белки гладкомышечных волокон, вызывая движение направленных токов.

Ее ударное воздействие на упаковку эритроцитов возбуждает в ней магнитное поле. Каждая упаковка идет от конкретного минисердца, строго дозирована, индивидуальна, а возникающий в ней импульс имеет определенную частоту, присущую только этому вихрю. Электрический импульс реполяризованного гладкомышечного волокна сосуда и магнитное излучение вихревой упаковки, движущейся в его русле, совпадают по частоте. Пульсовая волна, всегда опережающая движение вихря, служит источником возбуждения высокочастотной волно-водной связи, высвечивая сопряженности, которое и ведет упаковку в предназначенный ей орган.



Рис. 1.11

Плазма артериального сосудистого русла наполнена сотнями белковых фракций, структура молекул которых находится в свернутом состоянии. Разворачиваясь только при определенных частотах, они обеспечивают преимущество скольжения в потоке крови той упаковке эритроцитов, которая совпадает с ними по частоте.

Это и есть один из каналов собственной связи сердца. По нему, например, орган, запросивший порцию крови, получает импульс прямой связи о движении к нему питательных веществ, а сердце – обратную, что порция крови еще в пути и не усвоена органом, и потому нет необходимости формировать дополнительную упаковку. Кровь от сердца к органам идет 6–20 с, поэтому аорта и крупные сосуды имеют резерв времени принять в этот момент порцию крови, предназначенную другим органам. Таким образом, система слежения сердца в 5–6 раз экономит количество крови, необходимое нашему телу.

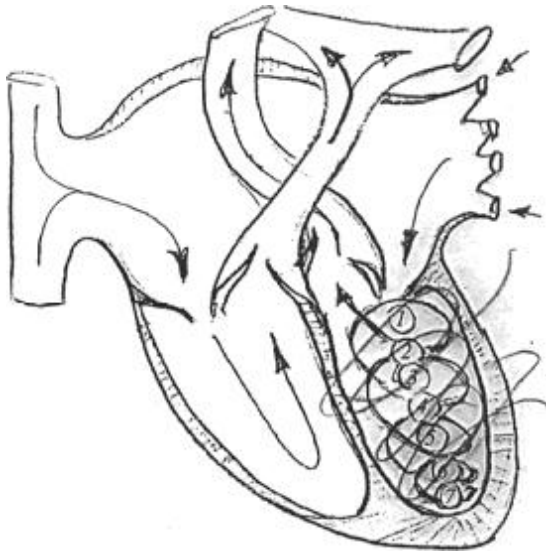


Рис. 1.12

Выводы этих экспериментов, на самом деле, лишь подтверждают эволюцию сердца.

У червеобразных каждый членик тела имеет свое сердце, их может быть несколько десятков. По мере усложнения организма это количество уместается уже в четырех сердцах, а у млекопитающих – в одном. И хотя множество сердец объединилось в одном, они продолжают снабжать кровью все те же, когда-то связанные с ними органы.

При заливке гипсом левого желудочка на слепке видны выводные каналы [16] (рис. 1.11). Они идут по спирали от верхушки к основанию, вдоль них находятся десятки минисердец, расположение которых напоминает первобытного червя, свернувшегося в сердце (рис. 1.12). На схеме зон сопряженности миокарда с органами и частями тела этого рисунка показаны связи с областями головы (1); шеи (2); верхних конечностей (3); селезенки, желудка и печени (4); почек (5); тазовых органов (6); нижних конечностей (7).

Поскольку между минисердцем и сопряженным с ним органом существует генетическое родство, то будет неудивительно, если окажется, что геном человека повторяет спираль минисердец, а последние служат его считывающим устройством.

Выводы экспериментов меняют наши представления о сердце и кровообращении, объясняют многие физиологические фено-

мены, непонятные в течение столетий. Например:

- как разные питательные соки распределяются из одной и той же аорты [17];

- как организм обходится пятью литрами крови вместо 20, необходимых по расчетам [18];

- каким образом только старые эритроциты отбираются в селезенку, а теплая кровь и с большим количеством кислорода, глюкозы и с молодыми эритроцитами – в мозг [6];

- в беременную матку поступает кровь с большим количеством питательных веществ, чем в это же время в бедренную артерию, и т. д.

Сердечно-сосудистая система, зная программу развития других систем, закладывает материальную основу для их развития и роста и, в буквальном смысле, выстилает собой основу, по сути, предопределяя наше развитие.

В эмбриональном периоде сердце вырабатывает наш мозг. Это один из доводов, который ставит разумность системы сердца над нашим сознанием.

Кроме того, сердце обладает собственным мозгом и его одного бывает достаточно для жизнеобеспечения организма. Известны случаи, когда тело существовало с разрушенным головным мозгом в течение многих лет.

Действие сердечно-сосудистой системы охватывает пространство триллионов живых клеток.

Устройствами, получающими информацию для сердца, служат миллиарды капилляров. Их общая длина около 100 тысяч километров [19]. Эти тончайшие сосудистые датчики образуют границу взаимодействия с внешним и внутренним миром. К ним сердце не допускает нервную систему. Вся информация от Вселенной впитывается через капилляры подвижными структурами эритроцитов. Резервуаром накопления информации в системе сердца служит кругодвижение крови.

И совершенно удивительным представляется, как эта информация материализуется в формы времени.

Настоящее время – это венозная система, прошлое – лимфатическая, будущее – артериальная система.

Настоящее время реальными потоками вытекает из капилляров. Носителями информации в них являются эритроциты. По венам они движутся в виде «монетных» столбиков, подобно объемной магнитофонной ленте, которая входит в правое предсердие и считывается там мозгом сердца.

Прежде чем представить формирование прошедшего времени, нужно упомянуть, что лимфатическая система – самая древняя в кругодвижении. Она имеет свои сердца, сосуды, разветвленную систему связи со множеством центров управления. Уместно также отметить ее участие в любопытном совпадении. Десяти тысячам сокращений сердца в сутки соответствует такое же количество отмирающих клеток головного мозга. Другими словами, каждому сокращению сердца ассоциация клеток мозга выделяет одну свою клетку. И надо думать, что эти клетки не отмирают, как принято считать, а отходят в хранилище памяти.

Это подтверждается тем, что мозг через нервные волокна выделяет митохондрии и лизосомы в лимфатическую систему. Они являются матричными носителями включателей прошлого (памяти).

Будущее время начинает готовиться в правом предсердии из слияния настоящего (венозной крови) и прошедшего (лимфы).

В эпицентре этого слияния находится мозг сердца. Располагаясь над правым ушком, у впадения верхней полой вены с латеральной стороны, мозг сердца обнажен у входа в предсердие. Здесь он контролирует поступление элементов крови и формирует из них вихревые упаковки. Мимо его поля зрения не проходит ни один эритроцит, потому что мозг использует эффект биолокации. Локатор находится рядом с мозгом, в виде полулунной складки. Его периодические электромагнитные импульсы сканируют информацию с кровяных шариков и митохондрий.

Материализуя будущее, левое сердце превращает ламинарные потоки из легочных

вен в хаотическое движение, погружая эритроциты в вакуум диастолы.

Сердце – единственный орган, взаимодействующий со структурой, которая наполняет кровь неизвестной нам информацией. Минисердца левого желудочка переводят эту информацию в упаковки эритроцитов и наполняют ими артериальную систему. При этом необходимо учитывать, что упаковки проходят путь от желудочков до артерий головного мозга за 6–8 с. Этот промежуток и есть момент разрыва в восприятии времени двух систем: сердечно-сосудистой и нервной. От мозга сердца информация уже ушла, а до головного мозга она дойдет лишь через несколько секунд. Мозг сердца, возвращая митохондрии головному мозгу, включает в память образы, чувства, события. Этот миг в сознании предстает как настоящее время. Но для мозга сердца оно уже в прошлом, поскольку за этот период сердце успело сократиться несколько раз и послать новую информацию в центральную нервную систему, содержание которой головной мозг еще не знает.

Таким образом, система сердца опережает сознание, сплетает в нем 3 формы времени и образует новую способность к взаимодействию с миром.

Основательность этого утверждения подтверждает физиология слуха. Еще до того, как мы произносим слово, хорда тимпони уже напрягает барабанную перепонку уха до той величины восприятия громкости звука, с которой мы еще только собираемся произносить. Выходит, что наша речь, ее смысл, эмоциональность не спонтанны. Слово уже состоялось в опережающем сверхсознании сердца, а головной мозг лишь осознает его смысл.

В этой связи вспоминаются строки из Евангелия: *«А я говорю вам, что всякий, кто смотрит на женщину с вожделением, уже прелюбодействовал с нею в сердце своем.»* (от Матфея, гл. 5, ст. 28).

Интервал прохождения гемодинамической информации от мозга сердца к головному мозгу сдвигает формы времени в сознании.

В нас сочетаются две телесные плоти: нервная и сердечная, два сознания: одно – сознание сердца, другое – сознание мозга. Они разделены промежутком времени, который является самым уязвимым моментом для чужеродного проникновения, если не имеет духовной защиты.

И теперь можно попытаться понять, почему Иисус дал молитву, в которой мы обращаемся: «Отче Наш...», не потому ли, что в каждом из нас живут, как минимум, два сознания. И как только мы произносим «мой» или «я», мы лукавим и в нас происходит разделение.

Все исполнительные органы имеют свое представительство в сердце и само сердце относительно своего мозга также является исполнителем. Поэтому необходимо обязательным образом предположить, что и у сердца, как и у остальных органов, должно быть свое сердце. Но функции у этого сердца сердца еще более тонкие и совершенные. Исходя из знаний о большом сердце, мы можем предсказать условия, которым должно отвечать сердце сердца:

- вместимость его полости будет соответствовать объему крови коронарных артерий;
- потоки его крови должны опережать потоки большого сердца;
- магнитный импульс большого сердца может включаться систолическим выбросом сердца сердца;
- его мускулатура способна управлять потоками крови и иметь в себе родственные ткани большого сердца.

И такое образование существует. Оно находится в сердце и выглядит как анатомическое недоразумение с непонятным физиологическим назначением. Этим образованием являются ушки сердца. Они отвечают всем этим требованиям, в том числе: их структура включает специфическую мускулатуру, которой в окружающих тканях предсердий нет. И точно так же, как и в большом сердце, в ушках случаются инфаркты. И так же, как и большое сердце, отключает бедренные артерии, так тромбы из сердца сердца, попадая в коронарные артерии отключа-

ют уже большое сердце. Сердце сердца таит в себе загадку внезапной смерти.

А есть ли у сердца сердца свое сердце и имеет ли оно свое сознание?

Проведенные многолетние лабораторные исследования демонстрируют сложнейший механизм работы сердца.

При этом возникают проблемы:

- а) Существование минисердец;
- б) Наличие слабых магнитных полей;
- в) Формирование кровотоков, которые гонят жидкость – кровь из больших капилляров в маленькие венозные сосуды и затем поднимает вверх обратно в сердце; как при этом возникают основные изменения в составе крови;
- д) Роль нервной системы и определенных участков головного мозга в этом процессе и т. д.

Вопросов очень много. Представлен достаточно большой экспериментальный материал, который позволяет с новых позиций подойти к проблеме механизмов работы сердца.

2. Статистический анализ параметров электрокардиограмм

Компьютерные исследования сердечных ритмов с использованием ЭКГ проводится О.Н. Новоселовым вместе с сотрудниками. Результаты этих исследований представлены в работах [22–24].

Одним из основных моментов этого анализа является статистическая обработка экспериментальных данных.

Всплески на ЭКГ называют R-импульсами. Изменение со временем расстояния между двумя R-импульсами называют RR-интервалом.

Аритмия – изменение со временем расстояния между двумя R-импульсами.

ЭКГ представляет собой последовательность пакетов импульсов (рис. 2.1).

В клетках правого предсердия находится область, содержащая специальные клетки-водители ритма, мембраны которых обладают способностью генерировать колебания. Эта область называется синусовым узлом. Если поместить такую клетку в пита-

тельный раствор, то она также будет продолжать сокращаться, но RR-интервал изменяться не будет. На рис. 2.2 показана форма импульса, генерируемая такой клеткой. Каждая клетка синусового узла имеет свое значение собственной частоты. Если этот узел убрать, то сердце все равно будет сокращаться, так как по всему сердцу разбросаны клетки-водители ритма. К синусовому узлу подходят нервные волокна, которые синхронизируют его работу. При патологии сердце начинает работать, как изолированная система. Большая вариабельность RR-интервала может указывать на патологию нервной системы.

Первым шагом в исследовании кардиограмм было получение статистических данных по группе кардиограмм, принадлежащих здоровым пациентам.

Для анализа электрокардиограмм исследовались кардиограммы здоровых пациентов. В качестве экспериментальных данных использованы оцифрованные электрокардиограммы, полученные на аппарате «Cardiag» и версифицированные ст. науч. сотрудником Научного центра сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева Поляковой И.П. Фрагмент ЭКГ здорового человека представлен на рис. 2.3.

Для электрокардиограмм здоровых пациентов были построены диаграммы Пуанкаре, выделены RR-интервалы, рассчитаны математическое ожидание, дисперсия и коэффициент корреляции RR-интервалов.

Диаграмма Пуанкаре имеет вид эллипса (рис. 2.4). Внешняя часть эллипса принадлежит, так называемому основному ритму. Внутренняя часть эллипса – это измерительный прибор.

RR-интервалы являются одним из важнейших показателей в кардиологии, поэтому они были исследованы в первую очередь.

Результаты исследований приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1 мат. ожидание RR-интервалов здоровых пациентов находится в интервале 960 ± 100 мсек. Выход за границы этого интервала может служить диагностическим параметром для определения нормы или патологии.

Для RR-интервалов были также построены гистограммы распределения. Для всех кардиограмм, кроме ЭКГ №1, были получены одномодальные распределения, вид которых представлен на рис. 2.5 а-г.

Для ЭКГ № 1 гистограмма распределения отлична от остальных (рис. 2.5д), а также наблюдается явное отличие по коэффициенту корреляции. Это может служить дополнительными диагностическими параметрами для определения патологии.

Для всех ЭКГ были построены энергетические спектры и корреляционные функции.

При построении энергетического спектра кардиограммы делается предположение, что периодический или непериодический сигнал можно представить в виде комбинации синусоидальных или косинусоидальных колебаний:

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int F(\omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega,$$

где $e^{i\omega t} = \cos \omega t + i \sin \omega t$

Для дискретной последовательности можно воспользоваться формулой дискретного преобразования Фурье:

$$C_i = \frac{1}{N} \sum x_k \cdot e^{-i\left(\frac{2\pi}{N}\right)k},$$

где N – общее число отсчетов;

k – номер отсчета;

j – номер элемента вектора спектра.

Элементы в полученном векторе соответствуют разным частотам. Чтобы восстановить фактическую частоту, необходимо знать частоту дискретизации V исходного сигнала. Зная ее, мы можем найти частоту, соответствующую k -му элементу вектора спектра:

$$f_k = \frac{k}{N} \cdot V.$$

Полученный спектр является амплитудным. Для преобразования его в энергетический можно воспользоваться формулой:

$$P_j = (C_j)^2,$$

где P_i – элемент вектора энергетического спектра.

Корреляционная функция в данном случае находится по формуле:

$$R_k = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=0}^{N-k-1} (x_i - M) \cdot (x_{i+k} - M) / \frac{1}{N} \cdot \sum_m (x_m - M)^2,$$

где
$$M = \frac{1}{N+1} \sum_m x_m.$$

В этой формуле k -индексная переменная корреляционной функции, N – максимальный индекс последовательности (число отсчетов минус единица), M – среднее значение последовательности.

Т а б л и ц а 1

№ кардиограммы	Мат. ожидание, мсек	Дисперсия	Коэффициент корреляции
1	1019	0,016	0,054
2	1036	0,006	0,603
3	937	0,004	0,501
4	1184	0,007	0,557
5	845	0,005	0,756
6	881	0,011	0,661
7	1058	0,009	0,687
8	983	0,012	0,518
9	912	0,009	0,518
10	821	0,006	0,662

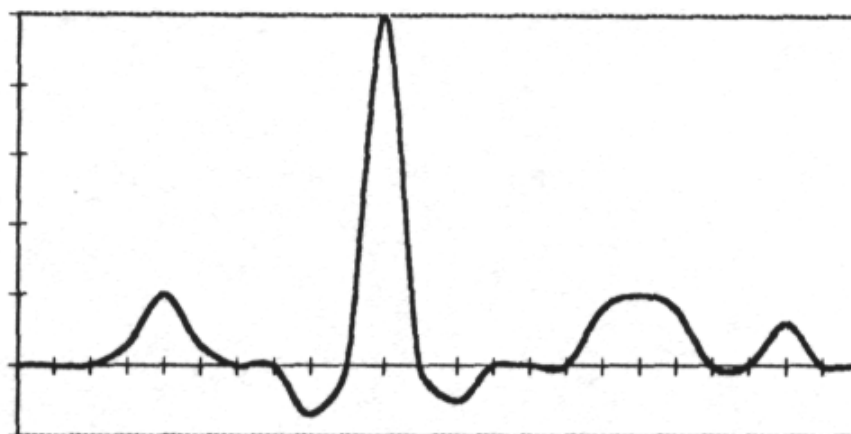


Рис. 2.1

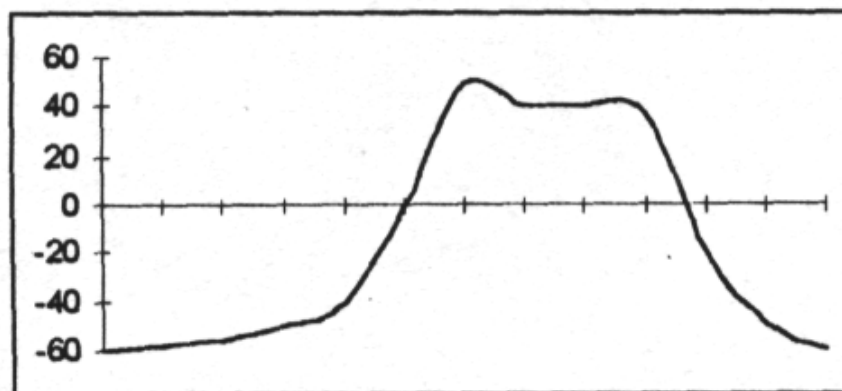


Рис. 2.2

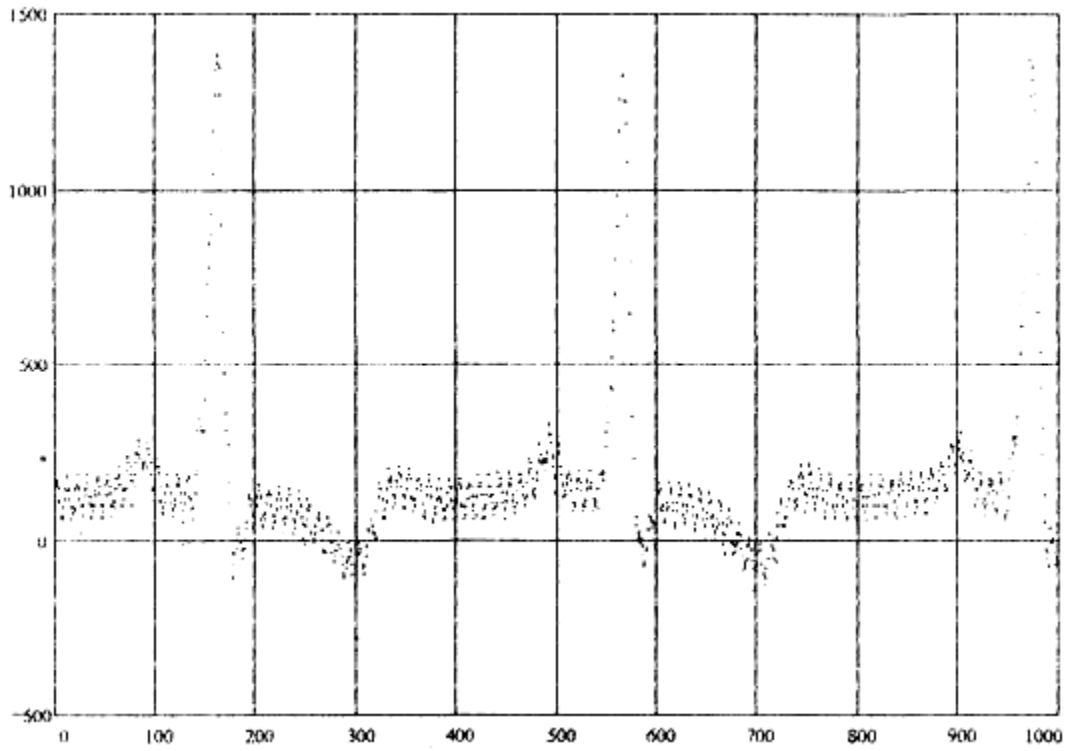


Рис. 2.3

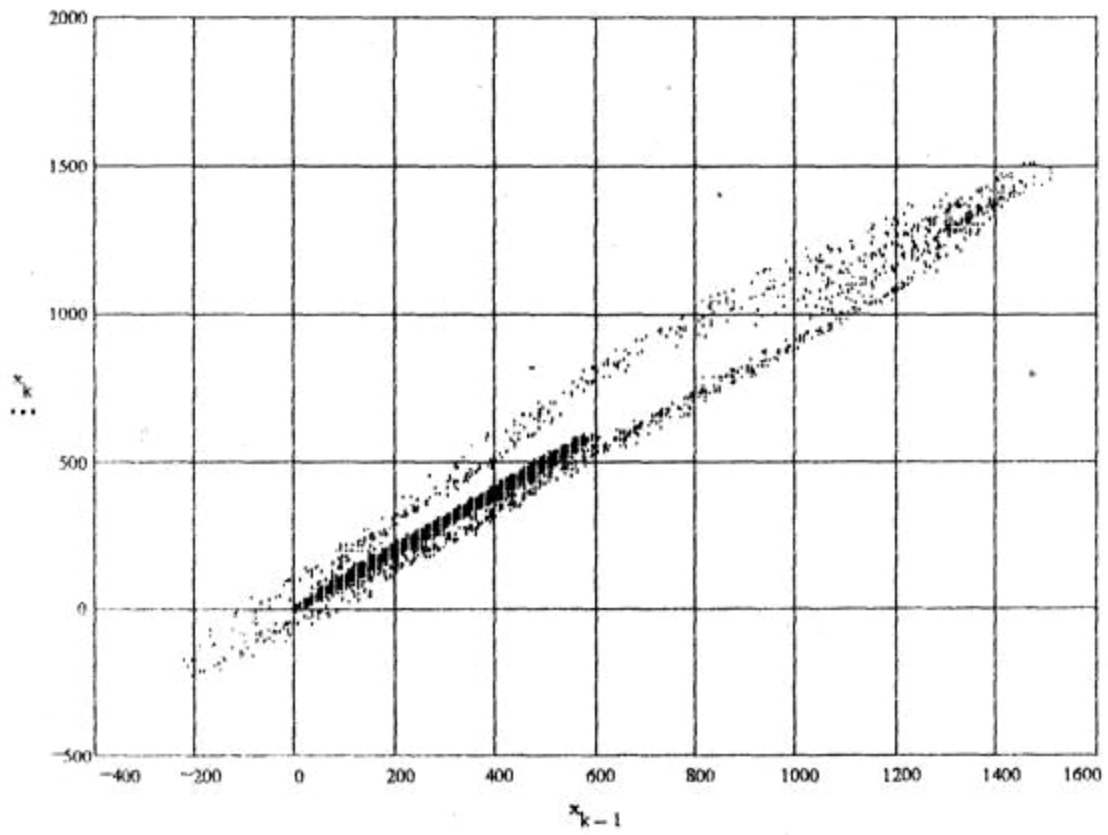


Рис. 2.4

Файл с данными n492_1 .dat (норма)

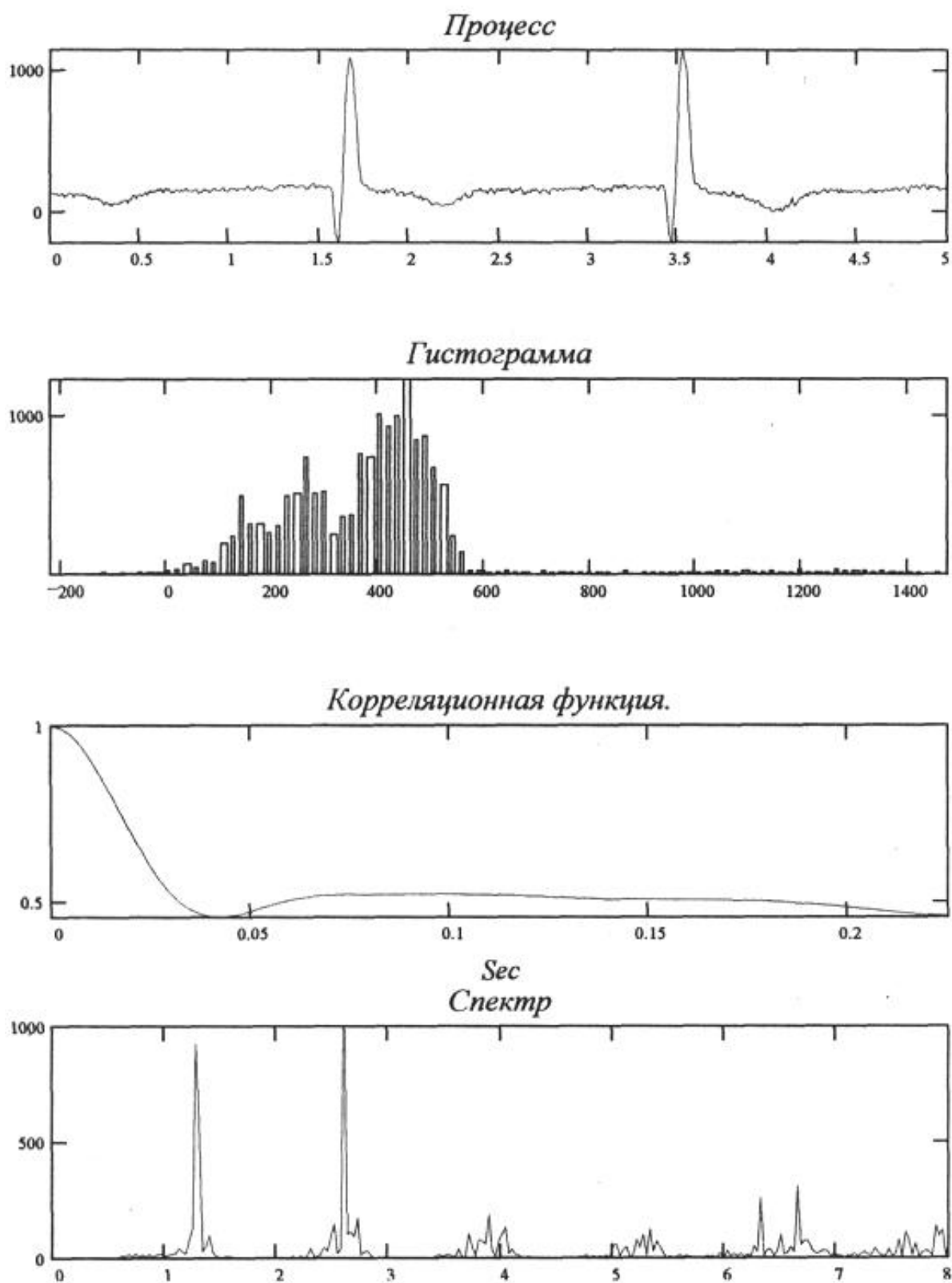


Рис. 2.5а

Файл сданными n493_1.dat (норма).

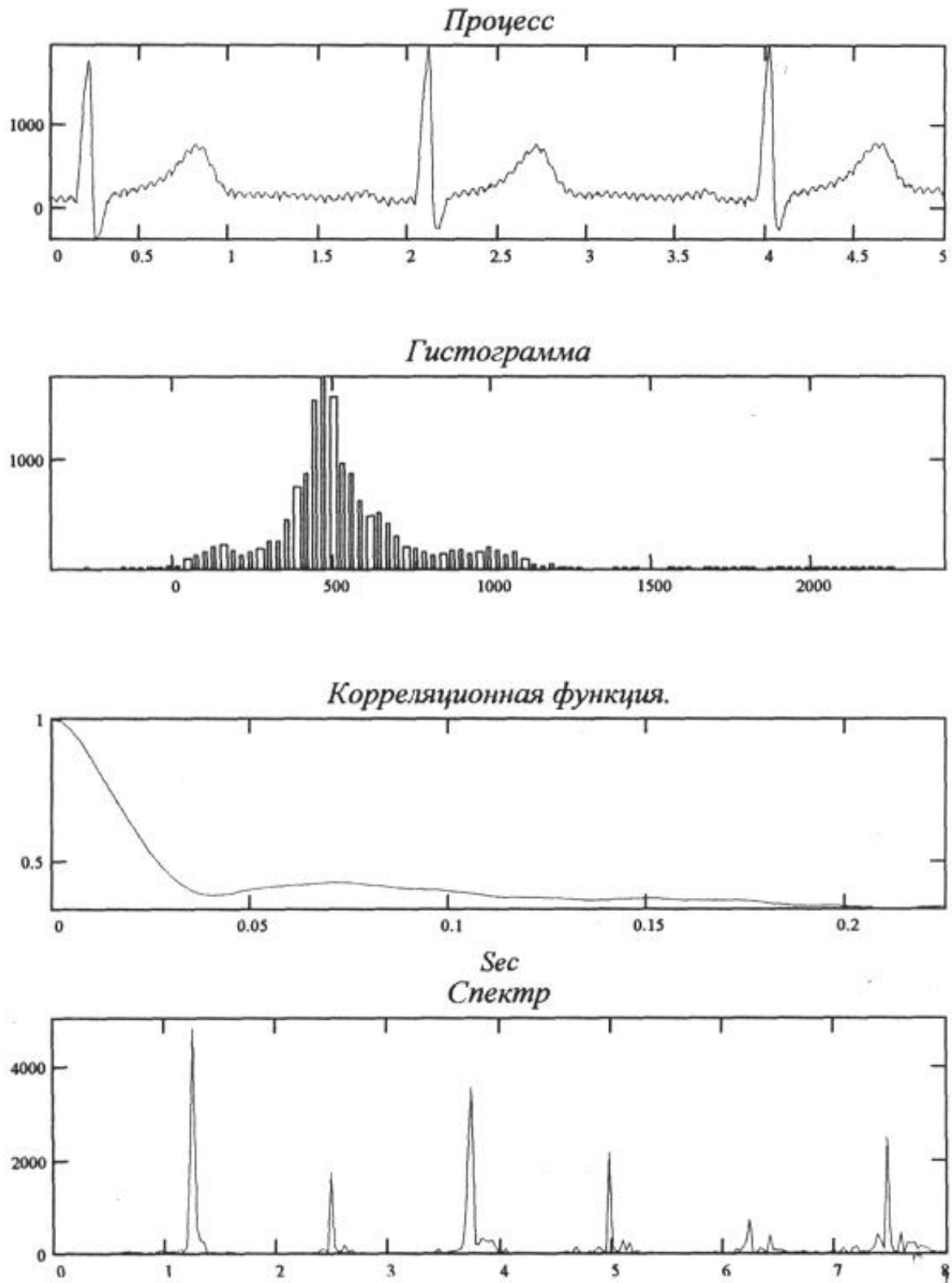


Рис. 2.5 б

Файл с данными n500_2.dat (норма)

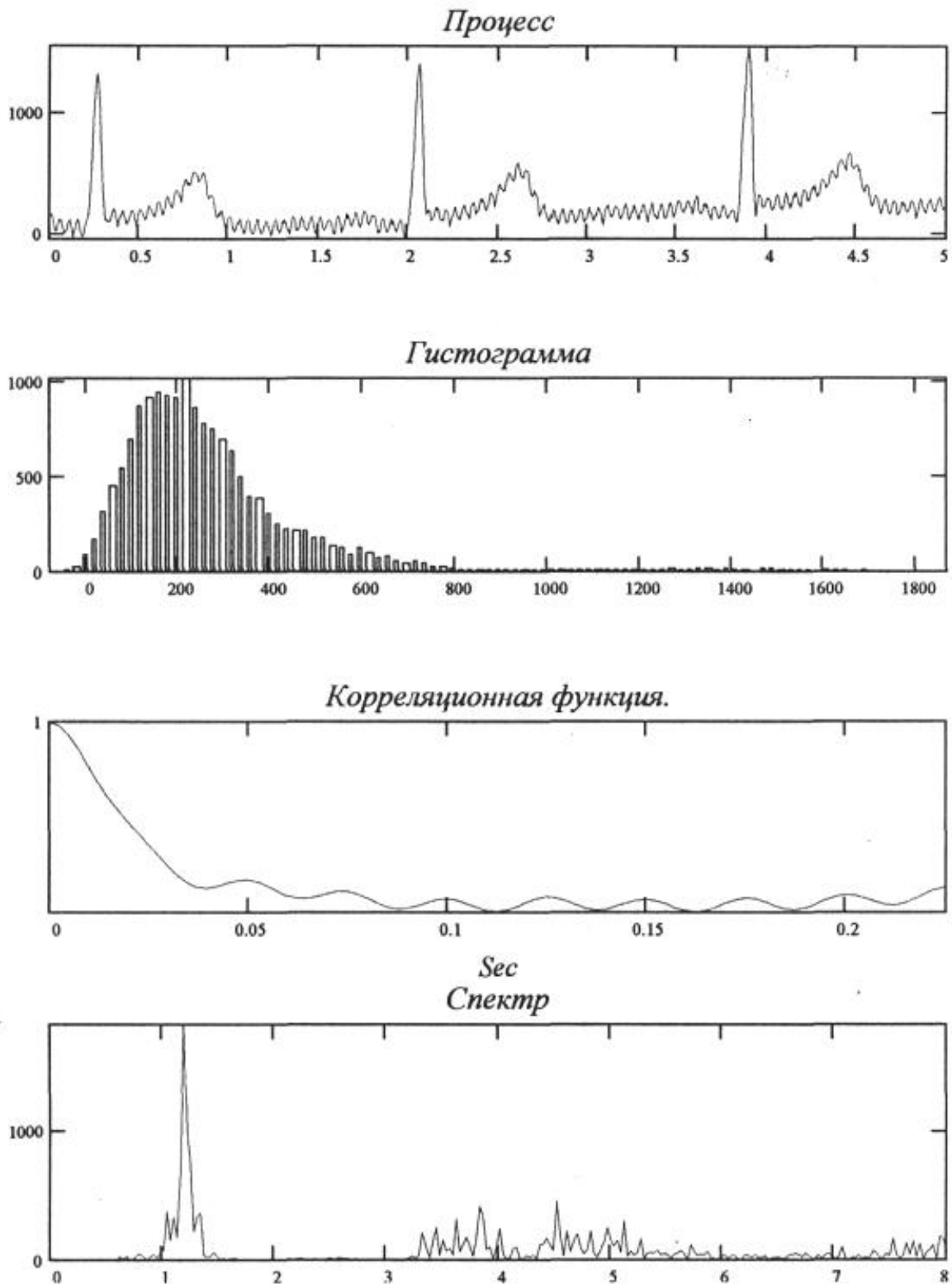


Рис. 2.5 в

Файл с данными n515_2.dat (норма)

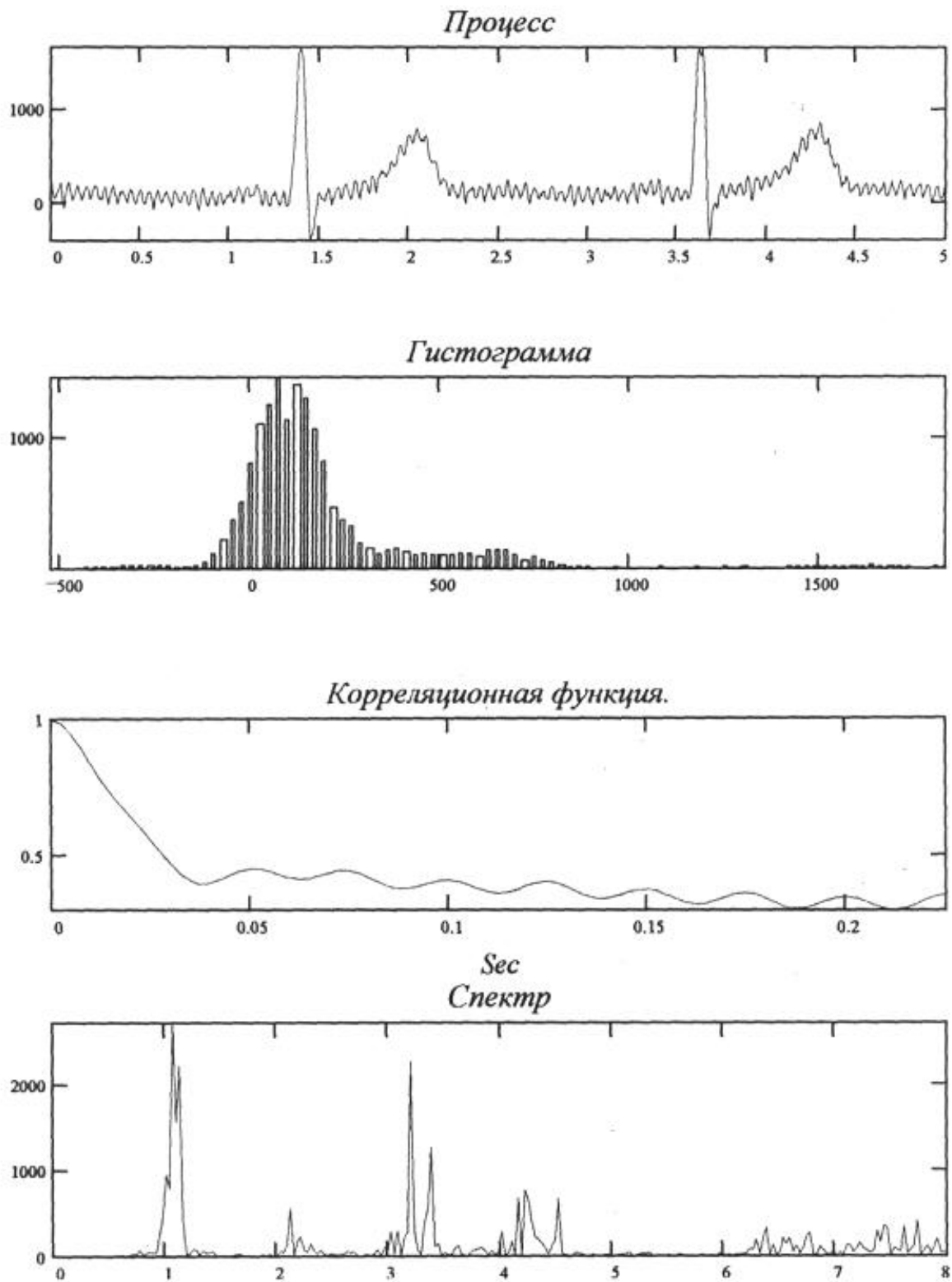


Рис. 2.5 г

Файл с данными n394_1.dat (норма)

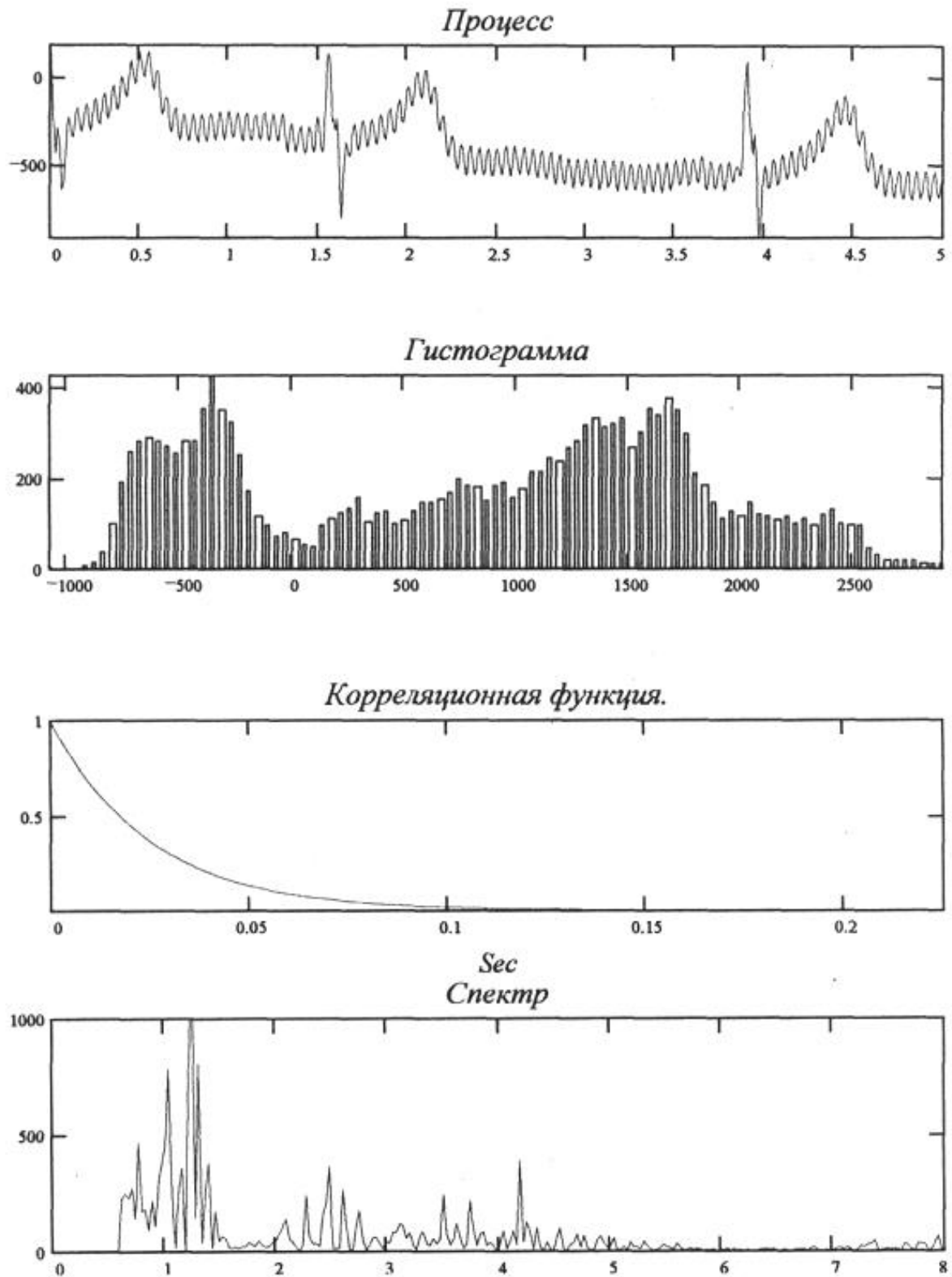


Рис. 2.5 д

Файл с данными pat18_1.dat (патология)

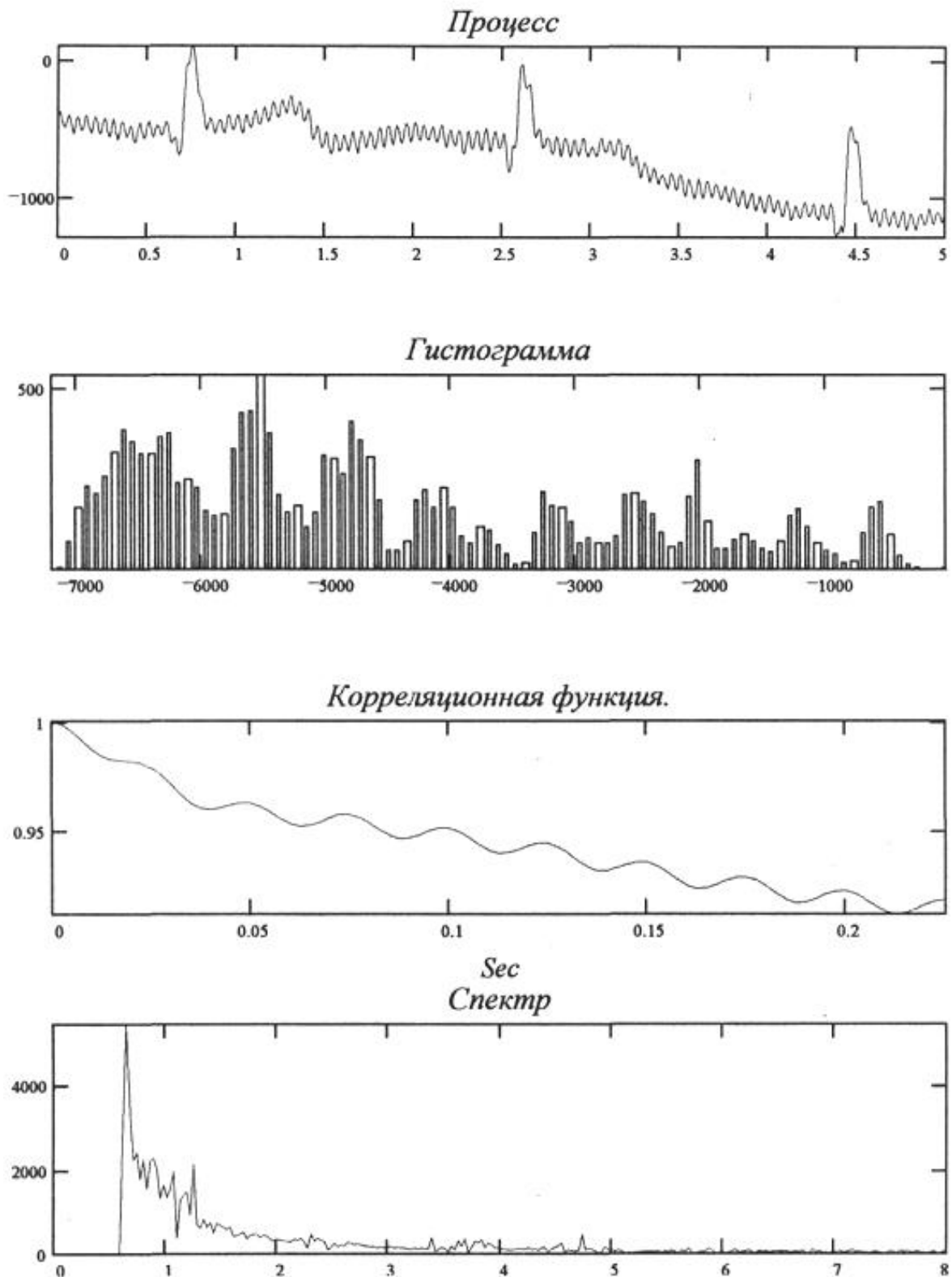


Рис. 2.6 а

Файл с данными pat21_1.dat (патология)

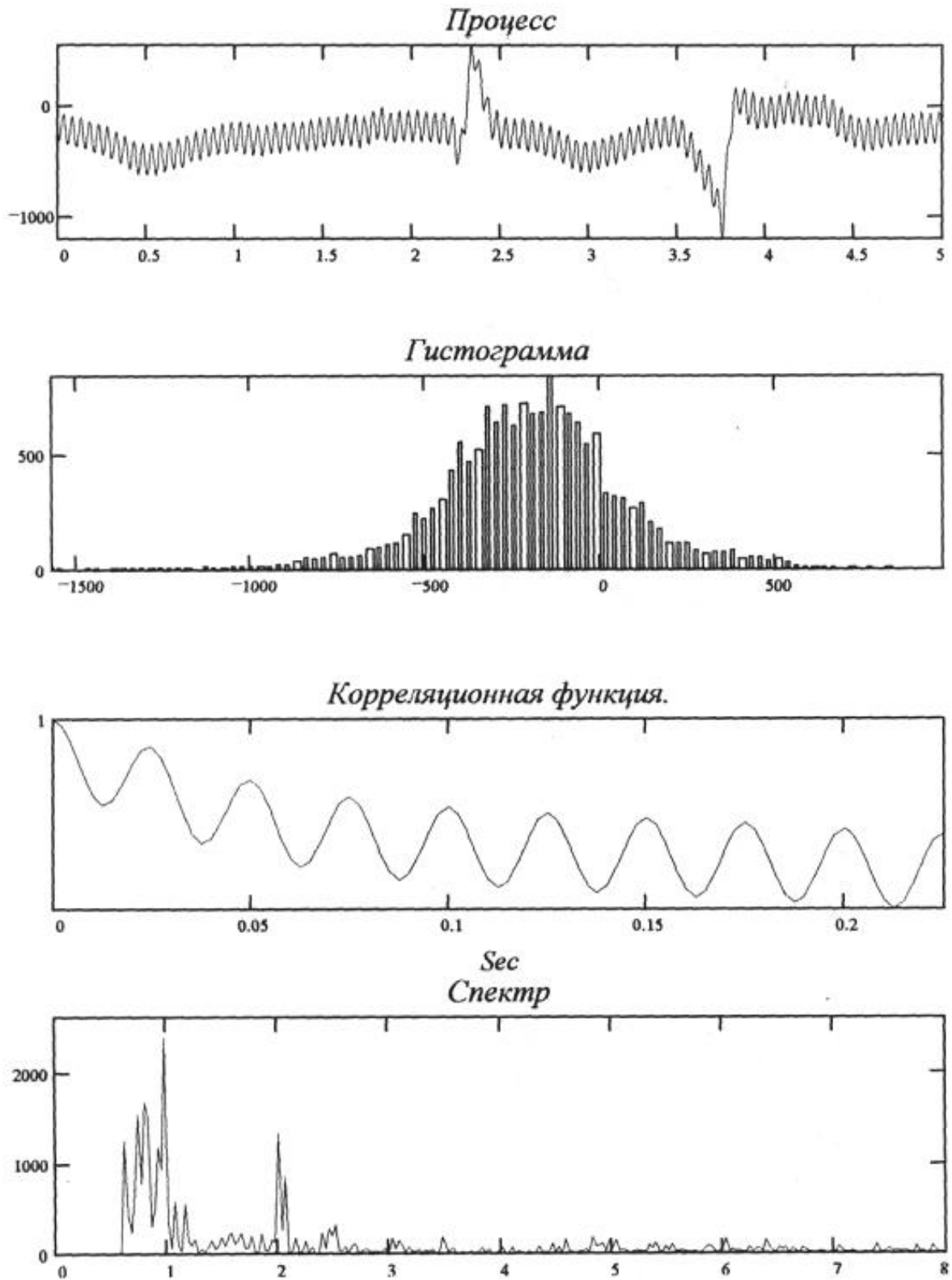


Рис. 2.6 б

Файл с данными rat395_1 .dat (патология)

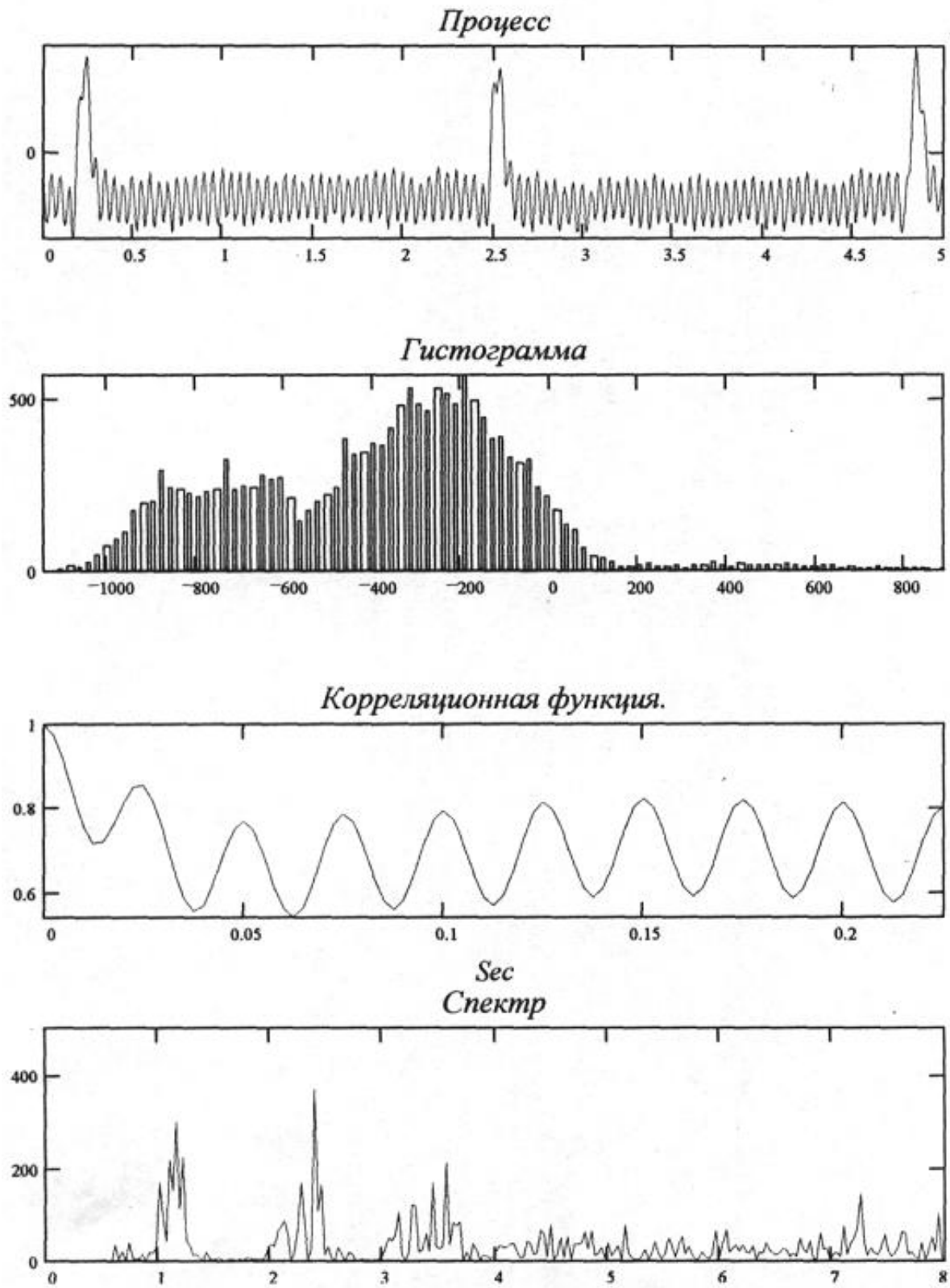


Рис. 2.6 в

Список литературы

1. Гончаренко А.И. Пространство сердец как основа сверхсознания // Сознание и физическая реальность. – 1997. – Т. 2. – № 3. – С. 25–35.
2. Гурвич М.И. Тер. архив, № 11 (1966).
3. Ильинский С.П. Сосуды Тебезия. – М. – 1972.
4. Коломацкий И.А. Материалы к научной сессии. – Краснодар. – 1965. – С. 36.
5. Фолков Б. Кровообращение // Медицина. – М., 1976 – С. 21.
6. Маршалл Р.Д., Шефферд Дж. Т. Функция сердца у здоровых и больных. – 1972.
7. Чижевский Л.А. Структурный анализ движущейся крови. – М., 1959.
8. Гончаренко А.И. Физические факторы в комплексной терапии и профилактике сердечно-сосудистых заболеваний. – Сочи. – 1978. – С. 122.
9. Гончаренко А.И. Закономерности и механизм селективно-регионарного кровотока: Материалы 13 съезда ВФО им. Павлова. – 1979. – Т. 2. – С. 170.
10. Конради Г.П. Регуляция сосудистого тонуса – Л., 1973.
11. Косицкий Г.И. Аfferентные системы сердца. – М., 1975.
12. Яновский М.В. О функциональной способности артериального периферического сердца // Научн. медицина. – 1923. – № 11. 126 – 133.
13. Левтов В.А. Химическая регуляция местного кровообращения. – Л., 1967.
14. Поколозин А.А., Донцов В.И. Старение и долголетие. – 1993. – № 3,7.
15. Блинова А.М., Рыжова Н.М. // ДАМП СССР. – 1961. – № 5, 56.
16. Руководство по кардиологии. – М., 1982. – Т. 1. – С. 143–167.
17. Доброва Н.Б., Кузьмина Н.Б. // ВАМИ СССР. – № 6. – С. 22.
18. Гарвей В. Анатомическое исследование о движении сердца и крови у животных. – 1948.
19. Цион И.Ф. Курс лекций по физиологии. – 1866. – Т. 2.
20. Шошенко К.А. Кровеносные капилляры. – Новосибирск. – 1975.
21. Похомова Е.Е. Статистическая обработка и построение модели сердечного ритма: Науч. тр. / МГУЛ. – 2001. Вып. 309(3). – С. 26–32.
22. Новоселов О.Н., Алексеев А.В. Построение феноменологического уравнения по измеренным значениям выходного процесса // Измерительная техника. – 1995. – № 5.
23. Новоселов О.Н., Пахомова Е.Е., Парфильева Ю.В. Оценивание (распознавание) порядка связанности и степени полиномиального феноменологического уравнения по экспериментальным данным // Измерительная техника. – 1997. – № 8.
24. Ahusa A.S. Biorheology. 7(1). 25 – 36 1971.

ВЛИЯНИЕ МАСШТАБНОГО ФАКТОРА НА ПРОЧНОСТЬ ДРЕВЕСИНЫ

С.В. ТУТУРИН, докторант мех.-мат. фак. МГУ,
М.Р. КОРОТКИНА, проф. каф. физики МГУЛа, д-р физ.-мат. наук

Развитие представлений о прочности древесины в настоящее время идет по двум этапам: исследования изменений микроструктуры при нагрузках (образцы объемом менее 1 см³) [1], и определение прочности на уменьшенных копиях реальных конструкций [2, 3]. При этом образец, предложенный в середине 20-ого столетия в качестве стандартного, следует применять с крайней осторожностью для определения реальной прочности.

Возвращаясь к истории создания первых стандартов по проведению испытаний, следует отметить, что стандартизация стала важнейшим шагом по развитию представле-

ний о древесине, как о конструкционном материале. До 1950 года проводились тысячи самых разнообразных по поставленным задачам экспериментов, но в настоящее время невозможно воспользоваться полученными данными, так как тогда отсутствовала единая методика проведения испытаний. Особенно серьезные расхождения наблюдались из-за несоблюдения температурно-влажностного режима.

Главным инициатором создания стандартов следует считать выдающегося исследователя механических свойств древесины профессора Иванова Ю.М., который предложил проводить испытания на «малых чис-

тых» образцах. Критикуя исследователей, которые испытывали крупные образцы, он отмечал, что «результатом данного подхода является недостаточное внимание к особенностям механических свойств древесины, связанных с высокомолекулярным строением слагающих ее веществ... Отсутствие данных свидетельствовало лишь о том, что эти вопросы до сих пор ускользали из внимания исследователей. Такой пробел особенно бросается в глаза в сравнении с успехами, достигнутыми в изучении строения и свойств высокомолекулярных соединений. В этой области науки фактически возникла новая отрасль – физика и физико-химия высокополимеров. Одним из существенных разделов ее является учение об упругих свойствах полимеров, имеющих иной, отличный от обычных твердых тел, характер, обусловленный сложным строением и большими размерами молекул. С точки зрения этих представлений следует подходить к изучению механических свойств древесины» [4].

Однако Иванов Ю.М. во многих работах предупреждал, что данные испытаний, полученные на малых образцах, показывают лишь особенности работы структурных составляющих древесины, и не могут быть перенесены на реальные конструкции. Но, как показала практика, предупреждение было забыто исследователями, и с 1950 года практически все экспериментальные работы проводились с применением образцов с рабочим сечением $2 \times 2 \text{ см}^2$. На настоящий момент сложилась ситуация, когда инженер при расчетах *не знает реальной прочности древесины*.

Автору удалось участвовать в подготовке и присутствовать при уникальном эксперименте по испытанию клееной балки пролетом более 8 метров и высотой 1,3 м. Главным результатом, который удивил всех присутствующих, стало то, что расчетная нагрузка оказалась в три раза ниже, чем реальная, которую выдержала балка.

Обзор работ последних десятилетий натолкнул на мысли о проведении нового эксперимента по определению влияния масштабного фактора на прочность древеси-

ны, с применением современного испытательного оборудования.

Проведенная работа опиралась на результаты о влиянии масштабного фактора, полученные Знаменским Е.М., Свеницким Г.В. и Хухрянским П.Н. [5, 6, 7].

Подготовка и проведение эксперимента

Весь эксперимент был проведен в лаборатории Института горного дела в г. Новосибирске на английском прессе модели «Инстрон» 1999 года выпуска¹. Данная модель прессы имеет широчайший спектр возможностей для измерений прочностных качеств любых материалов. Непосредственно с захватов на компьютер передаются следующие характеристики процесса нагружения:

- нагрузка в килограммах или в килоньютонах с точностью до 0,001 грамма;
- перемещение захвата с точностью до 0,0001 мм.
- время нагружения;
- блоки нагружения, в каждом из которых можно задавать любые параметры, в том числе форму волны нагружения, от прямой до периодической синусоиды.

Подготовка к проведению испытаний была проведена в полном соответствии с рекомендациями [8]. В качестве вида нагружения были приняты сжатие вдоль волокон и изгиб в поперечном направлении.

Общее количество образцов, а также принятые геометрические характеристики с учетом [5, 6, 7, 8, 9], приведены в табл. 1.

Для непосредственной подачи на пресс отбирались образцы только высокого качества с отсутствием пороков строения, с правильной ориентацией волокон. Не допускалось отклонение наклона волокон от оси образца более 5 градусов.

¹ Certificate №2632-055, serial No: 36, Readout device DK38, P31637, Date 03/07/1999, calibration setting 2.0171. Verifiable to BS EN 10002-4, 1995, ASTM E83 and ISO 9513 when used with Instron machines. Instron certifies to National Physical Laboratory. Registered in England.

Спецификация изготовления деревянных образцов

Требуемые размеры поперечного сечения	Количество брусьев	Поперечная распиловка	Получаемое количество образцов	Всего (после выбраковки)
70 × 70	4	70 × 70 × 500	6	10
		70 × 70 × 500	6	
		70 × 70 × 500	6	
		70 × 70 × 210	14	
60 × 60	3	60 × 60 × 400	7	7
		60 × 60 × 400	7	12
		60 × 60 × 180	16	
50 × 50	3	50 × 50 × 350	8	10
		50 × 50 × 350	8	9
		50 × 50 × 150	20	
40 × 40	3	40 × 40 × 280	10	11
		40 × 40 × 280	10	11
		40 × 40 × 120	25	
30 × 30	1	30 × 30 × 90	66	15

Все образцы имели влажность 13 ± 1 %. Был заведен рабочий журнал, куда заносились все необходимые данные:

- вид испытаний (сжатие или изгиб);
- поперечное сечение серии образцов;
- порядковый номер образца;
- точные размеры (с погрешностью 0,05 мм);
- качество образца;
- количество годовых колец;
- среднее расстояние между волокнами;
- количество волокон;
- влажность;
- вес;
- время проведения нагружения;
- вид нагружения (по нагрузке или по перемещениям);
- дополнительные замечания (касались внешнего вида образца, хода опыта и прочих особенностей).

Благодаря хорошему запасу изготовленных образцов, поставленную задачу определения влияния масштабного фактора на несущую способность удалось решить с необходимой точностью. После рекомендуемой математической обработки результатов их корректность не вызывала сомнений.

Определение влияния масштабного фактора на прочность древесины при сжатии

Чтобы при испытаниях избежать решения вопросов устойчивости образцов, было принято для всех типоразмеров отношение высоты к ширине 3:1. Особое акцентирование внимания на данном соотношении обусловлено различием в понятиях «объема древесины» и «площади поперечного сечения», как решающих факторов для понимания масштабного эффекта. Однако, на наш взгляд, различие в терминах при сжатии не носит такого принципиального характера, как при изгибе, когда возможны широкие вариации по длине пролета.

Проведение испытаний началось с наиболее мелкого типоразмера, так как данные образцы стали самыми сухими, и их влажность являлась идеально рекомендуемой – 12 %, тогда как образцы сечением $7 \times 7 \text{ см}^2$ имели влажность порядка 14 % и досушивались естественным образом. На каждый типоразмер выделялось, в среднем, по два рабочих дня.

Все полученные значения с особой тщательностью заносились в журнал испытаний.

Напряжение вычислялось по общеизвестной формуле:

$$\sigma = \frac{P}{S}, \quad (1)$$

где P – максимальная нагрузка;

S – площадь поперечного сечения.

Общее количество испытанных образцов (не считая тестовых, предварительных и калибровочных испытаний) сведено в табл. 2:

Графическое представление зависимости между максимальным напряжением и

поперечным сечением образца представлено на рис. 1:

Значение 413 на диаграмме соответствует прочности стандартного образца по испытаниям Леонтьева [9].

Как видно из диаграммы, проследить какую-либо закономерность достаточно затруднительно. Максимальное напряжение плохо соотносится с объемом образца и имеет существенный разброс значений.

Т а б л и ц а 2

Испытания на сжатие

Сечение образца, см ²	Количество опытов	Объем рабочей части образца, см ³	Среднее σ , кг/см ²	δ	m	V_i , %	P_o , %
3×3	16	81	452	35,8	9,6	7,9	2,1
4×4	12	192	520	18,9	5,7	3,6	1,1
5×5	10	375	390	51,2	17,1	13,1	4,4
6×6	13	648	434	35,0	10,1	8,1	2,3
7×7	8	1029	375	34,2	12,9	9,9	3,7

Примечание: δ – среднее квадратичное отклонение; m – ошибка средней арифметической; V_i – коэффициент изменчивости; P_o – точность опыта. (Коэффициент изменчивости во всех сериях опытов меньше максимально допустимого значения в 13 %)

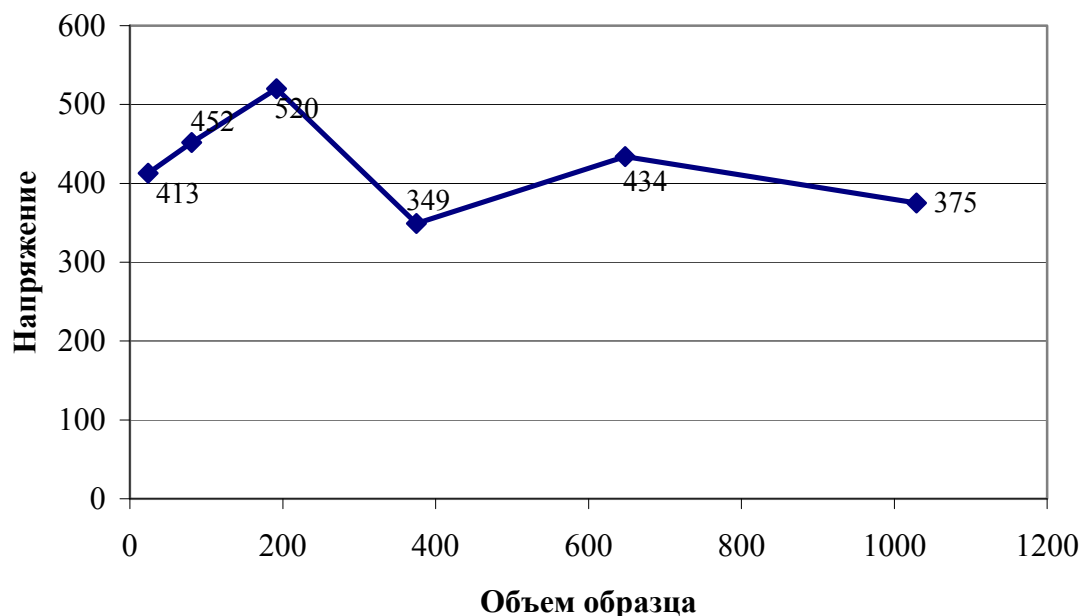


Рис. 1. Прочность на сжатие и масштабный фактор

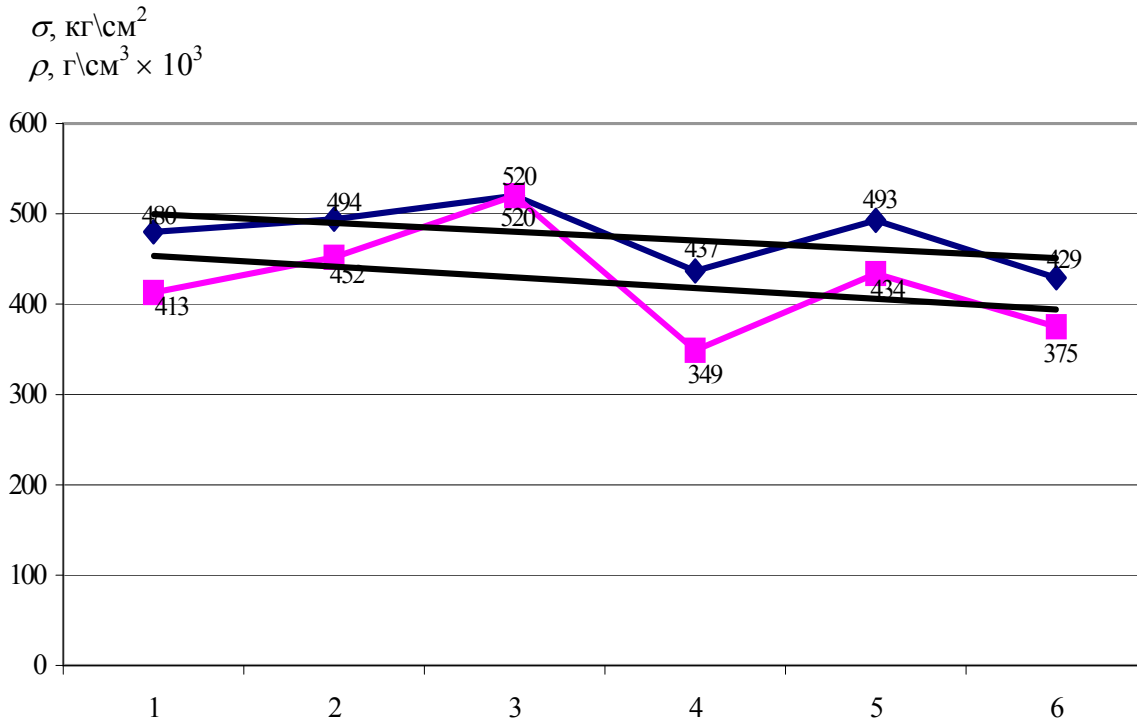


Рис. 2. Линейная аппроксимация зависимостей « $\sigma - V_{обр}$ » и ρ

Так как образцы выбирались из разных деревьев с разным отношением поздней и ранней древесины и, соответственно, с различной плотностью строения, было решено добавить на график объемный вес каждой серии испытаний, что существенно прояснило картину.

Аппроксимировав полученные данные, мы видим две практически параллельные линии, идущие с незначительным расхождением от наименьшего объема к наибольшему (рис. 2). Объемный вес, судя по полученным результатам, оказывает влияние на прочность, в то время как размер образца является второстепенным параметром. Наиболее ярко закономерность между прочностью и весом прослеживается на больших образцах, и, по-видимому, именно объемный вес наряду с влажностью являются определяющими факторами для прочностных качеств.

В целом влияние количества древесного вещества сказывается лишь на незначительном отклонении от параллельности двух прямых. По-видимому, для больших объемов имеется некоторая критическая величина, при приближении к которой напряжение остается постоянным. Можно порекомендо-

вать проведение дальнейших исследований в указанном направлении.

Главный напрашивающийся вывод заключается в отсутствии существенного влияния масштабного фактора на прочность образца при сжатии.

Влияние масштабного фактора на прочность при изгибе

За прочность при изгибе принималась способность образца выдерживать максимальную нагрузку при заданных температурно-влажностных характеристиках.

Характеристикой прочности является максимальное нормальное напряжение σ_x . Оно определяется по известной формуле теории упругости, при предположении, что вплоть до разрушения в образце не появляются необратимых деформаций.

Указанная формула для образца единичной толщины имеет следующий вид:

$$\sigma_x = \frac{3P}{2c^3} \left(\frac{l}{2} - \frac{c}{\pi} \right) y + \frac{P}{2\pi c}, \quad (2)$$

где P – максимальная нагрузка, которая берется из таблицы нагружения до образования магистральной трещины в образце;

c – расстояние от грани образца до оси x ;
 l – рабочая длина образца;
 y – расстояние от грани образца до нейтральной линии.

В нашем сосновом образце модуль упругости при сжатии приблизительно равен модулю упругости при растяжении, поэтому можно принять, что нейтральная линия проходит посередине образца, совпадая с осью x . Таким образом, $c = y$.

Подставляя в формулу (2) полученные экспериментальным путем значения и учитывая размеры каждой группы образцов, получаем максимальное нормальное напряжение для каждого образца.

Отбрасывая по одному максимальному и минимальному значению из каждой группы, подсчитываем среднее арифметическое значение напряжения, которое принимаем за предел прочности сосны при изгибе.

Учитывая опыт обработки испытаний на сжатие, значение максимального нормального напряжения наносилось на график

вместе с объемным весом для каждого типоразмера образцов.

При этом первая серия соответствовала сечению $7 \times 7 \text{ см}^2$, а заключительная, пятая, бралась по теоретическим значениям для стандартного образца $2 \times 2 \times 30 \text{ см}^3$ и длиной рабочей части 24 см. (по Ванину С.И.)

Полученная кривая, на наш взгляд, является важным и необходимым дополнением к исследованиям, проведенным Знаменским Е.М. [5] по влиянию размера образца на прочность при изгибе и на объемный модуль упругости.

Все данные сведены в табл. 3.

По кривым « $\sigma - \varepsilon$ », полученным многими исследователями древесины при изгибе для различных пород (Белянкин, Знаменский, Иванов и др.) хорошо видно, что упругий участок диаграммы распространяется практически до величины максимальной нагрузки, а отклонение от упругого участка не превышает 10 %.

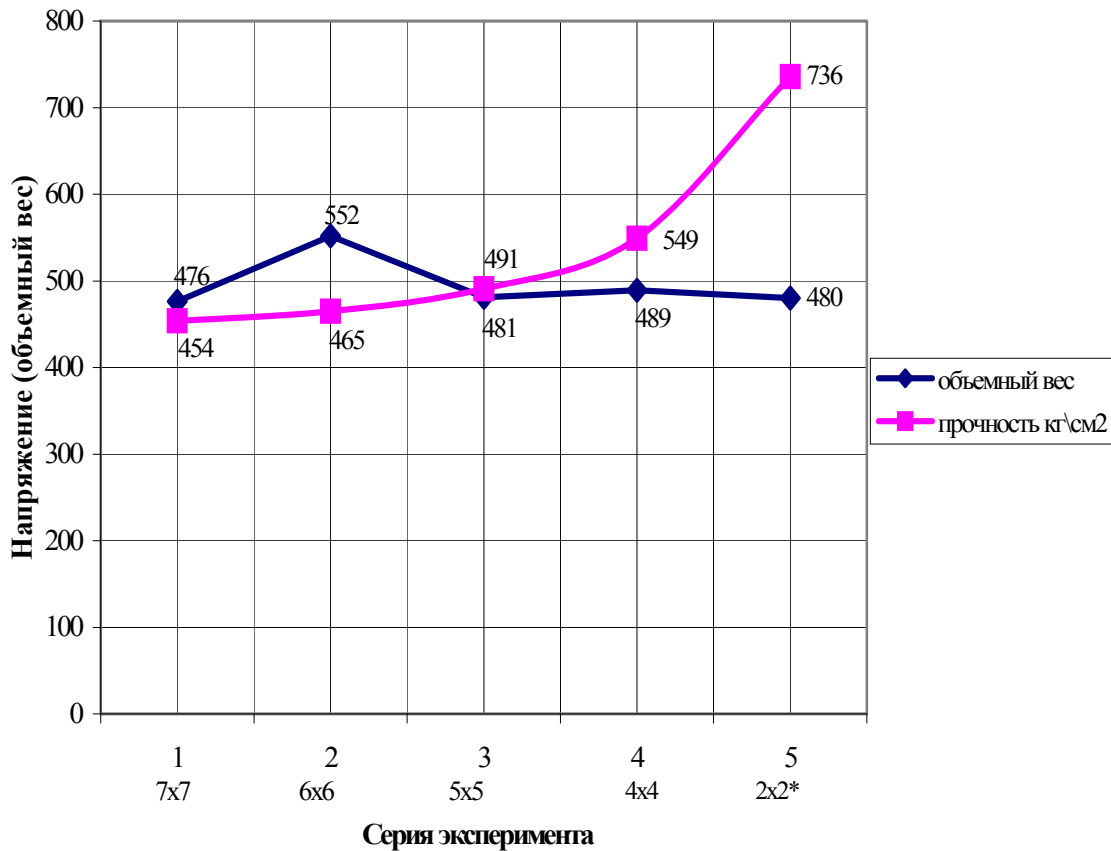


Рис. 3. Зависимость прочности от поперечного сечения образца при изгибе

Отсюда напрашивается вывод о решающем влиянии модуля упругости на прочность древесины при изгибе, что и учитывал в своих работах Знаменский Е.М., принимая за характеристику прочности именно упругие свойства.

Позволим себе полностью привести здесь полученные им результаты, которые в сочетании с нашим экспериментом дают практически исчерпывающую картину влияния масштабного фактора на прочность древесины при изгибе и определяют величину критического объема древесного вещества для определения прочности¹.

Знаменский Е.М. изготовил образцы из сосновой древесины сечением 1×1 см², 2×2 см², 4,5×4,5 см² в целях повышения достоверности сравнения результатов из одной доски с одинаковым процентом поздней древесины.

Нагружение проводилось по двум схемам: консольной и сосредоточенной нагрузкой по середине балки.

Опыт проводился при различных значениях длины рабочей части образца к высоте (l/h). l/h принималось равным для каждого сечения 8, 16, 24 и 50. Усилие задавалось гириями до достижения напряжения 50 кг\см².

Результаты эксперимента приведены в табл. 4.

Вывод, который напрашивается, глядя на полученные результаты, заключается в значительном влиянии неоднородностей на малые объемы древесины. Наибольший разброс данных получается при наименьших поперечных сечениях, а сечение 4,5×4,5 оказывается наиболее устойчивым и показательным в отношении упругих свойств.

Т а б л и ц а 3

Испытания на сосредоточенный изгиб поперек волокон

Сечение образца, см ²	Количество опытов	Объем рабочей части образца, см ³	Среднее σ , кг\см ²	δ	m	V_i , %	P_o , %
4 × 4	11	448	549	76,34	25,33	13,9	4,6
5 × 5	10	875	491	41,1	13,0	8,4	2,6
6 × 6	7	1440	465	45,2	17,1	9,7	3,7
7 × 7	6	2450	454	27,6	16,0	6,1	3,5

Примечание: 1. δ – среднее квадратичное отклонение; m – ошибка средней арифметической; V_i – коэффициент изменчивости; P_o – точность опыта. (Коэффициент изменчивости во всех сериях опытов меньше максимально допустимого значения в 15%)

2. Отношение l/h для всех образцов приблизительно принималось 8\1. Влажность находилась в пределах 12–15 %. Образцы проходили тщательный отбор на предмет обнаружения различных дефектов структуры.

Т а б л и ц а 4

Результаты опытов по изгибу деревянных образцов, полученные Знаменским Е.М.

Сечение образца, см ²	l/h	Количество	Объем рабочей части образца, см ³	среднее K кг\см ² ×10 ³
1 × 1	24	6(5)	24	198(199,6)
	16	3	16	208,7
2 × 2	24	5(4)	192	175(165)
	16	4(4)	128	188(161,2)
	8	6(4)	64	247(126)
4,5 × 4,5	24	11(4)	2187	125(118,9)
	16	15(19)	1458	128(116)
	8	9(4)	729	136(88,7)
	50	(6)	4556	(121,9)

Примечание: в скобках приведены значения K в случае нагружения сосредоточенной силой по середине пролета.

¹ Хотя для полноты картины необходимо провести исследования влияния масштабного фактора на прочность лиственных пород, чтобы делать обобщение относительно всей древесины.

Также и непосредственно абсолютное значение модуля упругости для меньших образцов оказывается завышенным, показывая устойчивое возрастание с уменьшением объема¹.

Анализируя собственные испытания древесины на изгиб, удалось сделать наблюдение, что определение модуля упругости может включать в себя ошибку, связанную с влиянием смятия и необратимых деформаций, начинающихся уже при нагрузках, составляющих 1–1,5 % от максимальных. При изгибе происходит вдавливание нагружающего цилиндра в образец и его смятие на опорах. Если находить модуль упругости при меньших нагрузках, то исследователей подстерегает другая трудность, связанная с установкой образца на опоры и его смещений при начальном нагружении, вызванных дефектами обработки и несовершенством структуры (так называемые краевые эффекты).

При прогибах порядка 0,01 см любой дефект поверхности при малых нагрузках может оказать решающее влияние на корректность полученных значений.

Поэтому за главную меру прочностных свойств материала было решено принять

максимальное напряжение, которое может выдержать образец. Заметим, что разрушение всех образцов происходило по нижней грани под воздействием нормальных напряжений.

Диаграмма зависимости σ_{max} от поперечного сечения приведена выше на рис. 3.

Для наглядности изменим графическое представление результатов на диаграмму « $\sigma-V$ », где V – объем рабочей части образца.

Сравним полученный результат с закономерностью, выведенной Знаменским Е.М. на основании обобщения многочисленных экспериментов (рис. 5).

Можно легко заметить очевидное сходство обеих кривых, причем показательно, что первая кривая строилась при постоянном отношении $l/h = 8$, изменялись только размеры поперечного сечения, а во втором случае главное изменение касалось величины l/h .

По-видимому, не следует различать влияние размеров поперечного сечения и объема древесины на показатели прочности при изгибе, что следует из обобщения всех приведенных в настоящем разделе экспериментальных данных.

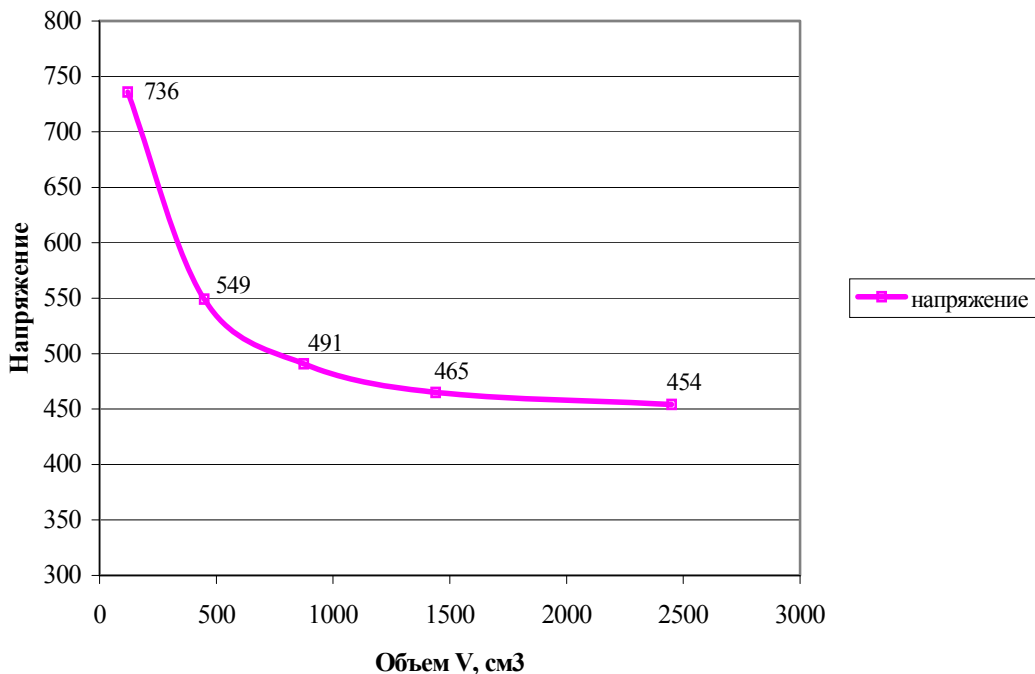


Рис. 4 Зависимость напряжения σ (кг\см²) от объема образца V (см³)

¹ Отметим также, что по Леонтьеву модуль упругости при изгибе у сосны равен 107 000 кг\см² при влажности 15 %.

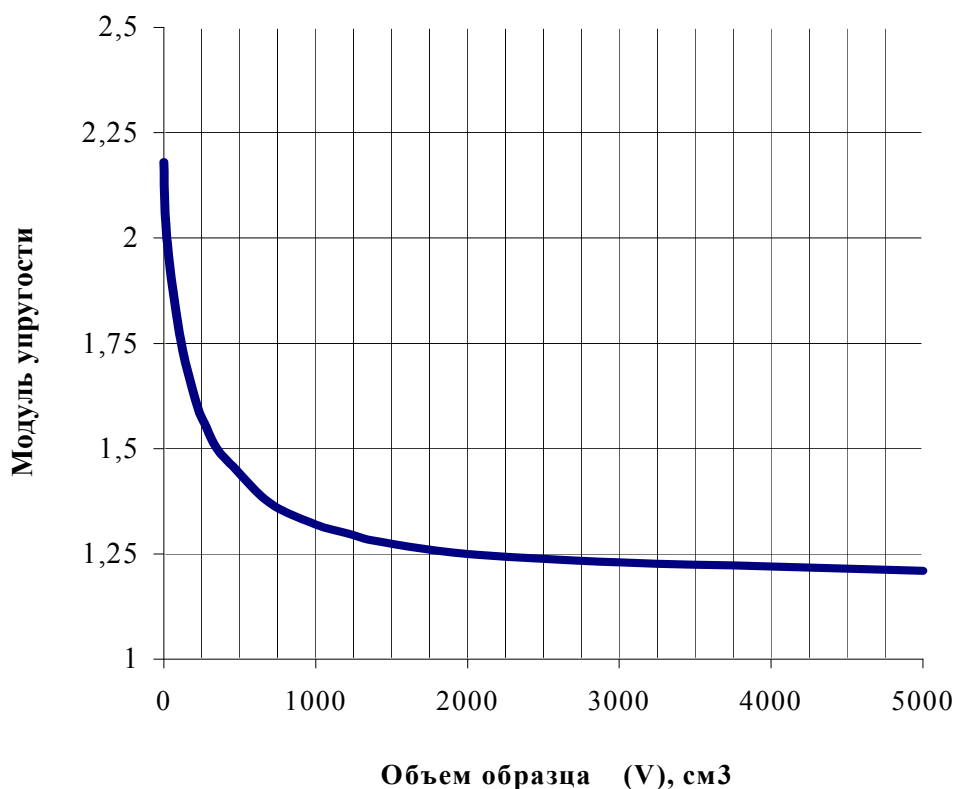


Рис. 5. Зависимость объемного модуля упругости K (кг\см² × 10⁵) от объема образца V (см³)

Устойчивое значение модуля упругости и максимального нормального напряжения начинается при различных отношениях l/h с $4,5 \times 4,5$ см² у Знаменского и с 6×6 см² в наших экспериментах.

Исследования по выявлению оптимальной длины образца (что взаимосвязано с нахождением необходимого критического объема древесины для корректных испытаний на прочность) при изгибе следует проводить исходя из влияния касательных напряжений на прочность. Как уже говорилось, древесина имеет крайне низкое значение сопротивления сдвигу, и при малом отношении l/h поведение и прочность образца будут целиком зависеть от сдвигающих усилий.

Кроме перечисленных исследований, автором было проведено дополнительное экспериментальное исследование, в котором использовались образцы с отношением $l/h = 3$ и объемом рабочей части 648 см³.

Было решено проверить высказанную здесь гипотезу, что, начиная с поперечного

сечения $4,5 \times 4,5$ см², когда в образец уже включено достаточное количество структурных элементов древесины, на первый план во влиянии на прочность выходит общий объем образца (в отличие от размеров поперечного сечения при площади менее $4,5 \times 4,5$ см²). При сравнении результатов обнаружилось следующее: образец с объемом рабочей части $6 \times 6 \times 18$ см³ (648 см³) выдержал максимальное напряжение, близкое к образцу $4 \times 4 \times 28$ (448 см³). А если учесть, что объемный вес во второй серии испытаний был выше, чем в первой (0,568 против 0,489 г\см³), то полученное напряжение практически идеально ложится на кривые, представленные на рис. 3 и рис. 4.

В заключение анализа влияния масштабного фактора на прочность древесины при изгибе можно дать рекомендации по выбору оптимального образца для проведения испытаний.

Ограничения накладываются на две характеристики образца: отношение l/h и величину $V_{кр}$.

Из многочисленной литературы и собственных наблюдений, минимальное рекомендуемое отношение l/h принимается в диапазоне $5-6^1$, а $V_{кр}$ при этом должен быть не менее 1000 см^3 . Отсюда следует, что оптимальная площадь поперечного сечения образца принимается не менее 30 см^2 при линейных размерах более или равных $4,5 \text{ см}$.

Заключение

Проведенными экспериментами поставлен под сомнение принцип определения прочности древесины по «малым» образцам. Если при сжатии объем образца не оказывает существенного результата на прочностные характеристики, то при изгибе испытания, проведенные на малых образцах, искажают реальные показатели прочности древесины.

Для более полного исследования вопроса о влиянии масштабного фактора необходимо провести еще несколько серий испытаний на более крупных образцах. Целесообразно выглядит следующий выбор объемов: $\sim 5500 \text{ см}^3$, $8000-10000 \text{ см}^3$ и более $10\,000 \text{ см}^3$. Тогда кривые, представленные на рисунках, приобретут более заверченный вид.

Но, на наш взгляд, и приведенных данных вполне достаточно для рекомендаций к проведению испытаний.

Список литературы

1. Сапожников И.В. Рентгеноструктурный анализ напряженного состояния нагруженной древесины: Автореф. ... канд. техн. наук. – М., 1993.
2. Тутурин С.В., Григорьев С.А., Мартынова В.А. Об особенностях разрушения клееной деревянной балки. // Строительные конструкции-2000 Всероссийской науч.-практ. конф. молодых ученых. – М., 2000. – Т. 3. – С. 95–98.
3. Прокофьев А.С. Конструкции из дерева и пластмасс. – М., 1996.
4. Иванов Ю.М. Предел пластического течения древесины. – М., 1948.
5. Знаменский Е.М. Несущая способность элементов деревянных конструкций при статическом и динамическом нагружении. – М., 1956.
6. Свеницкий Г.В. О пределе пластического течения при поперечном изгибе и при сжатии с изгибом // Вопросы прочности и изготовления деревянных конструкций. – М., 1952.
7. Хухрянский П.Н. Прочность древесины. – М., 1955.
8. Леонтьев Н.Л. Техника испытаний древесины. – М., 1970.
9. Ванин С.И. Древесиноведение. – М.; Л., 1949.
10. Тутурин С.В. О размере образца при построении теории прочности древесины: Сб. науч. ст. / МГУ-Леса. – М., 2003.
11. Тутурин С.В. О влиянии масштабного фактора на прочность древесины: Сб. науч. ст. / МГУЛеса. – М., 2003.
12. ASTM Bulletin. Deutschland, 1960.

АЛГОРИТМЫ РАСЧЕТНЫХ СХЕМ ИСКЛЮЧЕНИЯ НЕИЗВЕСТНЫХ ДЛЯ РЕШЕНИЯ СИСТЕМ АЛГЕБРАИЧЕСКИХ ЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ (САЛУ). НОВЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ МНОГОПРОЦЕССОРНЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Н.А. ГОЛЬЦОВ, *каф. высш. мат. МГУЛа*

Классификация расчетных схем исключения неизвестных САЛУ

Расчетные схемы эквивалентных преобразований системы алгебраических линейных уравнений

$$\sum_{i=1}^n a_{ij}x_j = b_i, \quad j = 1, 2, \dots, n \quad (1)$$

могут быть сконструированы на основе выражений равенств неизвестных

$$x_j^{iv} = x_j^{iu} \quad x_j^{iv}/x_j^{iu} = 1, \quad (2)$$

полученных из системы (1). Здесь iv, iu – номера строк матрицы.

В табл. 1 приведены различные уравнения эквивалентных преобразований, полученные на основе равенств (2).

¹ Добавим также, что в современных немецких стандартах на проведение экспериментов по определению вязкости разрушения и коэффициента концентрации напряжений при изгибе методами механики разрушения рекомендуемое отношение l/h принимается равным 6. Считается, что при указанном соотношении параметры прочности при изгибе показывают корректные результаты [10].

Номер схемы	Уравнения после исключения неизвестной x_1 из САЛУ-п	Примечания
Схема 1 (исходная расчетная схема)	$\left(b_1 - \sum_{i=2}^n a_{1j}x_j\right) \cdot \frac{1}{a_{11}} = \left(b_2 - \sum_{i=2}^n a_{2j}x_j\right) \cdot \frac{1}{a_{21}}$	Схема 1 получена при $i\nu=1, i\mu=2$
Схема 2 (схема умножения)	$\left(b_1 - \sum_{i=2}^n a_{1j}x_j\right) \cdot a_{21} = \left(b_2 - \sum_{i=2}^n a_{2j}x_j\right) \cdot a_{11}$	Схема 2 получена умножением уравнения схемы 1 на $a_{11}a_{21}$
Схема 3 (схема Гаусса)	$\left(b_1 - \sum_{i=2}^n a_{1j}x_j\right) \cdot \frac{a_{21}}{a_{11}} = b_2 - \sum_{i=2}^n a_{2j}x_j$	Схема 3 получена умножением уравнения схемы 1 на a_{21}
Схема 4	$b_1 - \sum_{i=2}^n a_{1j}x_j = \left(b_2 - \sum_{i=2}^n a_{2j}x_j\right) \cdot \frac{a_{11}}{a_{21}}$	Схема 4 получена умножением уравнения схемы 1 на a_{11}
Схема 1а	$b_1 / \left(a_{11} + \sum_{i=2}^n a_{1j}x'_j\right) = b_2 / \left(a_{21} + \sum_{i=2}^n a_{2j}x'_j\right)$ Здесь $x_j = x_1$ базисн.; $x'_j = x_j/x_1$ базисн.	Схема 1а получена при использовании новых выражений неизвестных x'_j
Схема 2β	$\left(a_{11} + \sum_{i=2}^n a_{1j}x'_j\right) \cdot \beta_{21} = a_{21} + \sum_{i=2}^n a_{2j}x'_j; \beta_{21} = \frac{b_2}{b_1}$	Схема 2β получена при делении уравнений схемы 1а на b_1
Схема 3β	$a_{11} + \sum_{i=2}^n a_{1j}x'_j = \left(a_{21} + \sum_{i=2}^n a_{2j}x'_j\right) \cdot \beta_{12}; \beta_{12} = \frac{b_1}{b_2}$	Схема 3β получается при делении уравнений схемы 1а на b_2

Схемы рассмотренных эквивалентных преобразований для решения систем алгебраических линейных уравнений образуют целый класс, позволяющий последовательно исключать неизвестные в процессе решения. Сами неизвестные в процессе решения остаются неизменными. Назовем этот класс расчетных схем решения систем алгебраических линейных уравнений А-классом.

Существуют и другие расчетные схемы решения, когда преобразуются не только величины элементов матрицы, но и сами неизвестные. В этих случаях через базисные величины выражаются все остальные неизвестные. В этом классе расчетных схем решения систем алгебраических линейных уравнений вводятся относительные значения для искомых неизвестных x_j :

$$x'_j = \frac{x_j}{x_{i\mu}} \tag{3}$$

Выявлен новый класс расчетных формул решения систем алгебраических линейных уравнений с использованием относительных значений искомых неизвестных.

Исключаемые в процессе решения системы алгебраических линейных уравнений неизвестные x_j в различных расчетных схемах вычисляются по формулам различной структуры:

$$x_1 = \frac{b_1 - \sum_{i=2}^n a_{1j}x_j}{a_{11}}, \quad x'_j = \frac{b_1}{a_{11} + \sum_{i=2}^n a_{1j}x'_j},$$

$$j = 2, 3, \dots, n. \tag{4}$$

Получаемые расчетные схемы решения при использовании различных типов формул для исключения неизвестных отличаются своими характеристиками.

Модификация схемы Гаусса решения САЛУ-п. Алгоритмы для многопроцессорных высокопроизводительных систем

Рассмотрим случай решения САЛУ-4 с использованием расчетной схемы 3 табл. 1:

$$\sum_{i=1}^4 a_{ij}x_j = b_j; \quad j = 1, 2, 3, 4. \tag{5}$$

При последовательном исключении неизвестных x_j из (5) с помощью условия (2)

$$x_j^{(i\nu)} = x_j^{(i\mu)},$$

где ν и μ – номера строк матрицы заданного уравнения получают уравнения эквивалентной САЛУ в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} a'_{22} &= a_{22} - a_{12}\gamma_{21}; & a'_{23} &= a_{23} - a_{13}\gamma_{21}; & a'_{24} &= a_{24} - a_{14}\gamma_{21}; & b'_2 &= b_2 - b_1\gamma_{21}; \\ a'_{32} &= a_{32} - a_{12}\gamma_{31}; & a'_{33} &= a_{33} - a_{13}\gamma_{31}; & a'_{34} &= a_{34} - a_{14}\gamma_{31}; & b'_3 &= b_3 - b_1\gamma_{31}; \\ a'_{42} &= a_{42} - a_{12}\gamma_{41}; & a'_{43} &= a_{43} - a_{13}\gamma_{41}; & a'_{44} &= a_{44} - a_{14}\gamma_{41}; & b'_4 &= b_4 - b_1\gamma_{41}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} a''_{33} &= a'_{33} - a'_{23}\gamma'_{32}; & a''_{34} &= a'_{34} - a'_{23}\gamma'_{32}; & b''_3 &= b'_3 - b'_2\gamma'_{32}; \\ a''_{43} &= a'_{43} - a'_{23}\gamma'_{42}; & a''_{44} &= a'_{44} - a'_{23}\gamma'_{42}; & b''_4 &= b'_4 - b'_2\gamma'_{42}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$a'''_{44} = a''_{44} - a''_{34}\gamma''_{43}; \quad b'''_4 = b''_4 - b''_{34}\gamma''_{43}; \quad (8)$$

$$x_{44} = b'''_4/a'''_{44}. \quad (9)$$

Здесь:

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_{21}}{a_{11}} &= \gamma_{21}; & \frac{a_{31}}{a_{11}} &= \gamma_{31}; & \frac{a_{41}}{a_{11}} &= \gamma_{41}; \\ \frac{a'_{32}}{a'_{22}} &= \gamma'_{32}; & \frac{a'_{42}}{a'_{22}} &= \gamma'_{42}; & \frac{a''_{43}}{a''_{33}} &= \gamma''_{43}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Уравнения расчетной схемы Гаусса могут быть получены с использованием условий (2) и изменением порядка выполнения операций деления и умножения в уравнениях (6) и (7).

Алгоритм Гаусса можно представить в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} a'_{22} &= a_{22} - a_{21} \cdot \frac{a_{12}}{a_{11}}; & a'_{23} &= a_{23} - a_{21} \cdot \frac{a_{13}}{a_{11}}; & a'_{24} &= a_{24} - a_{21} \cdot \frac{a_{14}}{a_{11}}; & b'_2 &= b_2 - a_{21} \cdot \frac{b_1}{a_{11}}; \\ a'_{32} &= a_{32} - a_{31} \cdot \frac{a_{12}}{a_{11}}; & a'_{33} &= a_{33} - a_{31} \cdot \frac{a_{13}}{a_{11}}; & a'_{34} &= a_{34} - a_{31} \cdot \frac{a_{14}}{a_{11}}; & b'_3 &= b_3 - a_{31} \cdot \frac{b_1}{a_{11}}; \\ a'_{42} &= a_{42} - a_{41} \cdot \frac{a_{12}}{a_{11}}; & a'_{43} &= a_{43} - a_{41} \cdot \frac{a_{13}}{a_{11}}; & a'_{44} &= a_{44} - a_{41} \cdot \frac{a_{14}}{a_{11}}; & b'_4 &= b_4 - a_{41} \cdot \frac{b_1}{a_{11}}. \end{aligned} \right\} \quad (6a)$$

$$\left. \begin{aligned} a''_{33} &= a'_{33} - a'_{32} \cdot \frac{a'_{23}}{a'_{22}}; & a''_{34} &= a'_{34} - a'_{32} \cdot \frac{a'_{24}}{a'_{22}}; & b''_3 &= b'_3 - a'_{32} \cdot \frac{b'_2}{a'_{22}}; \\ a''_{43} &= a'_{43} - a'_{42} \cdot \frac{a'_{23}}{a'_{22}}; & a''_{44} &= a'_{44} - a'_{42} \cdot \frac{a'_{24}}{a'_{22}}; & b''_4 &= b'_4 - a'_{42} \cdot \frac{b'_2}{a'_{22}}. \end{aligned} \right\} \quad (7a)$$

$$a'''_{44} = a''_{44} - a''_{43} \cdot \frac{a''_{34}}{a''_{33}}; \quad b'''_4 = b''_4 - a''_{43} \cdot \frac{b''_3}{a''_{33}}. \quad (8a)$$

Эквивалентная САЛУ с треугольной матрицей для (5):

$$\left. \begin{aligned} a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + a_{14}x_4 &= b_1; \\ a'_{22}x_2 + a'_{23}x_3 + a'_{24}x_4 &= b'_2; \\ a''_{33}x_3 + a''_{34}x_4 &= b''_3; \\ a'''_{44}x_4 &= b'''_4. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

При использовании алгоритма Гаусса необходимо выполнить при прямом ходе 9 делений ($N_{дел.} = 9$):

$$\frac{a_{12}}{a_{11}}, \frac{a_{13}}{a_{11}}, \frac{a_{14}}{a_{11}}, \frac{b_1}{a_{11}}, \frac{a'_{23}}{a'_{22}}, \frac{a'_{24}}{a'_{22}}, \frac{b'_2}{a'_{22}}, \frac{a''_{34}}{a''_{33}}, \frac{b''_3}{a''_{33}}. \quad (12)$$

Таким образом, согласно (12), при решении САЛУ-4 методом Гаусса необходимо выполнить операций деления на 50 %

больше, чем при использовании расчетной схемы 3.

Рассмотрим случаи решения САЛУ-4 с использованием расчетной схемы 2 табл. 1 (схема умножения).

Пусть требуется решить САЛУ- n , $n=4$,

$$\sum_{j=1}^4 a_{ij}x_j = b_i, \quad i = 1, 2, 3, 4; \quad (13)$$

По схеме 2 составлены уравнения тождественных преобразований САЛУ с квадратной матрицей в САЛУ с треугольной матрицей без использования операций деления. Последовательно исключаем неизвестные в (13) и получаем:

$$\sum_{j=2}^4 a'_{ij}x_j = b'_i, \quad i = 2, 3, 4, \quad (14)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a'_{22} &= a_{11}a_{22} - a_{21}a_{12}; & a'_{23} &= a_{11}a_{23} - a_{21}a_{13}; & a'_{24} &= a_{11}a_{24} - a_{21}a_{14}; \\ a'_{32} &= a_{11}a_{32} - a_{31}a_{12}; & a'_{33} &= a_{11}a_{33} - a_{31}a_{13}; & a'_{34} &= a_{11}a_{34} - a_{31}a_{14}; \\ a'_{42} &= a_{11}a_{42} - a_{41}a_{12}; & a'_{43} &= a_{11}a_{43} - a_{41}a_{13}; & a'_{44} &= a_{11}a_{44} - a_{41}a_{14}; \\ b'_2 &= a_{11}b_2 - a_{21}b_1; & b'_3 &= a_{11}b_3 - a_{31}b_1; & b'_4 &= a_{11}b_4 - a_{41}b_1. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Аналогично исключается x_2 из системы (14):

$$\sum_{j=3}^4 a''_{ij}x_j = b''_i, \quad i = 3, 4,$$

где

$$\left. \begin{aligned} a''_{33} &= a'_{22}a'_{33} - a''_{32}a'_{23}; & a''_{34} &= a'_{22}a'_{34} - a'_{32}a'_{24}; \\ a''_{43} &= a'_{22}a'_{43} - a'_{42}a'_{23}; & a''_{44} &= a'_{22}a'_{44} - a'_{42}a'_{24}; \\ b''_3 &= a'_{22}b'_3 - a'_{32}b'_2; & b''_4 &= a'_{22}b'_4 - a'_{42}b'_2. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Аналогично исключается x_3 из системы:

$$a'''_{44}x_4 = b'''_4,$$

где $a'''_{44} = a''_{33}a''_{44} - a''_{43}a''_{34}; \quad b'''_4 = a''_{33}b''_4 - a''_{43}b''_3. \quad (17)$

В результате тождественных преобразований получаем САЛУ с треугольной матрицей (без использования операции деления):

$$\left. \begin{aligned} a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + a_{14}x_4 &= b_1; \\ a'_{22}x_2 + a'_{23}x_3 + a'_{24}x_4 &= b'_2; \\ a''_{33}x_3 + a''_{34}x_4 &= b''_3; \\ a'''_{44}x_4 &= b'''_4. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Схема умножения наиболее просто получается умножением правой и левой частей каждого уравнения преобразования в схеме Гаусса на соответствующие элементы диагональной матрицы. Поэтому схему умножения можно назвать модификацией схемы Гаусса.

Параллельные алгоритмы решения систем алгебраических линейных уравнений (САЛУ-n) с применением относительных и доленых величин неизвестных

Применение нового класса расчетных схем решения САЛУ-n с использованием относительных величин позволяет конструировать эффективные параллельные алгоритмы для многопроцессорных высокопроизводительных систем (МВС).

Конструирование таких алгоритмов удобно показать на примере решения САЛУ-3.

Применение относительных величин неизвестных при решении САЛУ (К-схема).

На научном семинаре Лаборатории вычислительной техники и автоматики (ныне – Лаборатория информационных технологий) Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна) в 1998г. был заслушан доклад о классификации расчетных схем решения САЛУ и выявлен новый класс расчетных схем с применением относительных величин. Научным руководителем семинара Е.П. Жидковым был поставлен вопрос о возможности замены в алгоритме решения САЛУ операций вычитания операциями сложения при прямом ходе. Задача, поставленная Е.П. Жидковым, была решена с использованием в расчетных схемах относительных величин неизвестных. При этом уменьшилось число арифметических операций деления.

Пусть требуется найти решение системы:

$$\sum_{i=1}^3 a_{ij}x_j = b_j; \quad j = 1, 2, 3. \quad (19)$$

Для решения САЛУ с использованием расчетной К-схемы введем новые неизвестные:

$$x_1 = \bar{x}_1 + k_1; \quad x_2 = x'_2 \bar{x}_1; \quad x_3 = x'_3 \bar{x}_1. \quad (20)$$

Здесь $x'_2 = x_2 / \bar{x}_1; \quad x'_3 = x_3 / \bar{x}_1$ – по определению относительных величин.

С учетом (20) из системы уравнений (19)

$$\bar{x}_1 = \bar{x}_1^{(1)} = b'_1 / (a_{11} + a_{12} \cdot x'_2 + a_{13} x'_3); \quad (21)$$

$$\bar{x}_1 = \bar{x}_1^{(2)} = b'_2 / (a_{21} + a_{22} \cdot x'_2 + a_{23} x'_3); \quad (22)$$

$$\bar{x}_1 = \bar{x}_1^{(3)} = b'_3 / (a_{31} + a_{32} \cdot x'_2 + a_{33} x'_3); \quad (23)$$

где $b'_1 = b_1 - a_{11}k_1; \quad b'_2 = b_2 - a_{21}k_1; \quad b'_3 = b_3 - a_{31}k_1 \quad (24)$

Величину \bar{x}_1 можно исключить и получить САЛУ-2 для определения x'_2 и x'_3 :

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}_1^{(1)} = \bar{x}_1^{(2)} = a_{11} + a_{12}x'_2 + a_{13}x'_3 &= (a_{21} + a_{22}x'_2 + a_{23}x'_3) \cdot \frac{b'_1}{b'_2}; \\ \bar{x}_1^{(1)} = \bar{x}_1^{(3)} = a_{11} + a_{12}x'_2 + a_{13}x'_3 &= (a_{31} + a_{32}x'_2 + a_{33}x'_3) \cdot \frac{b'_1}{b'_3}. \end{aligned} \right\} (25)$$

Величину k_1 , введенную в (20), можно найти из условия:

$$b'_1/b'_2 = -1, \quad (26)$$

при выполнении которого упрощается одно уравнение в (25).

Из (26):

$$k_1 = \frac{b_1 + b_2}{a_{11} + a_{21}}; \quad \frac{b'_1}{b'_3} = \gamma_{13} = \frac{b_1 - a_{11}k_1}{b_3 - a_{31}k_1}. \quad (27)$$

Приведя подобные члены в (25), получим:

$$\left. \begin{aligned} a'_{22}x'_2 + a'_{23}x'_3 &= c'_2; \\ a'_{23}x'_2 + a'_{33}x'_3 &= c'_3. \end{aligned} \right\} (28)$$

$$\left. \begin{aligned} a'_{22} = a_{12} + a_{22}; \quad a'_{23} = a_{13} + a_{23}; \quad c'_2 = -(a_{11} + a_{21}); \\ a'_{23} = a_{12} + \gamma_{13}a_{32}; \quad a'_{33} = a_{13} + \gamma_{13}a_{33}; \quad c'_3 = -a_{11} + \gamma_{13}a_{31}. \end{aligned} \right\} (29)$$

Решение систем алгебраических линейных уравнений с использованием определителей, вычисляемых по специальной схеме повышения порядка
(Схема вычисления определителей доложена (1957г.) на кафедре вычислительной математики мехмата МГУ им. М.В. Ломоносова)

Определители $|a_{ij}| = \Delta_n$, где $i, j=1, 2, \dots, n$ можно вычислять по аналогии с методом решения задач динамического программирования – с конца, когда вычисляются определители k -го порядка, начиная со второго порядка ($k = 2, 3, \dots, n$). В этом случае при решении системы алгебраических линейных уравнений

$$\sum_{i=1}^n a_{ij}x_j = b_i, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (30)$$

представляется возможным вычисленные в начале решения определители низкого порядка $k = 2, 3, \dots, n$ использовать для вычисления неизвестных x_j многократно.

В рассматриваемой расчетной схеме решения САЛУ- n используются поочередно два метода: метод вычисления неизвестных x_j с помощью определителей, вычисляемых по К-схеме последовательного повышения порядка, и метод последовательного исключения вычисленных неизвестных x_j .

При представлении определителя n -го порядка в виде разложения по элементам столбца (строки) используется

$$C_n^k = \frac{n!}{k!(n-k)!} \quad (31)$$

разных, отличающихся друг от друга определителей k -го порядка ($k = 2, 3, \dots, n$). Определители 2-го порядка вычисляются в начале процесса решения САЛУ и помещаются в памяти ЭВМ вместо элементов последних двух столбцов матрицы САЛУ.

Количество операций умножения, которое необходимо выполнить для вычисления всех разных, отличающихся друг от друга определителей k -го порядка:

$$N_{\text{оп}} = \sum_{k=2}^n k C_n^k. \quad (32)$$

Рассмотрим расчетные схемы решения

$$\sum_{i=1}^4 a_{ij}x_j = b_i, \quad j = 1, 2, 3, 4 \quad (33)$$

с использованием определителей, вычисляемых по К-схеме повышения порядка.

1. Вычисляются параллельно определители k -го порядка ($k=2, 3, \dots, n$), необходимые для начала параллельного вычисления неизвестных $x_j, j=1, 2, 3, 4$:

$$\Delta_{34}^{34}, \Delta_{24}^{34}, \Delta_{23}^{34}, \Delta_{14}^{34}, \Delta_{12}^{34}, \Delta_{13}^{34}. \quad (34)$$

$$\Delta_{234}^{234} = \begin{vmatrix} a_{22} & \Delta_{34} \\ a_{32} & \Delta_{24} \\ a_{42} & \Delta_{23} \end{vmatrix}; \quad \Delta_{134}^{234} = \begin{vmatrix} a_{12} & \Delta_{34} \\ a_{32} & \Delta_{14} \\ a_{42} & \Delta_{13} \end{vmatrix}; \quad \Delta_{124}^{234} = \begin{vmatrix} a_{12} & \Delta_{24} \\ a_{22} & \Delta_{14} \\ a_{42} & \Delta_{12} \end{vmatrix}; \quad \Delta_{123}^{234} = \begin{vmatrix} a_{12} & \Delta_{23} \\ a_{22} & \Delta_{13} \\ a_{32} & \Delta_{12} \end{vmatrix}. \quad (35)$$

$$\Delta_{1234}^{1234} = \begin{vmatrix} a_{11} & \Delta_{234} \\ a_{21} & \Delta_{134} \\ a_{31} & \Delta_{124} \\ a_{41} & \Delta_{123} \end{vmatrix}; \Delta_{1234}^{(1)} = \begin{vmatrix} b_1 & \Delta_{234} \\ b_2 & \Delta_{134} \\ b_3 & \Delta_{124} \\ b_4 & \Delta_{123} \end{vmatrix}. \quad (36)$$

Цифры нижнего индекса у определителей указывают номера строк матрицы системы алгебраических линейных уравнений 4-го порядка, из которых взяты элементы k -го определителя.

Цифры верхнего индекса определителей указывают номера столбцов (вторая координата элемента) матрицы системы уравнений 4-го порядка, из которых взяты элементы k -го определителя.

2. Вычисляется x_1 :

$$x_1 = \frac{\Delta_{1234}^{(1)}}{\Delta_{1234}}. \quad (37)$$

3. После исключения x_1 из системы уравнений 4-го порядка получается система уравнений 3-го порядка:

$$\sum_{i=1}^3 \alpha_{ij} x_j = b_i - \alpha_{i1} x_1 = b'_i; \quad j = 2, 3, 4. \quad (38)$$

4. Вычисляется x_2 :

$$x_2 = \frac{\Delta_{123}^{(2)}}{\Delta_{123}}, \quad (39)$$

где $\Delta_{123}^{(2)}$ получается заменой элементов первого столбца определителя Δ_{123} на b'_1, b'_2, b'_3 соответственно.

После исключения x_2 из системы уравнений 3-го порядка получается система уравнений 2-го порядка:

$$\sum_{i=1}^2 \alpha_{ij} x_j = b'_i - \alpha_{i1} x_1 = b''_i; \quad j = 3, 4. \quad (40)$$

И вычисляются x_3 и x_4 :

$$x_3 = \frac{\begin{vmatrix} b''_1 & \alpha_{14} \\ b''_2 & \alpha_{24} \end{vmatrix}}{\Delta_{12}}; \quad x_4 = \frac{\begin{vmatrix} \alpha_{13} & b''_1 \\ \alpha_{23} & b''_1 \end{vmatrix}}{\Delta_{12}}. \quad (41)$$

Количества арифметических операций в различных методах решения систем алгебраических линейных уравнений (САЛУ-п)

Расчетная схема	n	$N_{дел.}$	$N_{умн.}$	$N_{выч.}$	$N_{сл.}$	$N_{дел.} + N_{умн.}$
Алгоритмы Гаусса	2	3	3	3	–	$1,5n^2=6$
	3	7	10	10	–	$(17/9)n^2=17$
	4	10	26	26	–	$2n^2+n=36$
Схема умножения	2	2	6	2	–	$2n^2=8$
	3	3	11	11	–	$(14/9)n^2=14$
	4	4	46	46	–	$3n^2+2=50$
Модификация алгоритма Гаусса без обратного хода для n процессоров МВС	2	2	2	2	–	$n^2=4$
	3	4	8	8	–	$n^2+n=12$
	4	7	20	20	–	$n^2+3n-1=27$
Метод с использованием определителей, вычисляемых по специальной схеме	2	2	6	2	–	$2n^2=8$
	3	3	14	7	4	$n^2+2n-1=15$
	4	4	32	21	12	$n^2+2n+2=17$
Метод с использованием относительных величин (К-схема)	2	3	3	3	3	$1,5n^2=6$
	3	6	12	10	7	$2n^2=18$
	4	11	17	16	14	$n^2+3n=28$

Здесь: $N_{дел.} + N_{умн.} < C_2 n^2 + C_1 n + C_0$; где $C_2, C_1, C_0 < n$, исключая случай при $n = 2$ в схеме умножения.

Для решения САЛУ с последовательным исключением неизвестных методом Гаусса:

$$N_{дел.} + N_{умн.} = \frac{1}{3}n^3 + n^2 - \frac{1}{3}n = C_2 n^2 + C_1 n + C_0; \quad C_2 = \frac{n}{3}; \quad C_1 = 1; \quad C_0 = -\frac{1}{3}; \quad C_2, C_1, C_0 < 2;$$

$$N_{дел.} + N_{умн.} = \frac{1}{3}n^3 + \frac{1}{2}n^2 - \frac{4}{3}n = C'_2 n^2 + C'_1 n + C'_0; \quad C'_2 = \frac{n}{3}; \quad C'_1 = \frac{1}{2}; \quad C'_0 = -\frac{4}{3}; \quad C'_2, C'_1, C'_0 < 2.$$

Список литературы

1. Н.А. Гольцов. Конструирование алгоритмов прикладного численного анализа для многопроцессорных вычислительных комплексов. – М.: Изд-во МГУЛ, 2001. – 56 с.
2. Н.А. Гольцов. Основы численного анализа и алгоритмы для многопроцессорных вычислительных систем. – М.: Изд-во МГУЛ, 2002. – 98 с.
3. Н.Н. Калиткин, Н.А. Гольцов. Введение в численный анализ. – М.: Изд-во МГУЛ, 2003. – 144 с.

АННОТАЦИИ / ABSTRACTS

В.Н. Зверев, В.Н. Харченко. ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННЫХ МЕГАВАТТНЫХ ЦЕНТРИФУГАХ.

Рассмотрены особенности взаимосвязанных физических процессов и зависимости для теплофизических параметров в плазменной центрифуге со скрещенными электрическим и магнитным полями при импульсных газовых разрядах мощностью 1 – 10 МВт. Расчетные зависимости согласуются с экспериментальными данными.

Zverev V.N., Kharchenko V.N. PECULIARITIES OF THE PHYSICAL PROCESSES IN THE PLASMA MEGAWATT CENTRIFUGES.

Peculiarities of the interrelated physical processes and dependences for thermophysical parameters in the plasma centrifuge with the crossed electrical and magnetic fields at the pulsed gas discharges with the power 1 – 10 MW are considered. The theoretical dependences are in agreement with the experimental data.

Суханов А.Д. О ЧЕТЫРЕХ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМАХ СОВРЕМЕННОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ.

В статье выделены следующие актуальные проблемы термодинамики: а) необходимость найти новую формулировку ее началам вне связи с микроописанием термодинамических систем; б) пересмотр традиционного представления о том, что все понятия и соотношения равновесной термодинамики являются следствием распределения Гиббса; в) вопрос о пределах применимости статистической термодинамики и необходимость создания теории, последовательно описывающей тепловые флуктуации как вблизи равновесия, так и вдали от него; г) отсутствие теории, объединяющей квантовую динамику и статистическую термодинамику на основе представлений о флуктуациях физических величин и нетривиальных корреляциях между ними. Решение этих проблем должно привести к созданию новой теории, в которой центральную роль будет играть эффективная температура Планка-Эйнштейна.

Suhanov A.D. ABOUT FOUR ACTUAL PROBLEMS OF THE MODERN THERMODYNAMICS.

The next actual problems of thermodynamics are selected: a) necessity to find a new formulations for it's principles without connection with microdescription of thermodynamic systems; b) revision of traditional notions about all concepts of balanced thermodynamics are results of Gybbse's distribution; c) the question about applicable bounds of statistic thermodynamics and necessity to create the theory, which can give consecutive description of the thermal fluctuations as near thermal balance, as far from it; d) absence of the theory, which is able to unite the quantum dynamics with statistic thermodynamics upon ideas about fluctuations of physical descriptions and unusual correlations between them. Solution of these problems is able lead to creation of a new theory, where the Planc-Einstain's effective temperature will play the main role.

Нечинская Л.И. ОПЫТ ПРАКТИЧЕСКОГО ОСВОЕНИЯ БАЗОВЫХ ИДЕЙ КУРСА «КОНЦЕПЦИИ СОВРЕМЕННОГО ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ» СТУДЕНТАМИ ЭКОНОМИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ МГУЛ.

В статье проведен обзор существующих программ дисциплины «Концепции современного естествознания» (КСЕ) и показана необходимость формирования нового подхода к составлению практических заданий по курсу КСЕ на базе программы О.Н. Голубевой,

Н.А. Добротиной, А.Д. Суханова. Предложены новые методики проведения различных видов практических работ: лабораторные работы, расчетно-графические работы и контрольные работы. Намечены пути решения ряда трудностей, возникающих у студентов в процессе выполнения этих заданий.

Nechinskaya L.I. THE EXPERIENCE OF PRACTICAL ASSIMILATION OF THE MAIN IDEAS OF «CONCEPTIONS OF MODERN NATURE SCIENCES» SUBJECT BY STUDENTS OF ECONOMIC FIELDS OF MSFU.

The review of available programs of the discipline «Conceptions of the Modern Nature Sciences» (CMNS) is given in the article. Necessary to form a new approach at creation of practical tasks according the program of O.N. Golubeva, N.A. Dobrotina, A.D. Suhanov is showed. The new methods of different practical tasks are proposed: laboratory tasks, accountly-graphic tasks, control tasks. The ways to solve some student's problems are offered.

Галкин Ю.С., Нечинская Л.И., Стрюков С.А. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТИ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ВОЗДУХА НА ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ С ГАУССОВОЙ ОГИБАЮЩЕЙ.

В статье приводится теоретическое обоснование метода исследования влияния нелинейности комплексной диэлектрической восприимчивости воздуха на оптические импульсы. С учетом второй производной комплексного волнового вектора были получены новые соотношения для расчета амплитуды и частоты принятого сигнала. Описан эксперимент по измерению группового показателя преломления воздуха. Показано, что величина систематической погрешности может быть уменьшена с использованием коррекции, учитывающей нелинейность дисперсии показателя преломления среды.

Galkin U.S., Nechinskaya L.I., Striukov S.A. THEORETICAL AND EXPERIMENTAL VALUATIONS OF INFLUENCE UNLINEAR COMPLEX INSULATING AIR RECEPTIVITY TO OPTICAL IMPULSES WITH GAUSSIAN SCIRTING.

Theoretical base for the method of research influence of unlinear integrated insulating air receptivity to optical impulses is substantiated in the article. Consideration of the second derivative of integrated wave vector leads to the new formulas for the amplitude and frequency calculations of an accepted signal. The experiment for measuring of the group air refraction is described. The size of systematic error may be reduced with use of correction taken into unlinear dispersion of environment refraction.

Галкин Ю.С., Нечинская Л.И., Стрюков С.А. ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ СПУТНИКОВ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ДИСПЕРСИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА.

В статье изложен метод учета влияния нелинейности дисперсии воздуха на систематическую погрешность оптических измерений при обработке результатов лазерной локации спутников. Показано, что нелинейные искажения вносят наибольший вклад в погрешность в случаях, когда применяются сверхкороткие импульсы, а также при горизонтальном зондировании. Проведено сравнение расчетных и нормированных экспериментальных результатов, подтвердившее эффективность разработанного метода.

Galkin U.S., Nechinskaya L.I., Striukov S.A. INFORMATION PROCESSING BY LAZER SATELLITE SOUNDING WITH CONSIDERATION OF INFLUENCE OF UNLINEAR DISPERSION OF AIR REFRACTION.

The method of consideration of influence of unlinear air dispersion to systematic error of optical measurements in case of information processing by laser satellite sounding is stated in the article. It is showed, that unlinear distorsions give maximum contribution to error when ultrashort impulses or horizontal sounding are taking place. The numerical results comparison with normed experimental results was carried out. It confirmed an efficiency of worked method.

Шалаев В.С., Шмаленюк А.С. КОСМИЧЕСКИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ДЛЯ ГЛОБАЛЬНОГО И РЕГИОНАЛЬНОГО МОНИТОРИНГА ЛЕСНЫХ ЭКОСИСТЕМ.

Приведены основные технические характеристики космических радиолокационных систем нового поколения. По итогам их анализа сформулированы дополнительные направления возможного использования космических радиолокационных систем нового поколения для глобального и регионального мониторинга лесных экосистем.

Shalaev V.S., Shmalenyuk A.S. SPACE RADAR SYSTEMS OF NEW GENERATION FOR GLOBAL AND REGIONAL FOREST ECOSYSTEM MONITORING.

The main technical characteristics of new generation space radar systems are described. Based on the results of their analysis, alternative uses of new generation space radio-locating systems for global and regional monitoring of forest ecosystems are identified.

Илларионов Г.П., Шалаев В.С., Шмаленюк А.С. О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ СНИМКОВ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА В ЗАДАЧАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ БИОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БОРЕАЛЬНЫХ ХВОЙНЫХ ЛЕСОВ.

Рассматриваются некоторые результаты использования космических снимков высокого разрешения оптического диапазона в задачах определения биометрических характеристик бореальных хвойных лесов.

Illarionov G.P., Shalaev V.S., Shmalenyuk A.S. POSSIBLE APPLICATIONS OF OPTICAL HIGH-RESOLUTION SNAPSHOTS FOR READING BIOMETRICS OF BOREAL CONIFEROUS FORESTS.

Some outcomes of space optical high-resolution snapshots use for reading biometrics of boreal coniferous forests are considered.

Мотулевич А.В., Мотулевич В.П. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ГОМОГЕННОЙ РАВНОВЕСНОЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ.

Разработан метод расчёта теплообмена с омываемым телом потока газа, в котором протекают равновесные химические реакции. Введение комплексных параметров с использованием эффективных значений теплоёмкости и теплопроводности позволило свести задачу к автомодельной и решить её методом Рунге-Кутты. Данный метод использовался при расчёте интенсивности теплообмена и равновесной температуры поверхности при продольном обтекании пластины высокоскоростным потоком воздуха.

Motulevich A.V., Motulevich V.P. CONVECTIVE HEAT TRANSFER AT HOMOGENEOUS EQUILIBRIUM CHEMICAL REACTIONS.

The method of calculation of heat transfer between body and flow of gas with the equilibrium chemical reactions was developed. The introduction of complex parameters with use of effective heat capacity and heat conductivity has allowed to take the task to automodel one and to solve it by Runge-Kutta method.

The given method was used to define the intensity of heat transfer and equilibrium temperature of a plate surface at a longitudinal high-speed flow of air.

Завитаева Э.В., Юшканова А.А. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ.

Кинетическим методом решена задача о поглощении электромагнитного излучения сферической частицей из металла с диэлектрическим ядром.

В качестве граничных условий задачи приняты условия диффузного отражения электронов от внутренней и внешней поверхностей металлического слоя частицы.

Выявлена зависимость сечения поглощения от радиуса и частоты, а также от отношения радиуса ядра к радиусу частицы в случае низкочастотного режима поглощения.

Zavitaev E.V., Yushkanov A.A. ABSORPTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION BY A NON-UNIFORM SPHERICAL PARTICLE.

The problem about absorption of electromagnetic radiation by a metal spherical particle with a dielectric nucleus has been solved by the kinetic method.

As boundary conditions of a problem the conditions of diffusive reflection of electrons from internal and external surfaces of a metal layer of a particle are accepted.

Dependence of an absorption cross-section on radius and frequency, and also from the relation of radius of a nucleus to radius of a particle is revealed in case of a low-frequency mode of absorption.

Саврухин А.П. ЗАКОНОМЕРНОСТИ В СПЕКТРЕ МАСС ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.

Применен векторный анализ энергетики реакций распада элементарных частиц. В соотношениях компонент энергий выявлены признаки соответствия принципу гармонической пропорциональности (золотого сечения). Расхождения между рассчитанными значениями энергий и экспериментальными данными в относительных единицах равны $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$.

Саврухин А.П. СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД В ЭНЕРГЕТИКЕ РАСПАДОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.

В статье приведены исходные данные для расчета энергетических характеристик процессов распадов элементарных частиц. Результаты анализа реакций представлены в табличном виде. Статистический метод применен для выявления в энергетике признаков золотого сечения.

Зверев Н.В. РЕГУЛЯРИЗОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФЕРМИОНОВ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СУММИРОВАНИЕМ ДИАГРАММ В ДИСКРЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ.

Аналитически исследуется, правильно ли описывает свойства фермионов их математическая модель SLAC-фермионы в дискретном пространстве-времени при дополнительном

суммировании ее диаграмм и ее регуляризации вспомогательным полем. Выясняется, согласуются ли с непрерывными значениями корреляционные функции этой модели в двумерном пространстве-времени.

Zverev N.V. REGULARIZED LATTICE FERMION MODEL WITH ADDITIONAL SUMMATION OF DIAGRAMS IN THE DISCRETE SPACE-TIME.

A problem of correct description of the fermion properties by mathematical SLAC fermion model in the discrete space-time at the additional summation of diagrams and at the regularization by auxiliary field is studied analytically. It is examined whether the correlation functions of the model in the two-dimensional space-time are in agreement with continuum ones.

Зверев Н.В. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОЧНОЙ $U(1)$ МОДЕЛИ ФЕРМИОНОВ ДВУМЯ АЛГОРИТМАМИ.

Векторная $U(1)$ модель фермионов по Вильсону на четырехмерной решетке исследована численно методом гибридного Монте-Карло и двухшаговым мультибозонным алгоритмом. Установлены соотношения для технических параметров этих алгоритмов, и выполнено сравнение результатов расчетов величин модели и производительностей алгоритмов.

Zverev N.V. INVESTIGATION OF THE LATTICE $U(1)$ FERMION MODEL BY TWO ALGORITHMS.

Vectorial Wilson $U(1)$ fermion model on the four-dimensional lattice is studied numerically by the hybrid Monte Carlo method and by the two-step multiboson algorithm. Relations for the technical parameters of these algorithms are established, and comparisons of the calculated values of the model as well as of the performances of the algorithms are performed.

Зверев Н.В. НУЛЕВЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ МОДЫ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ В МОДЕЛИ ФЕРМИОНОВ НА РЕШЕТКЕ.

Исследовано влияние нулевых импульсных мод калибровочного поля на фермионные корреляционные функции в векторной $U(1)$ модели фермионов на четырехмерной конечной решетке. Установлено, что эти моды нарушают правильное поведение указанных функций, и данные моды необходимо устранять.

Zverev N.V. ZERO-MOMENTUM MODES AND CORRELATION FUNCTIONS IN A LATTICE FERMION MODEL.

An influence of zero-momentum modes of the gauge field on the fermion correlation functions of the vectorial $U(1)$ fermion model on the four-dimensional finite lattice is studied. It is established that the modes violate a correct behaviour of the mentioned above functions and these modes must be eliminated.

Нечинская Л.И. ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ.

В статье приводятся результаты аналитического исследования вакуумного барьерного эффекта и численного моделирования процессов плазмообразования при низких значениях давления газа. Обнаружено наличие трех скоростных режимов распространения плазменного фронта. Показано достаточное соответствие модельных представлений данным эксперимента.

Nechinskaya L.I. RESEARCH OF PHYSICAL MECHANISMS OF NEAR-SURFACE PLASMA-APPEARANCE.

The results of analytical search of vacuum barrier effect and numerical modeling of plasma-appearance processes under low pressures of a gas are given in the article. Three velocity orders of plasma's front motion are defined. Adequate agreement of the model with experimental results is shown.

Троицкий С.Р. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ ПОСТОЯННОГО ТОКА В АВТОНОМНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ.

Получены аналитические зависимости для определения оптимальных напряжённости электрического поля, потерь напряжения в шинах и КПД энергопередачи в автономных энергетических установках. Показано, что оптимальная плотность тока в токопроводах может быть определена, если известны электропроводность, плотность материала шин и относительная масса энергоустановки. Предложен критерий для оперативного выбора наиболее выгодного материала.

Козлов И.П. ОСОБЕННОСТЬ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА БЕСКОНЕЧНО ТОНКОМ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ДИСКЕ.

Разделением переменных в сферических координатах решена задача дифракции электромагнитных волн на идеально проводящем бесконечно тонком диске. Использован метод частичных областей, поля в которых сшиваются по методу наименьших квадратов (в среднем). Исследована применимость рассмотренной модели при проектировании антенн космических аппаратов. Выделены особенности решения на краю диска в случае осесимметричного возбуждения диска и скользящего падения вертикально поляризованной волны на диск.

Kozlov I.P. SOLUTION PECULIARITY FOR THE PROBLEM OF DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY A SUPER THIN CONDUCTING DISK.

A solution to the problem of diffraction of electromagnetic waves by the conducting disk is presented in terms of scalar potentials of the fields. A method of partial regions of a spherical system of coordinates is employed. Application to designing antennas for space vehicles was investigated. Solution peculiarity for the problem of wave diffraction on disk angle edge with central symmetry excitation sources and disk excitation in case of the vertical polarity flat wave streaming on alone the disk was made.

Козлов И.П. ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ДВУХ СООСНЫХ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИХ ТЕЛАХ ВРАЩЕНИЯ: ДИСКЕ И СФЕРЕ.

Решена задача дифракции электромагнитных волн через скалярные потенциалы полей на двух идеально проводящих телах: диске и сфере. Применен метод преобразований амплитуд волн при смещении сферической системы координат. Показана взаимосвязь волн разных поляризаций в локальных системах координат, полученных смещением. Результаты расчетов использованы при проектировании антенн космических аппаратов.

Козлов И.П. DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY THE CONDUCTING DISK NEAR THE CONDUCTING SPHERE WITH CENTRAL SYMMETRY.

A solution to the problem of diffraction of electromagnetic waves by two bodies, for example, the conducting disk with two hemisphere and sphere is presented in terms of scalar potentials of

the fields. A method of transformation of wave amplitudes under the translation of a spherical system of coordinates is employed. A coupling between TM and TE waves is demonstrated in the local systems of coordinates obtained by translation. The developed exact solution method will make it possible to design antenna systems of spacecraft. The calculation results are given.

Дордус И.Д., Козлов И.П., Кюркчан А.Г. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕЙ ЭЛЕКТРОРЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА.

Проведены теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия СВЧ излучения с плазменной струей электрореактивного двигателя (ЭРД). Выявленная аномалия решения одномерного волнового уравнения при резком изменении свойств среды приводит к усугублению проблемы электромагнитной совместимости (ЭМС) радиосистем космического аппарата (КА) при наличии на борту источника холодной плазмы. Плазменные волны могут влиять на устойчивость и форму струи. Математическое моделирование при предварительном проектировании антенн на основе решения задачи дифракции волн на двух телах позволяет решить проблему ЭМС.

Dordus I.D., Kozlov I.P., Kyurkchan A.G. MICROWAVE RADIATION INTERACTION WITH ELECTRIC PROPULSION THRUSTER COLD PLASMA PLUME.

Investigation by theoretically and experimentally of interaction of electromagnetic radiation with cold plasma are studied. The problem of electromagnetic compatibility of spacecraft antennas is increased by the presence of electric propulsion thruster plasma plume. Actuality of this problem results from abnormality in wave equation's solution under abrupt change of medium properties, discovered by us. Plasma waves can interact on stability and shape of plume. Mathematical modeling of designing the antenna systems for space vehicles employing electrojet thrusters has to be based on a strict solution of the problem of electromagnetic wave diffraction on two bodies.

Кузнецова Е.А., Полякова И.Б., Малышев А.А., Караваяев В.А., Солнцев М.К. ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЛИСТЬЕВ БОБОВ ПРИ ОБРАБОТКЕ СЕМЯН РЕГУЛЯТОРАМИ РОСТА.

Исследована медленная индукция флуоресценции листьев бобов, семена которых замачивали в растворах янтарной и индолилмасляной кислот. При малых концентрациях кислот наблюдалось увеличение флуоресцентного показателя $(F_M - F_T)/F_T$, указывающее на стимуляцию фотосинтетической активности. При больших концентрациях содержание хлорофилла уменьшалось, а фотосинтетическая активность угнеталась.

Kuznetsova E.A., Polyakova I.B., Malyshev A.A., Karavaev V.A., Solntsev M.K. FLUORESCENT CHARACTERISTICS OF BEAN LEAVES TREATED WITH GROWTH REGULATORS.

Slow fluorescence induction of bean leaves treated with succinic and indolebutyric acids was studied. Seeds were wetted in aqueous solutions of the acids of various concentrations. At low concentrations, there was the increase in fluorescent parameter $(F_M - F_T)/F_T$ indicating the increase in photosynthetic activity. Treatment with high concentrations resulted in decrease in chlorophyll content, and photosynthetic activity was suppressed.

Гунар Л.Э., Мякинков А.Г., Караваяев В.А., Полякова И.Б., Солнцев М.К., Кузнецова Е.А. ИЗМЕНЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ И ФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ РАСТЕНИЙ ЯЧМЕНЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭПИНА, ЦИРКОНА И ГИББЕРЕЛЛИНА.

В работе изучено действие регуляторов роста растений эпина, циркона и гиббереллина на фотосинтетический аппарат, рост и развитие растений ячменя. Показано, что действие регуляторов зависит от условий выращивания и доз применяемых препаратов. В вегетационном опыте наблюдалось увеличение показателя $(F_M - F_T)/F_T$ медленной индукции флуоресценции листа (стимуляция фотосинтетической активности). В полевом опыте, в условиях сильной засухи, наблюдалось снижение фотосинтетической активности растений под действием эпина.

Gunar L.E., Myakinkov A.G., Karavaev V.A., Polyakova I.B., Solntsev M.K., Kuznetsova E.A. CHANGES IN FLUORESCENT AND PHYSIOLOGICAL CHARACTERISTICS OF BARLEY TREATED WITH EPIN, CIRCON, AND GIBBERELLIN.

Effect of growth regulators epin, circon, and gibberellin on the photosynthetic apparatus, growth and development of barley plants is studied in this work. It is shown that the effect of regulators depends on the application conditions and also on the doses of preparations. In field experiments, in conditions of the strong drought, epin caused the decrease in photosynthetic activity of the plants.

Кузнецова Е.А. ГИСТЕРЕЗИС ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЛИСТЬЕВ РАСТЕНИЙ ПРИ ИХ НАГРЕВАНИИ И ОХЛАЖДЕНИИ.

Приведены экспериментальные температурные зависимости интенсивности флуоресценции листьев боба при их циклическом нагревании и охлаждении. Эти зависимости являются неоднозначными и представляют собой температурный гистерезис флуоресценции листьев, отражающий изменения в функционировании фотосинтетического аппарата при их повреждении и последующем восстановлении.

The experimental temperature relations of fluorescence intensity of the bean leaves are adduced at their cyclical heating and cooling. These relations represent temperature hysteresis of the leaves fluorescence, reflecting changes in operation of the photosynthetic apparatus at their damage and subsequent recovery.

Харченко В.Н., Кузнецова Е.А., Кузнецова Л.Д., Батов И.П. ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ЖИЗНЕСПОСОБНОСТЬ СТЕБЛЕВЫХ ЧЕРЕНКОВ ДРЕВЕСНЫХ И КУСТАРНИКОВЫХ РАСТЕНИЙ.

Приведены результаты воздействия лазерного облучения на жизнеспособность стеблевых черенков древесных и кустарниковых растений. Показано стимулирующее влияние такого облучения на укоренение черенков, каллюсообразование, образование почек и побегов, а также на зимостойкость растений. Показана зависимость стимулирующего эффекта от дозы облучения.

The results of the influence of laser irradiation on viability of the stem cuttings of the arboreal and shrubby plants are presented. It was found the stimulation influence of such irradiation on the cuttings rootage, the formation of vegetative buds and shoots, on the winter hardiness of the plants. The dependence of stimulating effect upon the irradiation dose was researched.

Григал И.П., Громова А.В., Агафонов И.Н., Пятаков А.П., Жданов А.П., Сухов В.Г. ИЗМЕРЕНИЕ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ КАМЕРТОННО-ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ.

Предложена камертонно-зондовая методика измерения вязкости жидкости в широком интервале значений величин, позволяющая проводить измерения в режиме реального времени, не внося существенных возмущений в объект исследования. Измеренные температурные зависимости вязкости глицерина хорошо согласуются с теоретической моделью зависимости вязкости от температуры. Определено значение энергии активации глицерина с высокой точностью.

Grigal I.P., Gromova A.V., Agafonov I.N., Pyatakov A.P., Sukhov V.G. TUNING FORK PROBE VISCOSIMETER.

This paper presents a new technique that allows to measure viscosity of liquids in a wide range of values. The proposed technique allows real-time measurement without any significant perturbations to the investigated liquid. As a result of this work a graph of temperature dependence for glycerin's viscosity is presented that agrees with the theoretical model. The activation energy of glycerin was determined with high accuracy.

Григал И.П., Попкова А.В., Пятаков А.П., Погребняк А.А., Сухов В.Г. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И ГОЛОГРАММ.

Разработана простая и доступная методика получения дифракционных оптических элементов и голограмм путем компьютерного моделирования распределения интенсивности с последующим фотографированием его с экрана монитора. Данная технология позволяет избежать сложностей, возникающих при традиционном способе получения голограмм, связанных с неустойчивостью интерференционной картины. К достоинствам описанной методики можно отнести простоту ее осуществления в сочетании с относительно высоким качеством получаемых структур (до 600 колец в голограмме точки, 25 штр/мм в дифракционной решетке). Работа интересна также с методической точки зрения, так как описанная технология создания дифракционных оптических элементов и способ их демонстрации могут быть воспроизведены в любой школе, где имеется компьютер.

Grigal I.P., Popkova A.V., Pyatakov A.P., Sukhov V.G. NUMERICAL SIMULATION AND MAKING OF DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS AND HOLOGRAMS.

In this paper the simple and accessible technique of obtaining diffractive optical elements and holograms is presented. The process of hologram making is carried out in two steps: 1) numerical simulation of the interference pattern 2) taking photo of this pattern from the computer display. This method permits to avoid difficulties arising in conventional holographic method related to the instability of fringe pattern. Simplicity of realization and relatively good quality of the obtained samples (about 600 rings in hologram of the point, 25 slits per millimeter for diffraction grating) can be referred to merits of the method described. This work is of great interest from the educational point of view as this method can be easily realized in any school with computer available.

Сухов В.Г., Дзябура Е.С., Бородина М.И., Медведев А.С., Григал П.П. ПРИМЕНЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ.

Получена методика, позволяющая находить линейные размеры биологических объектов (в частности размеры фасеток глаз членистоногих, клеток некоторых растительных тканей и др.) в диапазоне приблизительно от 10 до 100 мкм без использования высокоточных оптических измерительных приборов. В основе методики лежат физические свойства света. Результаты измерений данным методом совпадают в пределах погрешности с результатами прямых измерений объектов.

Sukhov V.G., Dzyabura E.S., Borodina M.I., Medvedev A.S., Grigal P.P.

A new method of measuring biological microobjects is found. By the help of this method the objects (such as the facets of dragonflies, shrimps, periodical structures of different living tissue) between 10 and 100 micrometers can be measured without using any high-accuracy scopes. Physical properties of the light are used in this method. The results of all experiments agree well with the direct measuring.

Гончаренко А.И., Пахомова Е.Е., Короткина М.Р. КОМПЬЮТЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МИНИСЕРДЕЦ.

В шумовом фоне ЭКГ обнаружены вихревые токи, которые можно связать с мини-сердцами. Все исследования проведены в сечении Паункере.

Goncharenko A.U., Pachomova E.N., Korotkina M.R. COMPUTATION ANALOG OF MINIHEARDS.

The eddy currents exist in the hums noise. That effect is determinate of miniheards. All inquires were conduct in Poincara space.

Тутурин С.В., Короткина М.Р. ВЛИЯНИЕ МАСШТАБНОГО ФАКТОРА НА ПРОЧНОСТЬ ДРЕВЕСИНЫ.

Проведены исследования по изучению вопроса о влияние масштабного фактора на прочность древесины.

Tuturin S.A., Korotkina M.R. INFLUENCE OF THE VOLUME FACTOR ON THE STRENGTH OF THE WOOD.

Influence of the volume factor on the strength of the wood in considered at compression and a bend.