

ISSN 2072-8549



Вестник

МОСКОВСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО
ОБЛАСТНОГО
УНИВЕРСИТЕТА

Серия

ФИЗИКА-
МАТЕМАТИКА

2012 / № 2

Вестник
Московского государственного областного университета
Серия «ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА»

№ 2

Выходит 3 раза в год

2012

Научный журнал основан в 1998 г.

«Вестник МГОУ» (все его серии) включён в «Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертации на соискание учёной степени доктора и кандидата наук» Высшей аттестационной комиссии (См.: Список журналов в редакции от 25.05. 2012 г. на сайте ВАК) по наукам, соответствующим названию серии.

Учредитель журнала:

Московский государственный областной университет

Журнал включён в базу данных Российского индекса научного цитирования (РИНЦ), имеет полнотекстовую сетевую версию в Интернете на платформе Научной электронной библиотеки (www.elibrary.ru), а также на сайте Московского государственного областного университета (www.vestnik-mgou.ru)

**Адрес Отдела по изданию научного журнала
«Вестник МГОУ»**

г. Москва, ул. Радио, д.10а, офис 98
тел. (499) 261-43-41; (495) 723-56-31
e-mail: vest_mgou@mail.ru
Сайт: www.vestnik-mgou.ru

При цитировании ссылка на конкретную серию «Вестника МГОУ» обязательна. Воспроизведение материалов в печатных, электронных или иных изданиях без разрешения редакции запрещено. Опубликованные в журнале материалы могут использоваться только в некоммерческих целях. Ответственность за содержание статей несут авторы. Мнение редколлегии серии может не совпадать с точкой зрения автора. Рукописи не возвращаются.

The academic journal is established in 1998

«Bulletin of the Moscow State Regional University» (all its series) is included by the Supreme Certifying Commission into the List of the leading reviewed academic journals and periodicals, in which the basic research results of Ph.D. and Doctorate's academic degree thesis should be published (See: the List of journals edited 25.05. 2012 at the site of the Supreme Certifying Commission) in corresponding series.

The founder of journal:

The Moscow State Regional University

The journal is included into the database of the Russian Science Citation Index, has a full text network version on the Internet on the platform of Scientific Electronic Library (www.elibrary.ru), as well as at the site of the Moscow State Regional University (www.vestnik-mgou.ru)

The Editorial Board address:

Moscow State Regional University
10a Radio st., office 98
Moscow, Russia
Phones: (499) 261-43-41; (495) 723-56-31
e-mail: vest_mgou@mail.ru
Site: www.vestnik-mgou.ru

At citing the reference to a particular series of «Bulletin of the Moscow State Regional University» is obligatory. The reproduction of materials in printed, electronic or other editions without the Editorial Board permission, is forbidden. The materials published in the journal are for non-commercial use only. The authors bear all responsibility for the content of their papers. The opinion of the Editorial Board of the series does not necessarily coincide with that of the author Manuscripts are not returned.

№ 2

Issued 3 times a year

2012

Series «PHYSICS AND MATHEMATICS»

Bulletin of the
Moscow State Regional University

Редакционно-издательский совет «Вестника МГОУ»
Publishing council «Bulletin of the MSRU»

Хроменков П.Н. – к.фил.н., проф., ректор МГОУ (председатель совета)
Левченко М.Н. – д.фил.н., проф., проректор по научной работе МГОУ (зам. председателя совета)
Абрамов А.В. – к.пол.н., доц., нач. отдела по изданию журнала «Вестник МГОУ»
Асмолов А.Г. – академик РАО, д.психол.н., проф. МГУ им. М.В. Ломоносова
Белозеров В.Е. – д.ф.-м.н., проф. Днепропетровского национального университета (Украина)
Клычников В.М. – к.ю.н., к.и.н., проф., проректор по учебной работе и международному сотрудничеству МГОУ
Затулин К.Ф. – директор Института диаспоры и интеграции (Института стран СНГ)
Коницев А.С. – д.б.н., проф. МГОУ
Лекант П.А. – д.фил.н., проф. МГОУ
Марченко М.Н. – д.ю.н., проф. МГУ им. М.В. Ломоносова
Нелюбин Л.Л. – д.фил.н., профессор МГОУ
Ницевич В.Ф. – д.пол.н., проф., ректор Орловской региональной академии государственной службы
Пасечник В.В. – д.п.н., проф. МГОУ
Поляков Ю.М. – канд. фил. н., гл.ред. «Литературной газеты»
Пусько В.С. – д.ф.н., проф. МГТУ им. Н.Э. Баумана
Трайтак С.Д. – к.ф.-м.н., проф. МГТУ им. М.Л. Шолохова
Троиц К. Г. – доктор, проф. Кобленц-Ландау Университета (Германия)
Ху Гумин – д.фил.н., проф., Институт иностранных языков Уханьского университета (Китай)

P.N. Khromenkov – Ph. D. in Philology, Professor, Principal of the MSRU (*Chairman of the Council*)
M.N. Levchenko – Ph. D. in Philology, Professor, Vice-Principal for scientific work of the MSRU (*Deputy Chairman of the Council*)
A.V. Abramov – Ph.D. in Political Sciences, Associate Professor, the Head of the editorial department of the Bulletin of the Moscow State Regional University
A.G. Asmolov – Member of Russian Academy of Education, Doctor of Psychology, Professor of Moscow State University
B.E. Belozеров – Doctor of Physics and Mathematics, Professor of Dnepropetrovsk National University (Ukraine)
V.M. Klychnikov – Ph.D. in Law, Ph. D. in History, Professor, Vice-Principal for academic work and international cooperation of the MSRU
K.F. Zatulyn – the Head of Institute for Diaspora and Integration (Institute of the CIS Countries)
A.S. Konichev – Doctor of Biology, Professor of the MSRU
P.A. Lekant – Doctor of Philology, Professor of the MSRU
M.N. Marchenko – Doctor of Law, Professor of Moscow State University
L.L. Nelyubin – Doctor of Philology, Professor of the MSRU
V. F. Nitsevich – Doctor of Politics, Professor, the Principal of the Oryol Regional Academy of Public Service
V.V. Pasechnik – Doctor of Pedagogics., Professor of the MSRU
Yu. M. Polyakov – Ph.D. in Philology, editor-in-chief of "Literaturnaya Gazeta"
V.S. Pus'ko – Doctor of Philosophy, Professor of the Bauman Moscow State Technical University
S.D. Traytak – Ph.D. in Physics and Mathematics, Professor of the Sholokhov Moscow State University for the humanities
Klaus G. Troitzsch – Doctor, Professor of Koblenz-Landau University (Germany)
Hu Gumin – Doctor of Philology, Professor, Institute of Foreign Languages of Ukhon University (China)

Редакционная коллегия серии «Физика-Математика»
Series editorial board «Physics and Mathematics»

Ответственный редактор серии:
Бугримов А.Л. – д.т.н., проф.
Зам. ответственного редактора:
Беляев В.В. д.т.н., проф.
Члены редакционной коллегии:
Богданов Д.Л. – д.ф.-м.н., проф.
Дадиванян А.К. – д.ф.-м.н., проф.
Латышев А.В. – д.ф.-м.н., проф., Заслуженный деятель науки Российской Федерации.
Чернышенко С.В. – д.б.н., проф. Кобленц-Ландау Университета (Германия)
Чигринов В.Г. д.ф.-м.н., проф. Гонконгского университета науки и технологии (Китай)

Editor-in-chief:
A.L. Bugrimov, Doctor of Technical Sciences, Professor
Deputy editor-in-chief:
V.V. Belyaev, Doctor of Technical Sciences, Professor
Members of Editorial Board:
D.L. Bogdanov, Doctor of Physics and Mathematics, Professor
A. Dadivanyan, Doctor of Physics and Mathematics, Professor
A. Latyshev, Doctor of Physics and Mathematics, Professor
S. Chernyshenko, Doctor of Biology, Professor of Koblenz-Landau University (Germany)
V. Chigrinov, Doctor of Physics and Mathematics, Professor of Gonkong University of Science and Technology (China)

ISSN 2072-8387

Вестник МГОУ. Серия «Физика-Математика». – 2012. - № 2. – М.: Изд-во МГОУ. – 186 с.

Журнал «Вестник МГОУ» серия «Физика-Математика» зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия. Регистрационное свидетельство **ПИ № ФС77-26136**.

Индекс серии «Физика-Математика» по каталогу агентства «Роспечать» **36766**

ISSN 2072-8387

Bulletin of the MSRU. Series «Physics and Mathematics». – 2012. – № 2. – М.: MSRU Publishing house. – 186 p.

The series «Physics and Mathematics» of the Bulletin of the Moscow State Regional University is registered in Federal service on supervision of legislation observance in sphere of mass communications and cultural heritage protection. The registration certificate **ПИ № ФС77-26136**.

Index series «Physics and Mathematics» under "Rospechat"agency catalog **36766**

МАТЕМАТИКА

УДК 517.958:533.72

**НУЛИ ДИСПЕРСИОННЫХ УРАВНЕНИЙ
ИЗ ВТОРОЙ ЗАДАЧИ СТОКСА О ПОВЕДЕНИИ ГАЗА
НАД КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТЬЮ**

В.А. Акимова, А.Л. Бугримов, А.В. Латышев, А.А. Юшканов

*Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. В настоящей работе исследуются нули дисперсионной функции из второй задачи Стокса. Вторая задача Стокса — задача о поведении разреженного газа, заполняющего полупространство. Плоскость, ограничивающая полупространство, совершает гармонические колебания в своей плоскости. Используется линеаризованное кинетическое уравнение. Доказывается формула факторизации дисперсионной функции. С помощью формулы факторизации в явном виде находятся нули дисперсионной функции и проводится их исследование в зависимости от величины безразмерной частоты ограничивающей газ плоскости.

Ключевые слова: вторая задача Стокса, кинетическое уравнение, разделение переменных, дисперсионная функция, нули дисперсионной функции, факторизация дисперсионной функции, краевая задача Римана.

1. Введение

Вторая задача Стокса для сплошной среды была сформулирована в середине XIX века [20]. Затем, после введения Максвеллом и Больцманом кинетических уравнений, вторая задача Стокса стала изучаться для разреженного газа. Подробная история этой проблемы изложена в наших работах [7]–[10]. Кроме того, эта задача решалась численными [16] и приближенными методами [2]–[4].

Методы вычисления нулей дисперсионных функций для уравнений переноса нейтронов были заложены в работе [13]. Затем эти методы применялись и развивались для различных задач в работах [14], [15], [17]–[19].

В настоящей работе в явной форме представлены собственные решения кинетического уравнения, отвечающие дискретному спектру. Для этого в явной форме находятся нули дисперсионного уравнения. Для нахождения нулей используется факторизация дисперсионной функции, доказываемая с помощью краевой задачи Римана из теории функций комплексного переменного. Коэффициентом задачи Римана является отношение граничных значений дисперсионной функции сверху и снизу на действительной полуоси. При малых значениях частоты колебаний ограничивающей разреженный газ плоскости найдена простая асимптотическая формула для вычисления нулей дисперсионной функции. Проводится графическое исследование действительной и мнимой частей нулей дисперсионной функции, вычисляемых по явной и асимптотической формулам. Вводится функция ошибок, представляющая собой относительное отклонение модуля асимптотического представления нуля от модуля его точного представления.

Выяснен интервал значений частоты колебаний плоскости, в котором величина функции ошибок не превышает одного процента.

В п. 2 настоящей работы изучаются свойства дисперсионной функции в комплексной плоскости, а в п. 3 выводятся точные формулы для вычисления нулей дисперсионной функции и исследуются свойства этих нулей, как функции безразмерной частоты колебаний плоскости, ограничивающей разреженный газ стенки.

В работах [7]–[9] был развит математический аппарат для решения граничных задач для уравнения:

$$\mu \frac{\partial h}{\partial x_1} + z_0 h(x_1, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\mu'^2) h(x_1, \mu') d\mu', \quad (1.1)$$

где

$$z_0 = 1 - i\omega_1,$$

x_1 – безразмерная координата, $x_1 = x/l$, l – средняя длина свободного пробега газовых молекул, $\omega_1 = \omega\tau = \omega/\nu$, $\tau = 1/\nu$, ν – частота столкновений газовых молекул, ω – частота колебаний пластины, ограничивающей полупространство, заполненное разреженным газом.

Именно к уравнению (1.1) и сводится основное уравнение из второй задачи Стокса [7].

2. Разделение переменных и дисперсионная функция

Разделение переменных в уравнении (1.1) осуществляется следующей подстановкой:

$$h_\eta(x_1, \mu) = \exp\left(-\frac{x_1 z_0}{\eta}\right) \Phi(\eta, \mu), \quad (2.1)$$

где η – параметр разделения, или спектральный параметр.

Подставляя (2.1) в уравнение (1.1) получим характеристическое уравнение

$$(\eta - \mu) \Phi(\eta, \mu) = \frac{\eta}{\sqrt{\pi} z_0} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\mu'^2) \Phi(\eta, \mu') d\mu'. \quad (2.2)$$

Если ввести обозначение:

$$n(\eta) = \frac{1}{z_0} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\mu'^2) \Phi(\eta, \mu') d\mu', \quad (2.3)$$

то уравнение (2.2) можно переписать с помощью (2.3) в виде

$$(\eta - \mu) \Phi(\eta, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \eta n(\eta). \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4) является конечным (недифференциальным) уравнением. Условие (2.4) называется нормировочным условием, нормировочным интегралом, или просто нормировкой.

Решение характеристического уравнения будем искать в пространстве обобщенных функций [5]. Обобщенное решение уравнения (2.4) имеет вид:

$$\Phi(\eta, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \eta n(\eta) P \frac{1}{\eta - \mu} + g(\eta) \delta(\eta - \mu), \quad (2.5)$$

где $-\infty < \eta, \mu < +\infty$, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, символ Px^{-1} означает главное значение интеграла при интегрировании x^{-1} , $\lambda(z)$ – дисперсионная функция, введенная равенством:

$$\lambda(z) = 1 - i\omega_1 + \frac{z}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\tau^2) d\tau}{\tau - z}.$$

Эту функцию можно преобразовать к виду: $\lambda(z) = -i\omega_1 + \lambda_0(z)$, где $\lambda_0(z)$ – известная функция по теории плазмы,

$$\lambda_0(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\tau^2} \tau d\tau}{\tau - z}.$$

Собственные функции (2.5) называются собственными функциями непрерывного спектра, ибо спектральный параметр η непрерывным образом заполняет всю действительную прямую.

Таким образом, собственные решения уравнения (1.1) имеют вид:

$$h_{\eta, \mu} = \exp\left(-\frac{x_1}{\eta} z_0\right) \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} \eta P \frac{1}{\eta - \mu} + \exp(\eta^2) \lambda(\eta) \delta(\eta - \mu) \right]. \quad (2.6)$$

Собственные решения (2.6) отвечают непрерывному спектру характеристического уравнения, ибо спектральный параметр непрерывным образом пробегает всю числовую прямую, т.е. непрерывный спектр σ_c есть вся конечная часть числовой прямой: $\sigma_c = (-\infty, +\infty)$.

Приведем формулы Сохоцкого для дисперсионной функции:

$$\lambda^{\pm}(\mu) = \pm i s(\mu) - i\omega_1 + \lambda_0(\mu), \quad s(\mu) = \sqrt{\pi} \mu e^{-\mu^2}.$$

Разность граничных значений дисперсионной функции отсюда равна:

$$\lambda^+(\mu) - \lambda^-(\mu) = 2 s(\mu) i,$$

полусумма граничных значений равна:

$$\frac{\lambda^+(\mu) + \lambda^-(\mu)}{2} = \lambda(\mu) = -i\omega_1 + \lambda_0(\mu).$$

Заметим, что на действительной оси действительная часть дисперсионной функции $\lambda_0(\mu)$ имеет два нуля $\pm \mu_0$, $\mu_0 = 0,924\dots$. Эти два нуля в силу четности функции $\lambda_0(\mu)$ различаются лишь знаками.

В монографии [6] показано, что в комплексной плоскости дисперсионная функция $\lambda_0(z)$ вычисляется по формуле:

$$\lambda_0(z) = 1 - 2ze^{-z^2} \int_0^z s^{u^2} du \pm i\sqrt{\pi}ze^{-z^2},$$

если $\pm \operatorname{Im} z > 0$. Отметим, что на действительной оси дисперсионную функцию удобнее использовать в численных расчетах в виде:

$$\lambda_0(\mu) = 1 - 2\mu^2 \int_0^1 \exp(-\mu^2(1-t^2)) dt, \quad \mu \in (-\infty; +\infty).$$

Разложим дисперсионную функцию в ряд Лорана по отрицательным степеням переменного z в окрестности бесконечно удаленной точки:

$$\lambda(z) = -i\omega_1 - \frac{1}{2z^2} - \frac{3}{4z^4} - \frac{15}{8z^6} - \dots, \quad z \rightarrow \infty. \quad (2.7)$$

Из разложения (2.7) видно, что при малых значениях ω_1 дисперсионная функция имеет два отличающихся лишь знаками комплекснозначных нуля:

$$\pm \eta_0^{(0)}(\omega_1) = \frac{1+i}{2\sqrt{\omega_1}}. \quad (2.8)$$

Отсюда видно, что при $\omega_1 \rightarrow 0$ оба нуля дисперсионной функции имеют пределом одну бесконечно удаленную точку $\eta_i = \infty$ кратности (порядка) два.

Из разложения (2.7) видно так же, что значение дисперсионной функции в бесконечно удаленной точки равно:

$$\lambda(\infty) = -i\omega_1.$$

В [8] показано, что число нулей дисперсионной функции равно индексу коэффициента задачи:

$$N = 2\chi(G),$$

где $\chi = \chi(G)$ – индекс функции $G(t)$ – число оборотов кривой $\Gamma(\omega_1)$ относительно начала координат, совершаемых в положительном направлении,

$$G(\mu) = \frac{\lambda^+(\mu)}{\lambda^-(\mu)}.$$

Введем угол $\theta(\mu) = \arg G(\mu)$ – главное значение аргумента функции $G(\mu)$, фиксированное в нуле условием $\theta(0) = 0$.

Введем выделенную частоту колебаний пластины, ограничивающей газ:

$$\omega_1^* = \max_{0 < \mu < +\infty} \sqrt{-\lambda_0^2(\mu) + s^2(\mu)} \approx 0.733.$$

Эту частоту колебаний называют [2] критической.

Показано [7], что в случае, когда частота колебаний пластины меньше критической, т.е. при $0 \leq \omega < \omega_1^*$, индекс функции $G(t)$ равен 1. Это означает, что число комплексно-значных нулей дисперсионной функции в разрезанной комплексной плоскости с разрезом вдоль действительной оси, равно двум.

В случае, когда частота колебаний пластины превышает критическую ($\omega > \omega_1^*$) индекс функции $G(t)$ равен нулю: $\chi(G) = 0$. Это означает, что дисперсионная функция не имеет нулей в верхней и нижней полуплоскостях. В этом случае дискретных (частных) решений исходное уравнение (1.1) не имеет.

При $0 \leq \omega_1 < \omega_1^*$ нули дисперсионной функции обозначим через $\eta_0(\omega_1)$ и $-\eta_0(\omega_1)$. В силу четности дисперсионной функции ее конечные нули различаются только знаками, имея одинаковые модули. Таким образом, дискретный спектр характеристического уравнения, состоящий из нулей дисперсионной функции, в случае $0 \leq \omega_1 < \omega_1^*$ есть множество точек $\sigma_d(\omega_1) = \{\eta_0(\omega_1), -\eta_0(\omega_1)\}$. При $\omega_1 > \omega_1^*$ дискретный спектр – это пустое множество. При $0 \leq \omega_1 < \omega_1^*$ собственными функциями характеристического уравнения являются следующие два решения характеристического уравнения:

$$\Phi(\pm\eta_0(\omega_1), \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\pm\eta_0(\omega_1)}{\pm\eta_0(\omega_1) - \mu}$$

и два соответствующих собственных решения характеристического уравнения:

$$h_{\pm\eta_0(\omega_1)}(x_1, \mu) = \exp\left(-\frac{x_1 z_0}{\pm\eta_0(\omega_1)}\right) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\pm\eta_0(\omega_1)}{\pm\eta_0(\omega_1) - \mu}.$$

Под η_0 будем понимать тот из нулей дисперсионной функции, который обладает свойством:

$$\operatorname{Re} \frac{1-i\omega_1}{\eta_0(\omega_1)} > 0.$$

Для этого нуля убывающее собственное решение кинетического уравнения (1.1) имеет вид:

$$h_{\eta_0(\omega_1)}(x_1, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{x_1 z_0}{\eta_0(\omega_1)}\right) \frac{\eta_0(\omega_1)}{\eta_0(\omega_1) - \mu}.$$

При $\omega_1 \rightarrow 0$ оба нуля, как уже указывалось выше, перемещаются в одну и ту же бесконечно удаленную точку. Это означает, что в этом случае дискретный спектр характеристического уравнения состоит из одной бесконечно удаленной точки кратности два: $\sigma_d(0) = \eta_i = \infty$ и является присоединенным к непрерывному спектру. В этом случае дискретных (частных) решения ровно два: $h_1(x_1, \mu) = 1$, $h_2(x_1, \mu) = x_1 - \mu$.

3. Факторизация дисперсионной функции

Здесь устанавливается формула, представляющая факторизацию дисперсионной функции в верхней и нижней полуплоскостях, а также выводится формула для факторизации граничных значений дисперсионной функции сверху и снизу на действительной оси. Такая факторизация дается в терминах функции $X(z)$.

В основе аналитического решения граничных задач кинетической теории лежит решение однородной краевой задачи Римана (см. [1]) с коэффициентом $G(\mu) = \lambda^+(\mu) / \lambda^-(\mu)$:

$$\frac{X^+(\mu)}{X^-(\mu)} = G(\mu), \quad \mu > 0.$$

Однородная краевая задача Римана называется также (см. [1]) задачей факторизации коэффициента $G(\mu)$.

Задача Римана означает, что отношение $\lambda^+(\mu) / \lambda^-(\mu)$ можно заменить отношением функций $X^+(\mu) / X^-(\mu)$, являющихся граничными значениями функции $X(z)$, аналитической в комплексной плоскости $\square$ и имеющей в качестве линии скачков положительную действительную полуось. Дисперсионная функция имеет в качестве линии скачков всю действительную ось. В [8] показано, что решение задачи Римана дается равенствами:

$$X(z) = \frac{1}{z^\chi} \exp V_\chi(z), \quad V_\chi(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\theta(\tau) - \pi\chi}{\tau - z} d\tau,$$

где $\theta(\tau) = \ln G(\tau) / 2i$, χ - индекса коэффициента $G(\tau)$.

Пусть сначала $\chi(G) = 1$, т.е. $\omega_1 \in [0; +\infty)$. Покажем, что для дисперсионной функции $\lambda(z)$ везде в комплексной плоскости $\mathbb{C}$, исключая действительную ось $\mathbb{R}$, справедлива формула:

$$\lambda^+(\mu) = i\omega_1(\mu^2 - \eta_0^2)X^+(\mu)X(-\mu), \quad \mu \geq 0, \quad (3.2)$$

$$\lambda^-(\mu) = i\omega_1(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X^-(\mu), \quad \mu \leq 0. \quad (3.3)$$

Для доказательства формулы (3.1) введем вспомогательную функцию:

$$R(z) = \frac{\lambda(z)}{i\omega_1(z^2 - \eta_0^2)X(z)X(-z)}. \quad (3.4)$$

Эта функция аналитична везде в комплексной плоскости, кроме точек разрывов $\mathbb{C}_+$ и $\mathbb{C}_-$. Точки $z = \pm\eta_0$ являются устранимыми, т.к. в этих точках $\lambda(\pm\eta_0) = 0$.

Каждая точка разрывов $\mathbb{C}_+$ и $\mathbb{C}_-$ является устранимой. В самом деле, если $\mu > 0$, то на основании равенства (3.1) и (3.4) имеем:

$$\frac{\lambda^+(\mu)}{i\omega_1(\mu^2 - \eta_0^2)X^+(\mu)X(-\mu)} = \frac{\lambda^-(\mu)}{i\omega_1(\mu^2 - \eta_0^2)X^-(\mu)X(-\mu)},$$

откуда $R^+(\mu) = R^-(\mu)$, $\mu > 0$. Если $\mu < 0$, то на основании равенства (3.1), в котором μ заменим на $-\mu$, имеем:

$$\frac{X^+(-\mu)}{X^-(-\mu)} = \frac{\lambda^+(\mu)}{\lambda^-(\mu)}, \quad \mu < 0.$$

Нетрудно видеть, что $\lambda^+(-\mu) = \lambda^-(\mu)$, $\lambda^-(-\mu) = \lambda^+(\mu)$. Поэтому

$$\frac{X^+(-\mu)}{X^-(-\mu)} = \frac{\lambda^-(\mu)}{\lambda^+(\mu)}, \quad \mu < 0,$$

отсюда

$$\frac{\lambda^+(\mu)}{i\omega_1(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X^-(\mu)} = \frac{\lambda^-(\mu)}{i\omega_1(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X^+(-\mu)}, \quad \mu < 0,$$

или

$$R^+(\mu) = \frac{\lambda^+(\mu)}{i\omega_1(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X^*(-\mu)}$$

и

$$R^-(\mu) = \frac{\lambda^-(\mu)}{i\omega_1(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X^+(\mu)},$$

заметим, что если точка z стремится к точке μ ($\mu < 0$) из верхней или нижней полуплоскости, то функции $R^+(\mu)$ или $R^-(\mu)$ вычисляются согласно предыдущим равенствам. Следовательно, эту функцию можно считать аналитической функцией везде в $\square$, в том числе и в точках разреза, доопределив ее на разрезе по непрерывности. Осталось заметить, что функция $R(z)$ аналитична везде в $\bar{\square}$ и $R(\infty) = 1$. По теореме Лиувилля эта функция является тождественно постоянной: $R(z) \equiv 1$, откуда и вытекает формула (3.1). Формулы (3.2) и (3.3) очевидно вытекают из формулы (3.1).

Из формулы (3.1) найдем в явном виде формулу для вычисления нулей дисперсионной функции:

$$\eta_0(\omega_1, z) = \sqrt{z^2 - \frac{\lambda(z)}{i\omega_1 X(z)X(-z)}}.$$

В этой формуле в качестве точки z удобно взять точку на мнимой оси: $z = Ni$, $N=1,2,\dots$. Тогда получим формулу:

$$\eta_0(\omega_1) = \sqrt{-N^2 - \frac{\lambda(N_i)}{i\omega_1 X(N_i)X(-N_i)}}.$$

Мы вычислим обе части равенства (3.1) в точке $z = i$. В результате для нулей дисперсионной функции получаем следующую формулу:

$$\eta_0(\omega_1) = \sqrt{-1 + \frac{i\lambda(i)}{\omega_1} \exp[-V(i) - V(-i)]} \quad (3.5)$$

ЗАМЕЧАНИЕ. С помощью формулы (3.1) можно упростить интегральное представление из работы [8]:

$$X(z) = \frac{1}{i\omega_1 \pi} \int_0^\infty \frac{s(\mu) d\mu}{(\mu^2 - \eta_0^2)X(-\mu)(\mu - z)}. \quad (3.6)$$

Интегральное представление (3.6) является нелинейным. Оно выражает значение функции $X(z)$ в точке $z \in \square \setminus \square_+$ через ее значения на отрицательной части действительной оси $\square_-$.

Аналог этого представления в теории переноса излучения используется для построения функции $X(z)$ численными методами.

Рассмотрим случай нулевого индекса: $\chi(G) = 0$, т.е. $\omega_1 \in [0, \omega_1^*)$. Аналогично предыдущему доказываются формулы

$$\lambda(z) = -i\omega_1 X(z)X(-z), \quad \text{Im } z \neq 0.$$

$$\lambda^\pm(\mu) = -i\omega_1 X^\pm(\mu)X(-\mu), \quad \mu \leq 0.$$

$$\lambda^\pm(\mu) = -i\omega_1 X(\mu)X^\mp(-\mu), \quad \mu < 0.$$

Графическое исследование свойств нулей дисперсионной функции проведем по формуле (3.5) (см. рис.1 – 4).

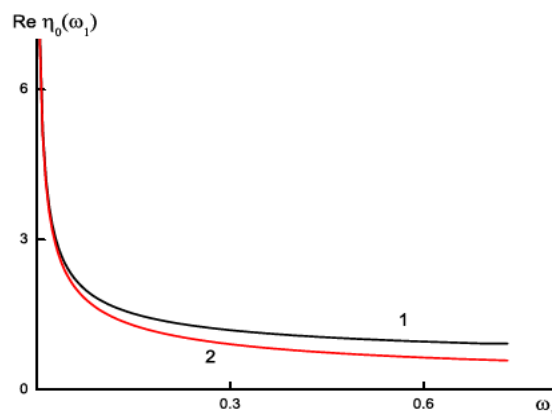


Рис. 1. Зависимость действительной части нуля дисперсионной функции от параметра ω_1 .

Кривая 1 отвечает действительной части точного значения нуля,
кривая 2 – действительной части асимптотики этого нуля.

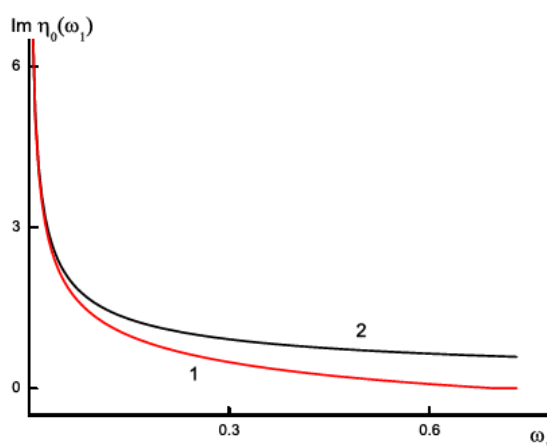


Рис. 2. Зависимость мнимой части нуля дисперсионной функции от параметра ω_1 .

Кривая 1 отвечает мнимой части точного значения нуля,
кривая 2 – мнимой части асимптотики этого нуля.

На рис. 1 и рис. 2 проводится сравнение действительных (рис. 1) и мнимых (рис. 2) частей точного значения нуля $\eta_0(\omega_1)$ согласно (3.5) и асимптотического представления нуля $\eta_0^{(0)} = (1+i)/2\sqrt{\omega_1}$.

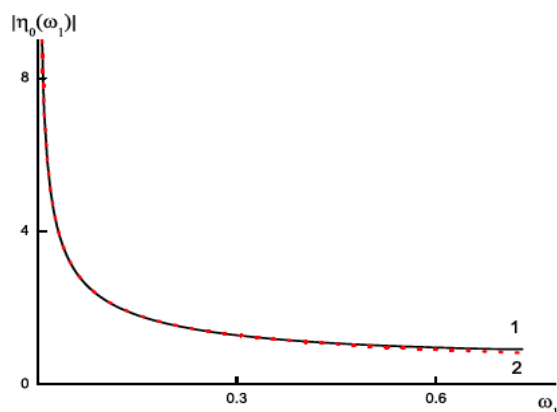


Рис. 3. Зависимость модуля нуля дисперсионной функции от параметра ω_1 .

Сплошная кривая 1 отвечает модулю точного значения нуля, точечная кривая 2 отвечает асимптотическому представлению нуля.

На рис.3 проводится сравнение модулей точного и асимптотического представлений нулей. Введем функцию ошибок – функцию относительно отклонения асимптотического представления модуля нуля от модуля его точного представления:

$$O(\omega_1) = \frac{|\eta_0(\omega_1)| - |\eta_0^{(0)}(\omega_1)|}{|\eta_0(\omega_1)|}.$$

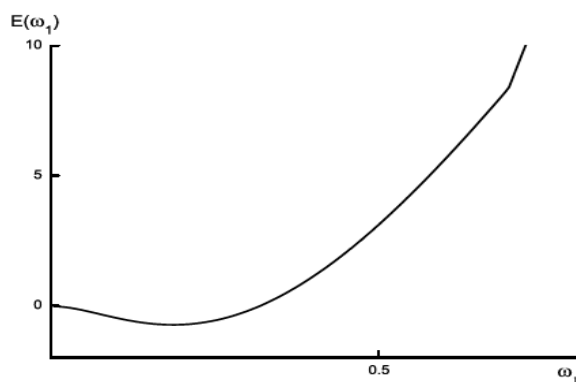


Рис.4. Функция ошибок – относительное отклонение модуля асимптотического представления нуля от модуля его точного значения.

На рис.4 представлено поведение функции ошибок как функции безразмерной частоты колебаний плоскости, ограничивающей разреженный газ во второй задачи Стокса. Из рис.4 видно, что в интервале $0 \leq \omega_1 \leq 0.392$ величина функции ошибок не пре-

вышает одного процента. Этот факт позволяет в прикладных вопросах использовать асимптотическое представление нуля дисперсионной функции.

4. Заключение

В настоящей работе исследуются нули дисперсионной функции из второй задачи Стокса. Вторая задача Стокса – задача о поведении разреженного газа, заполняющего полупространство. Плоскость, ограничивающая полупространство, совершает гармонические колебания в своей плоскости. Используется линеаризованное кинетическое уравнение. С помощью факторизирующей функции доказывается формула факторизации дисперсионной функции. С помощью формулы факторизации в явном виде находятся нули дисперсионной функции и проводится их исследование в зависимости от величины безразмерной частоты колебаний плоскости, $0 \leq \omega_l \leq 0.392$, в котором величина функции ошибок не превышает одного процента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гахов Ф.Д. Краевые задачи. М.: Наука, 1987, 677 с.
2. Дудко В.В. Скольжение разреженного газа вдоль неподвижных и колеблющихся поверхностей, дисс., Москва, 2010. 108 стр.
3. Дудко В.В., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Влияние свойств поверхности на характеристики сдвиговых волн// ЖТФ. 2005. Т. 75, вып.4, 134-135.
4. Дудко В.В., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Генерация колеблющейся поверхностью сдвиговых волн в газе// ТВТ. 2009. Т. 47. No. 2, 262-268.
5. Жаринов В.В., Владимиров В.С. Уравнения математической физики, М.: Физмалит, 1999.
6. Латышев А.В., Юшканов А.А. Аналитические методы в кинетической теории, Монография. Изд-во МГОУ, М., 2008, 280 с.
7. Akimova V.A., Latyshev A.V., Yushkanov A.A. Analytical solution of the second Stokes problem on behaviour of gas over oscillation surface. Part I: eigenvalues and eigensolutions//ArXiv: 1111.3429v1 [math-ph] 15 Nov 2011. 27 pp.
8. Akimova V.A., Latyshev A.V., Yushkanov A.A. Analytical solution of the second Stokes problem on behaviour of gas over oscillation surface. Part II: mathematical apparatus of solving of problem//ArXiv: 1111.5182v1 [math-ph] 22 Nov 2011. 26 pp.
9. Akimova V.A., Latyshev A.V., Yushkanov A.A. Analytical Solution of Second Stokes Problem on Behavior of Gas over Oscillation Surface. Part III: Solving of Problem and Applications// arXiv: 1112.1283v1 [math-ph] 6 Dec 2011, 40 pp.
10. Akimova V.A., Latyshev A.V., Yushkanov A.A. The Second Stokes Problem with Specular - Diffusive Boundary Conditions in Kinetic Theory// arXiv: 1201.2624v1 [math-ph] 12 Jan 2012. 20 pp.
11. Anastasselou E.G. and Ioakamidis N.I. A generation of the Siewert — Burniston method for the determination of zeros of analytic functions// J. Math. Phys. Vol. 25, №8, 1984. 2422.
12. Anastasselou E.G. and Ioakamidis N.I. Application of the Cauchy theorem to the location of zeros of sectionally analytic functions// J. Appl. Math. Phys. (ZAMP). Vol. 35, №5, 1984. Pp. 705-711.

13. *Burniston E.E. and Siewert C.E.* The Use of Riemann — Hilbert Problem in Solving a Class of Transcendental Equations// *Proc. of the Cambridge Phil. Soc.*, 73 (1973). Pp. 111-118.
14. *Ioakamidis N.I.* A unified Riemann — Hilbert problem to the analytical determination of zeros of sectionally analytic functions// *J. Math. Anal. and Appl.* Vol. 129, №1, 1988. Pp. 134-141.
15. *Ioakamidis N.I.* Application of the generalized Siewert — Burniston method to locating zeros and poles of meromorphic functions// *J. Appl. Math. Phys. (ZAMP)*. Vol. 36, №5, 1984. Pp. 733-742.
16. *Sharipov F. and Kalempa D.* Gas flow around a longitudinally oscillating plate at arbitrary ratio of collision frequency to oscillation frequency// *Rarefied Gas Dynamics: 25-th International Symposium*, edited by M.S.Ivanov and A.K.Rebrov. Novosibirsk, 2007. P. 1140-1145.
17. *Siewert C.E. and Thomas J. R., Jr.* Half-Space Problems in the Kinetic Theory of Gases// *The Physics of Fluids*, 16 (1973). Pp.1557-1559.
18. *Siewert C.E.* Explicit Results for the Quantum-Mechanical Energy States Basic to a Finite Square-Well Potential// *Journal of Mathematical Physics*, 19 (1978) 434-435.
19. *Siewert C.E.* On Computing Eigenvalues in Radiative Transfer// *Journal of Mathematical Physics*, 21 (1980). Pp. 2468-2470.
20. *Stokes G.G.* On the effect of internal friction of fluids on the motion of pendulums. *Trans. Cambr. Phil.* IX, 1851, 8–106.

ZERO OF THE DISPERSION EQUATIONS FROM THE SECOND STOKES PROBLEM ABOUT BEHAVIOUR OF GAS OVER THE FLUCTUATING SURFACE

V. Akimova, A. Bugrimov, A. Latyshev, A. Yushkanov

*Moscow state regional university
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. In the present work zero of dispersion function from the second Stokes problem are investigated. The second Stokes problem is the problem about behaviour of the rarefied gas filling half-space. A plane, limiting half-space, makes harmonious fluctuations in the plane. We use the linear kinetic equation. The formula of factorization of dispersion function is proved with the help of solution of boundary value Riemann problem the theory of functions of the complex variable. By means of the factorization formula in an explicit form there are zero of dispersion function and their research depending on quantity of dimensionless frequency of a plane limiting gas is carried out.

Keywords: second Stokes problem, the kinetic equation, separation on of variables, dispersion function, zero of dispersive function, factorization of dispersion function, boundary value Riemann problem.

ФИЗИКА

УДК 533.72

**РЕШЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ В ТЕОРИИ
НЕСТАЦИОНАРНОГО ДИФфуЗИОФЕРЕЗА КРУПНОЙ
ТВЕРДОЙ НЕЛЕТУЧЕЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ**

В.Е. Ефремов, М.К. Кузьмин

*Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Авторы начинают построение теории нестационарного диффузиофоре́за крупной твердой нелетучей частицы сферической формы в вязкой газовой среде. Приводится решение гидродинамической задачи, которая разбита на стационарную и строго нестационарную части. В результате решения этой задачи получены формулы, позволяющие получить зависимость стационарной и нестационарной составляющих диффузиофоретической скорости рассматриваемой частицы от соответствующих слагаемых градиента концентрации.

Ключевые слова: нестационарный диффузиофоре́з, крупная сферическая частица, гидродинамическая задача, градиент концентрации.

1. Постановка задачи

В статье ставится задача построения теории нестационарного диффузиофоретического движения крупной твердой нелетучей частицы сферической формы с учетом диффузионного скольжения газа вдоль поверхности частицы. Рассмотрим одиночную твердую нелетучую частицу сферической формы радиуса R , взвешенную в неоднородной по концентрации бинарной газовой смеси. Будем полагать, что мы имеем дело с вязкой несжимаемой газовой средой. Относительные концентрации молекул смеси определяются следующим образом:

$$C_1 = \frac{n_1}{n}, \quad C_2 = \frac{n_2}{n},$$

где n_1, n_2 – числа молекул первого и второго видов соответственно в единице объема смеси и $n_1 + n_2 = n$. Причем

$$C_1 + C_2 = 1.$$

В дальнейшем будем рассматривать первый компонент смеси в качестве диффундирующего. Обозначим через λ_1, λ_2 средние длины свободного пробега молекул первого и второго видов соответственно. Выбор метода решения задачи построения теории нестационарного диффузиофоре́за твердой нелетучей сферической аэрозольной частицы зависит от отношения средних длин свободного пробега молекул газа к размеру аэрозольной частицы [10]. Мы полагаем, что $\lambda_1/R \ll 1, \lambda_2/R \ll 1$, т. е., рассматриваем крупную сферическую частицу. Поэтому в исследованиях привлекаем классические

методы динамики сплошной среды [6, 7]. При использовании уравнения Навье-Стокса предполагаем, что число Рейнольдса мало.

Для частицы, имеющей сферическую форму, математические выкладки удобно проводить в сферической системе координат (r, θ, φ) с началом в центре частицы. На относительно большом удалении от частицы ($r \gg R$) предположим наличие во внешней газовой среде градиентов концентраций $[\nabla C_1(t)]_\infty$ и $[\nabla C_2(t)]_\infty$ (t – время), причем

$$[\nabla C_1(t)]_\infty = -[\nabla C_2(t)]_\infty.$$

Для определенности будем считать, что направление градиента концентрации $[\nabla C_1(t)]_\infty$ совпадает с направлением полярной оси. Согласно выбору начала системы координат, частицу будем считать покоящейся, а центр инерции внешней среды движущимся относительно частицы при $r \rightarrow \infty$ со скоростью $\vec{u} = \vec{u}(t)$. При этом скорость диффузиофореза частицы относительно центра инерции внешней среды будет равна:

$$\vec{u}_D(t) = -\vec{u}(t).$$

Картина обтекания сферической частицы потоком газа имеет азимутальную симметрию из-за выбора направления полярной оси вдоль вектора $[\nabla C_1(t)]_\infty$. Поэтому рассматриваемые переменные величины не зависят от угла φ . Такое поле течения называется осесимметричным.

Дифференциальные уравнения движения вязкой несжимаемой среды в сферических координатах при ее осесимметричном течении без учета действия массовых сил можно представить в виде [7]:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 v_r \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \theta}(r v_\theta \sin \theta) = 0, \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \left(\Delta_{r\theta} v_r - \frac{2v_r}{r^2} - \frac{2v_\theta}{r^2} \operatorname{ctg} \theta - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right), \\ \frac{\partial v_\theta}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_e r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \nu \left(\Delta_{r\theta} v_\theta - \frac{v_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right), \end{aligned} \quad (1.2)$$

где

$$\Delta_{r\theta} = \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \right],$$

v_r, v_θ – соответственно радиальная и касательная компоненты локальной среднemasсовой скорости газовой среды $\vec{v}(r, \theta, t)$, ν – кинематический коэффициент вязкости, ρ_e – плотность среды, $P = P(r, \theta, t)$ – давление. Равенство (1.1) является условием несжимаемости среды.

На достаточно большом расстоянии от частицы (при $r \rightarrow \infty$) справедливы граничные условия [11]:

$$v_{r|r \rightarrow \infty} = |\vec{u}| \cos \theta, \quad (1.3)$$

$$v_{\theta|r \rightarrow \infty} = -|\vec{u}| \sin \theta. \quad (1.4)$$

На поверхности частицы справедливо граничное условие:

$$v_{r|r=R} = 0, \quad (1.5)$$

показывающее, что твердая поверхность частицы неподвижна.

Распределение концентрации первого компонента бинарной газовой смеси удовлетворяет дифференциальному уравнению:

$$\frac{\partial C_1}{\partial t} = D_{12} \Delta_{r\theta} C_1,$$

где D_{12} – коэффициент диффузии.

На поверхности частицы выполняется граничное условие:

$$\left. \frac{\partial C_1}{\partial r} \right|_{r=R} = 0.$$

Это условие означает, что на поверхности частицы не происходит изменения концентрации первого компонента смеси.

При $r \rightarrow \infty$ справедливо граничное условие:

$$C_1 = C_{01} + [\nabla C_1(t)]_{\infty} r \cos \theta,$$

где $C_{01} = \frac{n_{01}}{n_0}$ (n_{01} – среднее число молекул первого компонента газовой смеси в единице объема, n_0 – среднее число молекул газовой смеси в единице объема).

Учет явления диффузионного скольжения газа вдоль поверхности частицы описывается следующим граничным условием [11]:

$$v_{\theta|r=R} = \frac{K_{sl} D_{12}}{R} \left. \frac{\partial C_1}{\partial \theta} \right|_{r=R}, \quad (1.6)$$

где K_{sl} – коэффициент диффузионного скольжения.

При построении теории нестационарного диффузиофореза мы предполагаем, что при нулевом значении времени имеет место его стационарный случай, а при значениях времени $t > 0$ происходит наложение строго нестационарного диффузиофореза на имеющийся стационарный процесс. Поэтому необходимо провести разделение граничных условий для стационарного и строго нестационарного случаев диффузиофореза.

Для давления полагаем:

$$P(r, \theta, t) = P_1(r, \theta) + P_2(r, \theta, t),$$

$$P_1(r, \theta) = P(r, \theta, t)|_{t=0},$$

следовательно,

$$P_2(r, \theta, t)|_{t=0} = 0.$$

Проведем дальнейшее разделение граничных условий для стационарного и строго нестационарного случаев диффузиофореза. Полагаем:

$$C_1(r, \theta, t) = C_1^{(1)}(r, \theta) + C_1^{(2)}(r, \theta, t), \quad (1.7)$$

$$\vec{v}(r, \theta, t) = \vec{v}_1(r, \theta) + \vec{v}_2(r, \theta, t), \quad (1.8)$$

причем,

$$C_1^{(1)}(r, \theta) = C_1(r, \theta, t)|_{t=0}, \quad (1.9)$$

$$\vec{v}_1(r, \theta) = \vec{v}(r, \theta, t)|_{t=0}, \quad (1.10)$$

следовательно,

$$C_1^{(2)}(r, \theta, t)|_{t=0} = 0, \quad (1.11)$$

$$\vec{v}_2(r, \theta, t)|_{t=0} = 0, \quad (1.12)$$

В силу равенств (1.12), (1.14), (1.16) следует считать, что

$$\vec{u}(t) = \vec{u}_1 + \vec{u}_2(t), \quad (1.13)$$

$$\vec{u}_1 = \vec{u}(t)|_{t=0}, \quad (1.14)$$

$$\vec{u}_2(t)|_{t=0} = 0. \quad (1.15)$$

2. Решение стационарной и строго нестационарной частей гидродинамической задачи для крупной сферической частицы

Продолжим разделение граничных условий для стационарного и строго нестационарного случаев гидродинамической задачи. Из граничных условий (1.3) – (1.5) с учетом равенств (1.8), (1.10), (1.12) – (1.15) получаем следующие условия при $t = 0$:

$$v_{r|r \rightarrow \infty}^{(1)} = |\vec{u}_1| \cos \theta, \quad (2.1)$$

$$v_{\theta|r \rightarrow \infty}^{(1)} = -|\vec{u}_1| \sin \theta, \quad (2.2)$$

$$v_{r|r=R}^{(1)} = 0 \quad (2.3)$$

и при $t > 0$:

$$v_{r|r \rightarrow \infty}^{(2)} = |\vec{u}_2| \cos \theta, \quad (2.4)$$

$$v_{\theta|r \rightarrow \infty}^{(2)} = -|\vec{u}_2| \sin \theta, \quad (2.5)$$

$$v_{r|r=R}^{(2)} = 0, \quad (2.6)$$

где $\vec{u}_2 = \vec{u}_2(t)$. Из граничного условия (1.6) в силу равенств (1.7) – (1.12) получаем при $t = 0$ и при $t > 0$ соответственно

$$v_{\theta|r=R}^{(1)} = \frac{K_{st} D_{12}}{R} \frac{\partial C_1^{(1)}}{\partial \theta} \Big|_{r=R}, \quad (2.7)$$

$$v_{\theta|r=R}^{(2)} = \frac{K_{st} D_{12}}{R} \frac{\partial C_1^{(2)}}{\partial \theta} \Big|_{r=R}. \quad (2.8)$$

Перейдем непосредственно к решению гидродинамической задачи. На основании условия несжимаемости среды (1.1) можно ввести функцию тока $\psi = \psi(r, \theta, t)$ осесимметричного течения, полагая

$$v_r = -\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad v_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (2.9)$$

Используя оператор Стокса:

$$D_S = \Delta_{r\theta} - \frac{2}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{\cot \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right),$$

уравнения (1.2) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta \partial t} &= \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\nu}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial D_S \psi}{\partial \theta}, \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial t} &= -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{\nu}{\sin \theta} \frac{\partial D_S \psi}{\partial r}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Исключив из уравнений (2.10) давление, получим следующее дифференциальное уравнение с частными производными:

$$\frac{\partial D_s \psi}{\partial t} = \nu D_s D_s \psi. \quad (2.11)$$

Функцию тока будем искать в виде

$$\psi = \sin^2 \theta \, f(r, t), \quad (2.12)$$

где $f(r, t)$ – неизвестная функция. Полагаем

$$\begin{aligned} f(r, t) &= f_1(r) + f_2(r, t), \\ f(r, t)|_{t=0} &= f_1(r), \end{aligned} \quad (2.13)$$

следовательно,

$$f_2(r, t)|_{t=0} = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial r}|_{t=0} = 0. \quad (2.15)$$

В силу равенства (2.12) дифференциальное уравнение (2.11) представляется в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{2f}{r^2} \right) = \nu \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{2}{r^2} \right) \left(\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{2f}{r^2} \right). \quad (2.16)$$

Если функции $f_1(r)$ и $f_2(r, t)$ являются решениями дифференциальных уравнений:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{2}{r^2} \right) \left(\frac{d^2 f_1}{dr^2} - \frac{2f_1}{r^2} \right) = 0, \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 f_2}{\partial r^2} - \frac{2f_2}{r^2} \right) = \nu \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{2}{r^2} \right) \left(\frac{\partial^2 f_2}{\partial r^2} - \frac{2f_2}{r^2} \right) \quad (2.18)$$

соответственно, то их сумма (2.13) будет решением дифференциального уравнения (2.16).

Рассмотрим дифференциальное уравнение (2.17). Оно является уравнением Эйлера [8]. Его общее решение имеет вид:

$$f_1(r) = \frac{A_1}{r} + B_1 r + C_1 r^2 + D_1 r^4, \quad (2.19)$$

где A_1, B_1, C_1, D_1 – произвольные постоянные, которые определяются условиями задачи.

Используя соотношения (2.9), (2.12), (2.13), находим выражения

$$v_r = -\frac{2 \cos \theta}{r^2} [f_1(r) + f_2(r, t)], \quad v_\theta = \frac{\sin \theta}{r} \left(\frac{df_1}{dr} + \frac{\partial f_2}{\partial r} \right). \quad (2.20)$$

Отсюда при $t = 0$ в силу равенств (2.14), (2.15) получаем радиальную и касательную компоненты вектора $\vec{v}_1 = \vec{v}(r, \theta, t)|_{t=0}$:

$$v_r^{(1)} = v_{r|t=0} = -\frac{2 \cos \theta}{r^2} f_1(r), \quad v_\theta^{(1)} = v_{\theta|t=0} = \frac{\sin \theta}{r} \frac{df_1}{dr}. \quad (2.21)$$

Из граничных условий (2.1) – (2.3) в силу соотношений (2.19), (2.21) находим

$$A_1 = R^2 \left(\frac{|\vec{u}_1|}{2} R - B_1 \right), \quad C_1 = -\frac{|\vec{u}_1|}{2}, \quad D_1 = 0. \quad (2.22)$$

Рассмотрим систему уравнений (2.10) при $t = 0$. Пусть

$$\psi_1 = \psi(r, \theta, t)|_{t=0} = \sin^2 \theta \quad f_1(r).$$

Тогда получаем следующую систему

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_1}{\partial r} &= -\frac{\eta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial D_s \psi_1}{\partial \theta}, \\ \frac{\partial P_1}{\partial \theta} &= \frac{\eta}{\sin \theta} \frac{\partial D_s \psi_1}{\partial r}, \end{aligned} \quad (2.23)$$

где η – коэффициент динамической вязкости. Решая систему дифференциальных уравнений (2.23) с учетом равенств (2.22), находим

$$P_1(r, \theta) = -\frac{2B_1\eta}{r^2} \cos \theta + P_{01} \quad (2.24)$$

где P_{01} – независящая от r и θ постоянная величина, которую можно определить заданием одного из граничных условий

$$P_{01} = P_1(r, \theta)|_{r \rightarrow \infty}, \quad P_{01} = P_1(r, \theta)|_{\theta = \frac{\pi}{2}}.$$

Равнодействующая всех сил, приложенных к элементам сферической частицы в вязком несжимаемом потоке внешней среды, выражается в виде интеграла по ее поверхности:

$$F = \iint_S (\sigma_{rr} \cos \theta - \sigma_{r\theta} \sin \theta)|_{r=R} ds = \int_0^\pi (\sigma_{rr} \cos \theta - \sigma_{r\theta} \sin \theta)|_{r=R} 2\pi R^2 \sin \theta \, d\theta, \quad (2.25)$$

где σ_{rr} , $\sigma_{r\theta}$ – компоненты тензора напряжений. Они имеют выражения [6]

$$\sigma_{rr} = -P + 2\eta \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad \sigma_{r\theta} = \eta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \right).$$

Найдем выражение равнодействующей силы $F^{(1)}$, приложенной к сферической частице в момент времени $t = 0$. В интеграле вида (2.25) для определения силы $F^{(1)}$ подынтегральная функция зависит от величин

$$\sigma_{rr}^{(1)} = \sigma_{rr}|_{t=0}, \quad \sigma_{r\theta}^{(1)} = \sigma_{r\theta}|_{t=0}$$

при $r = R$. Используя выражения (2.21), (2.24), находим

$$\sigma_{rr}^{(1)}|_{r=R} = \frac{6\eta \cos \theta}{R^2} \left(\frac{2A_1}{R^2} + B_1 \right) - P_{01}, \quad \sigma_{r\theta}^{(1)}|_{r=R} = \frac{6A_1\eta}{R^4} \sin \theta.$$

Учитывая первое из равенств (2.22), получаем

$$F^{(1)} = 8\pi\eta B_1. \quad (2.26)$$

Скалярное выражение (2.26) суммарной силы $F^{(1)}$, действующей на сферическую частицу, получено при значениях скорости, независимой от времени. При движении частицы с постоянной скоростью эта суммарная сила равна нулю:

$$\vec{F}^{(1)} = \vec{F}_D^{(1)} + \vec{F}_C^{(1)} = \vec{0}, \quad (2.27)$$

где $\vec{F}_D^{(1)}$ – диффузиофоретическая сила, а $\vec{F}_C^{(1)}$ – сила сопротивления среды. Учитывая (2.26) и (2.27), находим:

$$B_1 = 0. \quad (2.28)$$

В силу равенств (2.22) и (2.28) имеем выражение:

$$f_1(r) = \frac{|\vec{u}_1|}{2} \left(\frac{R^3}{r} - r^2 \right),$$

с учетом которого по второй из формул (2.21) получаем:

$$v_\theta^{(1)} = -|\vec{u}_1| \sin \theta \left(1 + \frac{R^3}{2r^3} \right).$$

В силу последнего равенства из граничного условия (2.7) находим следующее условие, учитывающее явление диффузионного скольжения газа в стационарном случае диффузиофореза:

$$|\vec{u}_1| = -\frac{2K_{sl}D_{12}}{3R\sin\theta} \frac{\partial C_1^{(1)}}{\partial\theta} \Big|_{r=R}. \quad (2.29)$$

Перейдем к решению нестационарной части гидродинамической задачи. Рассмотрим дифференциальное уравнение с частными производными (2.18). Применим к нему интегральное преобразование Лапласа вида [3, 5]

$$F_2(r, p) = L\{f_2(r, t)\} = \int_0^\infty f_2(r, t) e^{-pt} dt, \quad (2.30)$$

где p – комплексный параметр. С учетом начального условия (2.14) получаем в пространстве изображений соответствующее обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{2}{r^2}\right) \left[\frac{d^2 F_2}{dr^2} - F_2 \left(\frac{2}{r^2} + \frac{p}{\nu}\right)\right] = 0. \quad (2.31)$$

Введем обозначение

$$\frac{d^2 F_2}{dr^2} - F_2 \left(\frac{2}{r^2} + \frac{p}{\nu}\right) = G.$$

Тогда дифференциальное уравнение (2.31) представится в виде

$$\frac{d^2 G}{dr^2} - \frac{2G}{r^2} = 0.$$

Общее решение последнего уравнения имеет вид

$$G = \frac{A_2}{r} + B_2 r^2,$$

где A_2, B_2 – произвольные постоянные.

Таким образом, для изображения $F_2(r, p)$ имеем следующее неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 F_2}{dr^2} - \left(\frac{2}{r^2} + \frac{p}{\nu}\right) F_2 = \frac{A_2}{r} + B_2 r^2. \quad (2.32)$$

Легко проверить, что выражение

$$-\frac{\nu}{p}\left(\frac{A_2}{r} + B_2 r^2\right)$$

является частным решением уравнения (2.32). Общее решение однородного уравнения

$$\frac{d^2 F_2}{dr^2} - \left(\frac{2}{r^2} + \frac{p}{\nu}\right) F_2 = 0$$

выражается через модифицированные функции Бесселя первого и второго рода [4, 5. 12]

$$I_{3/2}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left(-\frac{1}{z} shz + chz \right), \quad K_{3/2}(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} \left(1 + \frac{1}{z} \right) e^{-z}$$

следующим образом

$$F_2(r, p) = [C_2 I_{3/2}(r\sqrt{p/\nu}) + D_2 K_{3/2}(r\sqrt{p/\nu})] \sqrt{r}.$$

Поэтому общее решение дифференциального уравнения (2.32) можно записать так:

$$F_2(r, p) = -\frac{\nu}{p} \left(\frac{A_2}{r} + B_2 r^2 \right) + [C_2 I_{3/2}(r\sqrt{p/\nu}) + D_2 K_{3/2}(r\sqrt{p/\nu})] \sqrt{r}. \quad (2.33)$$

Здесь A_2 , B_2 , C_2 , D_2 – произвольные постоянные, которые будут определены условиями рассматриваемой задачи.

Рассмотрим выражения радиальной и касательной компонент $v_r^{(2)}$, $v_\theta^{(2)}$ вектора $\vec{v}_2(r, \theta, t)$, которые с учетом соотношений (1.8), (2.9), (2.12) и (2.13) имеют вид

$$v_r^{(2)} = -\frac{2 \cos \theta}{r^2} f_2(r, t), \quad v_\theta^{(2)} = \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial f_2}{\partial r}.$$

Применив к ним преобразование Лапласа, с учетом обозначения (2.30) получаем:

$$L\{v_r^{(2)}\} = V_r^{(2)} = -\frac{2 \cos \theta}{r^2} F_2(r, p), \quad L\{v_\theta^{(2)}\} = V_\theta^{(2)} = \frac{\sin \theta}{r} \frac{dF_2}{dr}. \quad (2.34)$$

В соответствии с граничными условиями (2.4) – (2.6), (2.8) в пространстве изображений имеем равенства:

$$\frac{F_2(r, p)}{r^2} \Big|_{r \rightarrow \infty} = -\frac{U_2}{2}, \quad (2.35)$$

$$\left(\frac{1}{r} \frac{dF_2}{dr} \right)_{r \rightarrow \infty} = -U_2, \quad (2.36)$$

$$F_2(r, p)|_{r=R} = 0, \quad (2.37)$$

$$\frac{dF_2}{dr} \Big|_{r=R} = \frac{K_{sl} D_{12}}{\sin \theta} \frac{\partial S_1^{(2)}}{\partial \theta} \Big|_{r=R}, \quad (2.38)$$

где

$$U_2 = L\{\vec{u}_2\}, \quad S_1^{(2)} = L\{C_1^{(2)}\}.$$

Как показывает соотношение (2.35) предел выражения $F_2(r, p)/r^2$ при $r \rightarrow \infty$ должен быть конечным. Следовательно, в выражении (2.33) в силу свойств его слагаемых должно быть:

$$C_2 = 0. \quad (2.39)$$

В силу равенства (2.37) имеем:

$$D_2 = \frac{\nu}{p\sqrt{R}} \left(\frac{A_2}{R} + B_2 R^2 \right) K_{3/2}^{-1} \left(R\sqrt{p/\nu} \right). \quad (2.40)$$

Давление

$$P_2(r, \theta, t) = P(r, \theta, t) - P_1(r, \theta)$$

удовлетворяет уравнениям вида (2.10). Заменяя в них P и ψ на P_2 и $\psi_2 = \psi - \psi_1$ соответственно, получим систему дифференциальных уравнений для определения P_2 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \theta \partial t} &= \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P_2}{\partial r} + \frac{\nu}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial D_s \psi_2}{\partial \theta}, \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial r \partial t} &= -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P_2}{\partial \theta} + \frac{\nu}{\sin \theta} \frac{\partial D_s \psi_2}{\partial r}. \end{aligned}$$

Применив к полученным уравнениям преобразование Лапласа (2.30), находим соответствующие уравнения в пространстве изображений

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_2}{\partial r} &= -2\eta \left(\frac{A_2}{r^3} + B_2 \right) \cos \theta, \\ \frac{\partial Q_2}{\partial \theta} &= -\eta \left(\frac{A_2}{r^2} - 2B_2 r \right) \sin \theta, \end{aligned} \quad (2.41)$$

где

$$Q_2 = Q_2(r, \theta, p) = L\{P_2(r, \theta, t)\},$$

η – коэффициент динамической вязкости. Решая систему уравнений (2.41), находим

$$Q_2(r, \theta, p) = \eta \left(\frac{A_2}{r^2} - 2B_2 r \right) \cos \theta + Q_{02}(p), \quad (2.42)$$

где

$$Q_{02}(p) = Q_2(r, \theta, p) \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}}.$$

Найдем изображение $W^{(2)}(p)$ равнодействующей всех зависящих от времени сил, приложенных к элементам сферической частицы в вязком несжимаемом потоке внешней среды. В пространстве изображений оно выражается в виде следующего интеграла:

$$W^{(2)}(p) = \int_0^\pi (S_{rr}^{(2)} \cos \theta - S_{r\theta}^{(2)} \sin \theta) \Big|_{r=R} 2\pi R^2 \sin \theta \, d\theta,$$

где

$$S_{rr}^{(2)} = -Q_2 + 2\eta \frac{\partial V_r^{(2)}}{\partial r}, \quad S_{r\theta}^{(2)} = \eta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_r^{(2)}}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta^{(2)}}{\partial r} - \frac{V_\theta^{(2)}}{r} \right).$$

Используя выражения (2.34), (2.42) с учетом равенств (2.39), (2.40) находим

$$W^{(2)} = -4\pi\eta A_2. \quad (2.43)$$

Движение сферической частицы в окружающей ее среде можно рассматривать как происходящее в пустоте, если только использовать эффективную массу этой частицы, которая складывается из массы самой частицы и из присоединенной массы, равной половине массы вещества внешней среды, вытесняемого сферической частицей. Следовательно, в пространстве изображений с учетом равенства (1.15) имеем

$$W^{(2)} = \frac{4\pi R^3}{3} \left(\rho_i + \frac{\rho_e}{2} \right) p U_2, \quad (2.44)$$

где ρ_i – плотность вещества сферической частицы.

Из соотношений (2.43), (2.44) находим:

$$A_2 = -\frac{R^3}{3\eta} \left(\rho_i + \frac{\rho_e}{2} \right) p U_2. \quad (2.45)$$

Оставшуюся неопределенной величину B_2 в выражении (2.33) можно определить с помощью любого из условий (2.35), (2.36), учитывая равенство (2.39). Она имеет выражение:

$$B_2 = \frac{pU_2}{2\nu}. \quad (2.46)$$

В силу найденных выражений (2.39), (2.40), (2.45), (2.46) имеем:

$$F_2(r, p) = \frac{U_2}{6\rho_e r} \times \\ \times \left[R^3(2\rho_i + \rho_e) - 3\rho_e r^3 + 2(\rho_e - \rho_i)Rr\sqrt{Rr}K_{3/2}^{-1}(R\sqrt{p/\nu})K_{3/2}(r\sqrt{p/\nu}) \right]$$

Отсюда находим:

$$\left. \frac{dF_2}{dr} \right|_{r=R} = -U_2 R \left[\frac{3}{2} + \frac{R^2(\rho_e - \rho_i)}{3\rho_e} \frac{p}{\nu + R\sqrt{\nu \cdot p}} \right].$$

С учетом последнего равенства условие (2.38) можно представить в виде:

$$U_2 = -\frac{K_{sl}D_{12}}{R \sin \theta} F_U(p) \frac{\partial S_1^{(2)}}{\partial \theta} \Big|_{r=R}, \quad (2.47)$$

где

$$F_U(p) = \frac{6\rho_e(\nu + R\sqrt{\nu \cdot p})}{2R^2(\rho_e - \rho_i)p + 9\rho_e(\nu + R\sqrt{\nu \cdot p})}. \quad (2.48)$$

Как показывают выражения (2.47), (2.48), характер дальнейшего решения задачи по определению нестационарной составляющей диффузиофоретической скорости частицы $\vec{u}_{2D}(t) = -\vec{u}_2(t)$ зависит от соотношения плотностей внешней газовой среды и вещества частицы.

Пусть $\rho_e - \rho_i \neq 0$. При этом ассоциированный со знаменателем выражения (2.48) квадратный трехчлен:

$$g_0 z^2 + g_1 z + g_2,$$

где

$$g_0 = 2R^2(\rho_e - \rho_i), \quad g_1 = 9R\rho_e\sqrt{\nu}, \quad g_2 = 9\rho_e\nu,$$

имеет различные, отличные от нуля вещественные корни:

$$z_j = -\frac{3\rho_e\sqrt{\nu}}{4R(\rho_e - \rho_i)} \left[3 + (-1)^j \sqrt{1 + 8\rho_i/\rho_e} \right] \quad (j=1, 2).$$

Поэтому, применив к выражению (2.48) обратное преобразование Лапласа [2], находим:

$$L^{-1}\{F_U(p)\} = 6\rho_e \left[\frac{R}{g_0} \sqrt{\frac{\nu}{\pi t}} + \frac{z_1(\nu + Rz_1\sqrt{\nu})}{g_0(z_1 - z_2)} e^{\frac{z_1^2}{2}t} \operatorname{erfc}(-z_1\sqrt{t}) + \frac{z_2(\nu + Rz_2\sqrt{\nu})}{g_0(z_2 - z_1)} e^{\frac{z_2^2}{2}t} \operatorname{erfc}(-z_2\sqrt{t}) \right].$$

В последнем равенстве обозначим через $f_u(t)$ выражение, стоящее в квадратных скобках. Тогда при $\rho_e - \rho_i \neq 0$ в пространстве оригиналов получаем:

$$|\vec{u}_2| = -\frac{6K_{sl}\eta}{R \sin \theta} f_u(t) * \frac{\partial C_1^{(2)}}{\partial \theta} \Big|_{r=R},$$

где символ * обозначает операцию свертывания.

В случае $\rho_e = \rho_i$ соотношение (2.48) принимает более простой вид, из которого находим равенство:

$$|\vec{u}_2| = -\frac{2K_{sl}D_{12}^{(e)}}{3R \sin \theta} \frac{\partial C_1^{(2)}}{\partial \theta} \Big|_{r=R},$$

аналогичное равенству (2.29), имеющему место в стационарном случае диффузиофореза.

Для того, чтобы получить окончательные формулы, описывающие зависимость стационарной и нестационарной составляющих диффузиофоретической скорости сферической частицы от соответствующих слагаемых градиента концентрации, необходимо решить надлежащую диффузионную задачу и определить выражения:

$$\frac{\partial C_1^{(1)}}{\partial \theta} \Big|_{r=R}, \quad \frac{\partial C_1^{(2)}}{\partial \theta} \Big|_{r=R}.$$

Решение диффузионной задачи будет опубликовано в следующем номере журнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Барина М. Ф., Костицына Л. И., Яламов Ю.И.* Теория движения твердой сферической частицы в неоднородной вязкой среде. – М.: Издательство МГОУ, 2005. – 120 с.
2. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Таблицы интегральных преобразований. Т. 1. – М.: Наука, 1969. – 344 с.
3. *Деч Г.* Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования. – М.: Наука, 1971. – 288 с.
4. *Корнев Б. Г.* Введение в теорию бесселевых функций. – М.: Наука, 1971. – 288 с.
5. *Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.* Методы теории функций комплексного переменного. – СПб.: Лань, 2002. – 688 с.

6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 736 с.
7. Слезкин Н. А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. – М.: Гостехиздат, 1955. – 520 с.
8. Степанов В. В. Курс дифференциальных уравнений. – М.: Издательство ЛКИ, 2008. – 472 с.
9. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. – М.: Издательство МГУ, Наука, 2004. – 798 с.
10. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. – М.: Издательство АН СССР, 1955. – 352 с.
11. Яламов Ю. И., Галоян В. С. Динамика капель в неоднородных вязких средах. – Ереван: Луйс, 1985. – 208 с.
12. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. – М.: Наука, 1968. – 344 с.

**THE SOLUTION OF HYDRODYNAMIC PROBLEM IN THE THEORY
OF NONSTATIONARY DIFFUSIOPHORESIS
OF LARGE NON-VOLATILE SOLID SPHERICAL PARTICLE**

V. Efremov, M. Kuzmin

*Moscow state regional university
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. The authors begin construction of the theory of nonstationary diffusiophoresis of large non-volatile solid spherical particle in a viscous gas medium. The solution of hydrodynamic problem is carried out. This problem is divided into stationary and strictly nonstationary parts. Formulas allowing to determine the dependence of stationary and nonstationary diffusiophoresis velocity components of the particle from corresponding terms of concentration gradient were obtained.

Keywords: nonstationary diffusiophoresis, large spherical particle, hydrodynamic problem, concentration gradient.

УДК 544.25

АНИЗОТРОПИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Д.Л. Богданов, В.А. Емельянов, А.В. Шубин

*Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Измерены диэлектрические проницаемости ориентированных магнитным полем нематических жидких кристаллов ЖК-1282, ЖК-440 и Н-37 в СВЧ-диапазоне при атмосферном давлении в интервале температур 293-350К. У всех исследуемых жидких кристаллов зависимость диэлектрических проницаемостей $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\parallel}$ от температуры выражена слабо. У жидких кристаллов Н-37 и ЖК-1282 на частоте 30 ГГц наблюдается анизотропия $\Delta\epsilon$ с противоположным знаком. У ЖК-440 смены знака на данной частоте не наблюдается.

Ключевые слова: Жидкие кристаллы, ЖК-440, ЖК-1282, Н-37, диэлектрическая проницаемость, анизотропия диэлектрической проницаемости, сверхвысокие частоты, смена знака $\Delta\epsilon$.

В жидкостях с неполярными молекулами результаты измерения диэлектрической проницаемости на низких частотах совпадают со значениями, полученными при измерениях в статических полях. В случае с жидким кристаллом (ЖК) получение достоверного значения для диэлектрической проницаемости на низких частотах весьма затруднительно, т.к. его молекулы обладают собственным дипольным моментом, обуславливающим наличие у вещества ориентационной поляризации. При этом молекулы испытывают значительное дезориентирующее влияние из-за наличия теплового движения и многочисленных течений, возникающих в жидкости.

С увеличением частоты внешнего переменного поля диполи молекул не успевают следовать за изменениями поля и на первый план выступают деформационные механизмы поляризации. Таким образом, при высоких частотах ориентационными явлениями можно пренебречь.

Практический интерес представляет собой измерение зависимости анизотропии диэлектрической проницаемости жидкого кристалла, ориентированного магнитным полем от температуры в области сверхвысоких частот.

В качестве исследуемых веществ были взяты жидкие кристаллы Н-37, ЖК-440 и ЖК-1282. Измерения проводились на частоте 30 ГГц в интервале температур 293-350К при атмосферном давлении методом вариации толщины образца [7, с. 191-193, 206-209].

Выбор ЖК Н-37, ЖК-440 и ЖК-1282 в качестве объектов исследования обусловлен следующим:

а) их научно-прикладной значимостью, так как данные вещества имеют широкий температурный интервал существования нематической фазы и нашли техническое применение в устройствах отображения информации;

б) обладают разными знаками анизотропии диэлектрической проницаемости;

в) составляющие смесей являются наиболее изученными жидкими кристаллами, что позволяет привлекать дополнительную информацию для теоретического анализа.

ЖК-1282 обладает положительной анизотропией диэлектрической проницаемости, представляет собой смесь алкоксицианбифениллов, массовая доля которых в смеси 80%, эфира Демуса, массовая доля которого 16% и эфира Грея, составляющего 4% от общей массы смеси [4].

ЖК-440 обладает отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и представляет собой смесь п-н-бутил-п-метоксиазоксибензола [БМОАБ] (67%) и н-бутил-п-гептаноилоксиазоксибензола [БГОАБ] (33%) [4].

ЖК Н-37 обладает отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости, представляет собой бинарную смесь п-4-метоксибензилиден-4-п-бутиланилина (МББА) и 4-этоксibenзилиден-4-п-бутиланилина (ЭББА)[5]. Молярное соотношение компонент в Н-37-1:1.

На рис. 1-3 изображены графики зависимости диэлектрических проницаемостей $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\parallel}$ от температуры для жидких кристаллов Н-37, ЖК-1282 и ЖК-440 на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении. Пунктирной линией обозначен фазовый переход ЖК в изотропную жидкость.

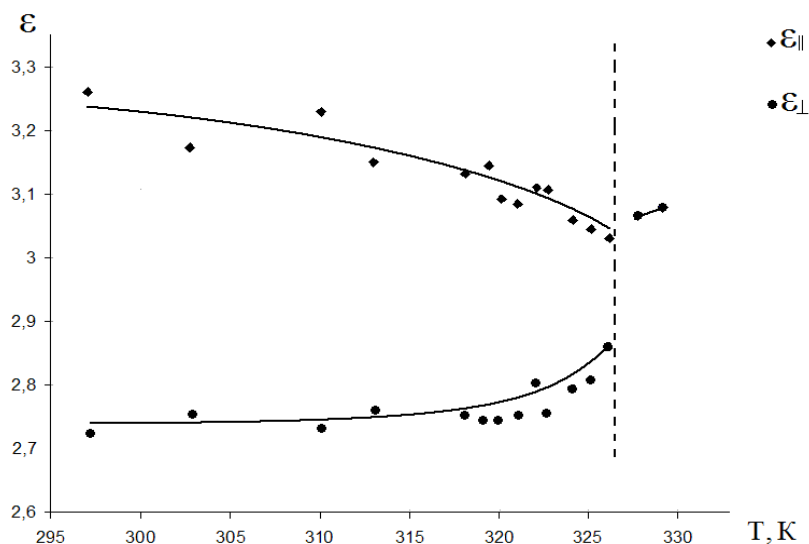


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для жидкого кристалла Н-37, на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении

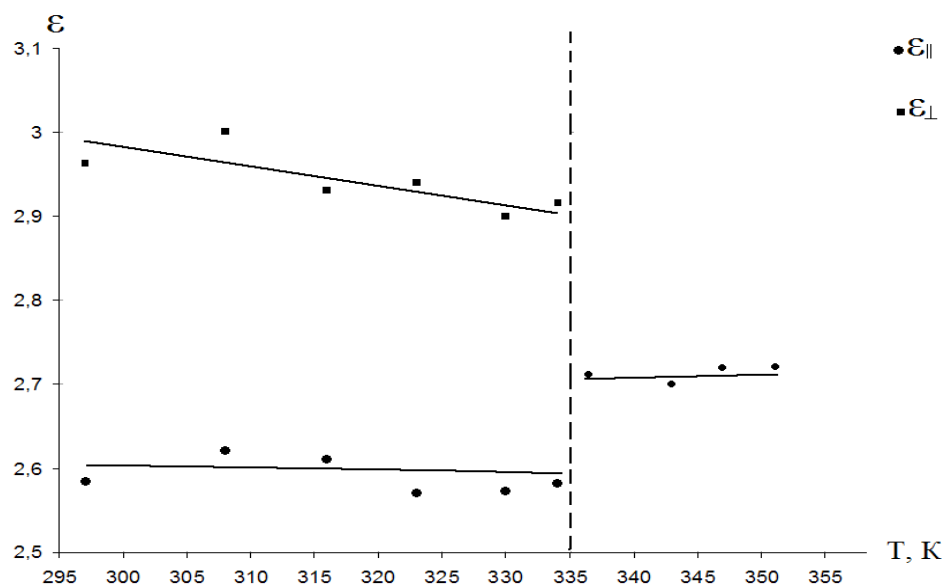


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для ЖК-1282 на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении

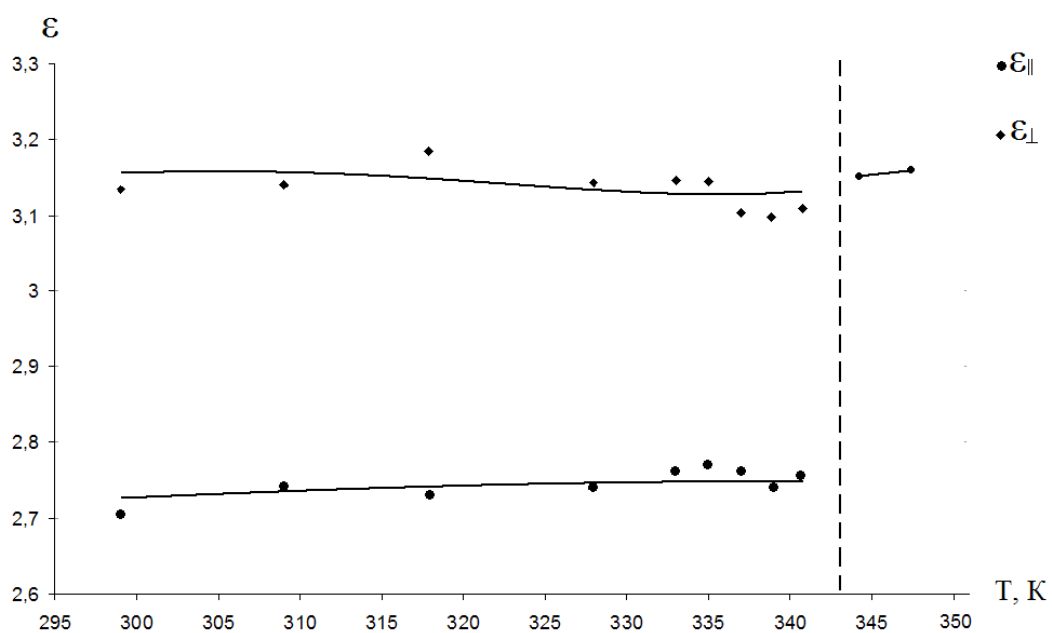


Рис. 3. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для ЖК-440 на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении

Из графиков, представленных на рисунках видно, что диэлектрические проницаемости $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{||}$ у всех трёх исследуемых ЖК слабо зависят от температуры. Это связано с тем, что в области высоких частот выступают на первый план деформационные меха-

низмы поляризации диэлектрика, характерной особенностью которых является малая инерционность. А ориентационные механизмы поляризации, на которые оказывает большое дезориентирующее действие тепловое движение молекул, что и обуславливает зависимость диэлектрической проницаемости от температуры на высоких частотах, из-за большой инерционности, проявляются слабо [8, с. 24-25, 51]. После фазового перехода значение диэлектрической проницаемости не зависит от направления магнитного поля.

На рис. 4-6 изображены графики зависимости анизотропии диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ от температуры для жидких кристаллов Н-37, ЖК-1282 и ЖК-440 на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении. Пунктирной линией обозначен фазовый переход ЖК в изотропную жидкость.

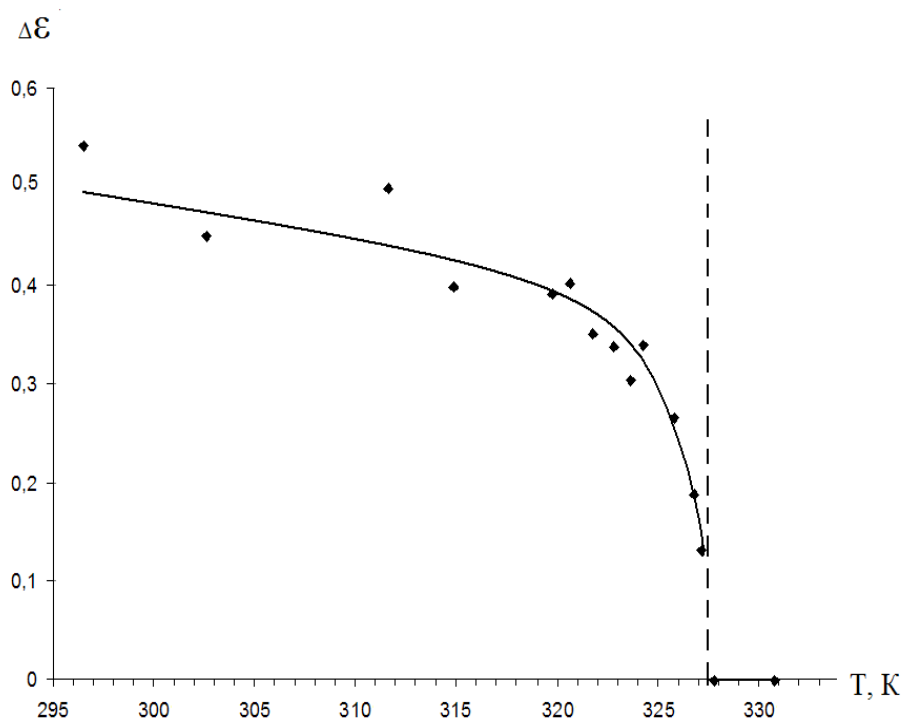


Рис. 4. Зависимость анизотропии диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ от температуры для ЖК Н-37 на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении

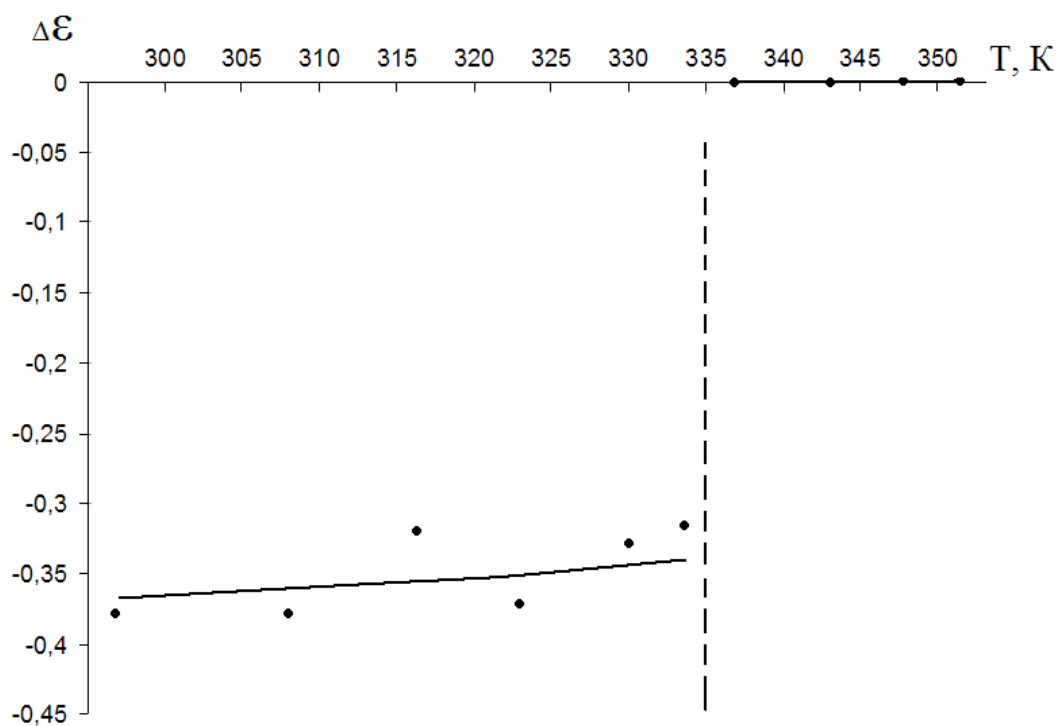


Рис. 5. Зависимость анизотропии диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ от температуры для ЖК-1282 на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении

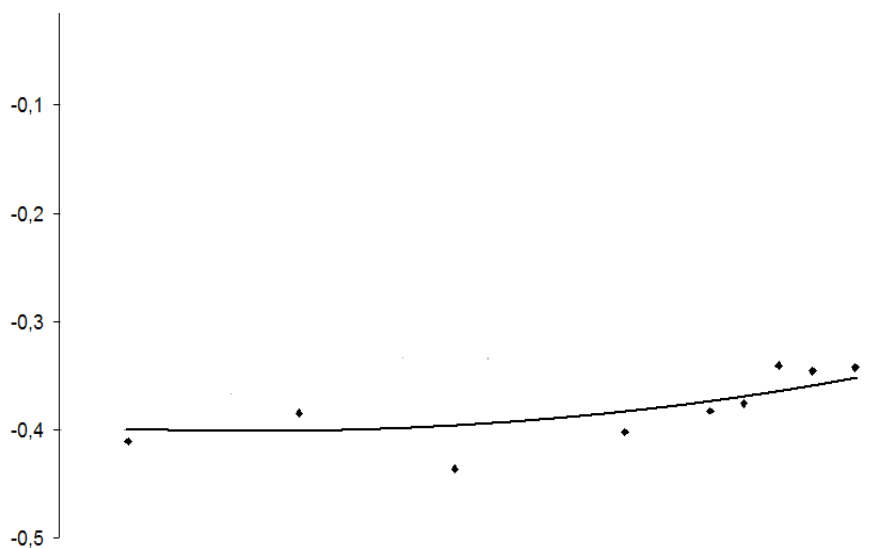


Рис. 6. Зависимость анизотропии диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ от температуры для ЖК-440 на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении

Из графиков, представленных на рис. 4-6 видно, что анизотропия диэлектрической проницаемости ЖК Н-37 на частоте 30 ГГц положительна, с ростом температуры её значение уменьшается и становится равным нулю при фазовом переходе ЖК в изотропную жидкость. У ЖК-440 и ЖК-1282 анизотропия диэлектрической проницаемости на частоте 30 ГГц отрицательна и менее выражено зависит от температуры, скачкообразно уменьшаясь до нуля при фазовом переходе.

Анизотропия диэлектрической проницаемости у жидкого кристалла Н-37 на низких частотах отрицательна, у ЖК-1282 – положительна [4,5]. Из рис. 5,6 видно, что на частоте 30 ГГц для двух данных веществ наблюдаются противоположные знаки анизотропии $\Delta\epsilon$. Это объясняется следующим.

Для большинства материалов диэлектрическая проницаемость в случае переменных электрических полей зависит от частоты [1, с.13]. Наличие анизотропии диэлектрической проницаемости НЖК и её дисперсия объясняется в рамках ориентационно - дипольных представлений. При этом $\epsilon_{\perp}$ отвечает механизму ориентационной поляризации НЖК, связанному с поворотами жёстких стержнеобразных молекул вокруг длинной, а $\epsilon_{\parallel}$ – вокруг короткой оси [6]. С увеличением частоты из-за инерционности молекулярных вращений оси молекул не успевают следовать за изменениями направления поля, в связи с чем уменьшается вклад соответствующего вида вращения в ориентационную поляризацию вещества и значения $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\parallel}$ становятся зависящими только от деформационных механизмов поляризации молекул ЖК. Такая дисперсия диэлектрических проницаемостей $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\parallel}$ в жидких кристаллах как с положительной, так и с отрицательной анизотропией является причиной уменьшения положительных величин $\Delta\epsilon > 0$ и возрастания отрицательных значений $\Delta\epsilon < 0$, что при дальнейшем увеличении частоты, в ряде случаев, приводит к инверсии знака $\Delta\epsilon$ [3, с. 296, 6]. Следует также отметить, что смена знака анизотропии $\Delta\epsilon$ на противоположный происходит при вполне определённой критической частоте f_c [2, с. 186].

Этот эффект представляет интерес для получения дополнительной информации о динамических характеристиках молекул и весьма важен для различных технических устройств, работающих на высоких частотах.

Результаты измерений диэлектрической проницаемости и её анизотропии на частоте 30 ГГц при атмосферном давлении свидетельствуют о том, что ориентационная поляризация на высокой частоте вносит маленький вклад в общую поляризацию молекул ЖК, а преобладающей при данных условиях является деформационная составляющая поляризации, обуславливающая соответствующие значения диэлектрической проницаемости. В связи с этим у жидких кристаллов Н-37 и ЖК-1282 на частоте 30 ГГц наблюдается анизотропия $\Delta\epsilon$ с противоположным знаком. У жидкого кристалла ЖК-440 смены знака на данной частоте не наблюдается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фрёлих Г. Теория диэлектриков. М.: Издательство иностранной литературы, 1960. - 251с.
2. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. - 384с.

3. Капустин А.П. Электрооптические и акустические свойства жидких кристаллов. - М.:1978. – 368с.
4. Кузнецов В.С. Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата наук. М.: 2008.
5. Емельянов В.А. Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата наук. - М. 2002.
6. Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин, В.Ф.Шабанов, В.Н. Шепов. ФТТ, 2000.том 42, вып.3
7. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: Издательство физико-математической литературы,1963. – 404с.
8. Ахадов Я. Ю. Диэлектрические параметры чистых жидкостей. – М.: Издательство МАИ, 1999. – 856с.

ANISOTROPY OF THE DIELECTRIC PERMITTIVITY OF NEMATIC LIQUID CRYSTALS IN SUPER HIGH FREQUENCY RANGE

D. Bogdanov, V. Emelianov, A. Shubin

*Moscow state regional university
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. The dielectric permittivity of nematic liquid crystals LC-1282, LC-440 and N-37 oriented by magnetic field was measured in microwave range at atmospheric pressure for a temperature range from 293 K to 350 K. Dielectric permittivities $\epsilon_{\perp}$ and $\epsilon_{\parallel}$ of all three studied liquid crystals show little dependence on changes in temperature. N-37 and LC-1282 show anisotropy $\Delta\epsilon$ with the opposite sign at 30 GHz. No change in sign is observed for LC-440 at the same frequency.

Keywords: Liquid crystals, LC-440, LC-1282, N-37, dielectric permittivity, anisotropy of dielectric permittivity, Super High Frequency, change in sign $\Delta\epsilon$.

УДК 535.41

РЕКОНСТРУКЦИЯ КОНТУРА ЛОЦИРУЕМОГО ОБЪЕКТА ПО ПАРАМЕТРАМ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ 4-ГО ПОРЯДКА ПОЛЯ РАССЕЯННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РЕГИСТРИРУЕМОГО МАТРИЧНЫМ ФОТОДЕТЕКТОРОМ

П.В. Аракчеев, Е.В. Бурый, А.С. Марянина, Д.А. Семеренко

*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5*

Аннотация. Предложен и с применением физических моделей экспериментально исследован способ реконструкции контура лоцируемого объекта, основанный на определении величин угловых размеров объекта по параметрам корреляционной функции 4-го порядка поля излучения. Оценку каждого углового размера пред-

ложено получать, находя положение первого локального минимума корреляционной функции, отсчеты которой формируются в результате вычисления одномерной свертки отсчетов поля интенсивностей, регистрируемых матричным фотодетектором. Приведены результаты экспериментальных исследований, доказывающие возможность реконструкции контуров объектов при неэквидистантном пространственном размещении фоточувствительных элементов.

Ключевые слова: корреляционная функция, оптическая локация, реконструкция контура объекта.

Введение

Оценка геометрических параметров поверхности Ω лоцируемого объекта по его изображению сопряжено с рядом проблем, основная из которых – необходимость нейтрализации спекл-структур как в окрестности объекта, так и в окрестности приемной апертуры. Кроме того, в ряде задач оптической локации требуется получать информацию о поперечных размерах и форме контура лоцируемого объекта, когда угловое разрешение приемной оптической системы недостаточно для формирования его изображения.

Известно, что параметры корреляционной функции (КФ) регистрируемого излучения связаны с пространственным распределением интенсивности когерентного излучения, рассеянного поверхностью Ω объекта [1]. Поэтому, анализируя параметры КФ, можно оценить угловой размер осесимметричного объекта [1] и обеспечить заданную погрешность измерений [2,3]. Реализация описанного в [4] метода реконструкции контура объекта по совокупности оценок его угловых размеров требует определения способа их получения, являющегося эффективным как с точки зрения минимизации энергетических и вычислительных затрат, так и с точки зрения получения искомого решения с приемлемыми ошибками. Кроме того, реализация этого способа должна обеспечить ряд требований к условиям регистрации отсчетов интенсивности рассеянного поля излучения и возможность их технической реализации.

Метод реконструкции контура плоского объекта по совокупности оценок его угловых размеров

В [4] изложен метод реконструкции контура L_i проекции S_i поверхности Ω лоцируемого объекта на плоскость $X_O O_Y$, перпендикулярную вектору наблюдения V , основанный на определении оценок угловых размеров Ω в N различных направлениях и последующем построении фигуры, представляющей собой на модельной плоскости XOY системы координат (СК) наблюдения $S(x, y)$ множество точек, принадлежащих N полосам P_i с осями симметрии $y_i = \tan(\varphi_i) \cdot x$, $i = 1, 2, \dots, N$. Ширина каждой полосы P_i определяется величиной оценки углового размера в направлении, перпендикулярном ее оси симметрии – рисунок 1.

Уравнения границ i -ой полосы имеют вид:

$$y_i = \tan(\varphi_i) \cdot x \pm \frac{a\hat{\gamma}(\varphi_i)}{\cos(\varphi_i)}; \quad -\pi/2 < \varphi_i < \pi/2; \quad (1)$$

$$x_i = \pm a\hat{\gamma}(\pi/2); \quad \varphi_i = 0, \quad (2)$$

где a – масштабный коэффициент, $\hat{\gamma}(\varphi_i)$ – оценка углового размера Ω , полученная для угла φ_i .

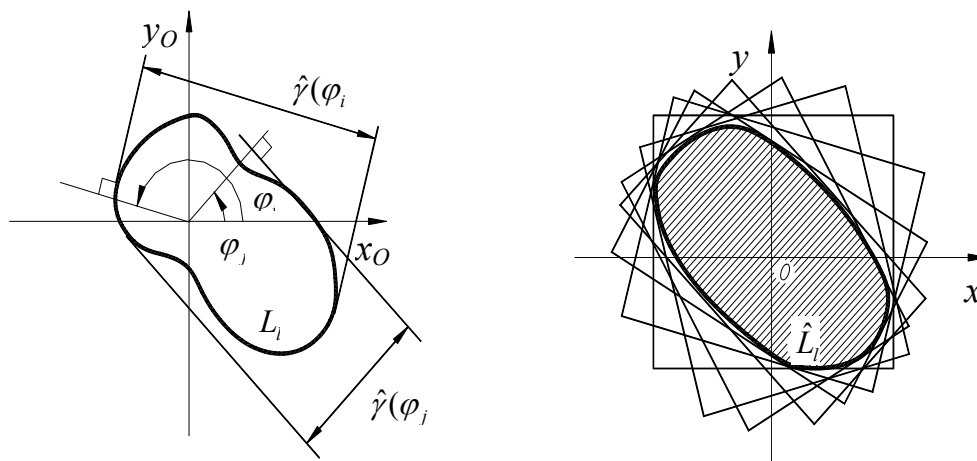


Рис. 1. Реконструкция контура проекции объекта Ω на плоскость, перпендикулярную вектору наблюдения

Оценки $\hat{\gamma}(\varphi_i)$ можно получить в результате анализа корреляционной функции (КФ) 4-го порядка поля рассеянного излучения. В [2] показано, что для однородного случайного поля интенсивностей мгновенную оценку КФ поля рассеянного излучения можно получить в результате вычисления пространственной свертки отсчетов интенсивностей, одновременно зарегистрированных в некоторых точках Q_1 и Q_2 плоскости XOY , положение которых задается радиус-векторами $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$:

$$\hat{\Gamma}_S^{(2,2)}(\delta\mathbf{r}, \tau) = \frac{1}{S_V S_V} \int I(\mathbf{r}, t) \cdot I(\mathbf{r} + \delta\mathbf{r}, t + \tau) d\mathbf{r}$$

где $\delta\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\tau = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/c$, $I(\mathbf{r}, t)$ – интенсивность излучения, зарегистрированная в точке, задаваемой радиус-вектором $\mathbf{r}$, S_V – выбранное пространство наблюдения в плоскости XOY . Если квадрат расстояния между Ω и плоскостью XOY существенно превышает S_V и вектор наблюдения перпендикулярен XOY , то в случае локации плоского объекта можно считать $\tau \approx 0$.

Доказано [2, 3], что при локации осесимметричных объектов для нахождения отсчетов КФ регистрируемого поля излучения можно использовать одномерную свертку:

$$\hat{\Gamma}_L^{(2,2)}(\delta\mathbf{r}, \tau) = \frac{1}{L_V L_V} \int I(\mathbf{r}, t) \cdot I(\mathbf{r} + \delta\mathbf{r}, t + \tau) d\mathbf{r},$$

где L_V – произвольно выбранный отрезок на плоскости XOY , $(\mathbf{r}, \delta\mathbf{r}) \in L_V$.

Положение первого локального минимума КФ 4-го порядка ρ_0 определяется величиной радиуса корреляции поля излучения ρ_c , который, в свою очередь, зависит от величины углового размера объекта и длины волны излучения λ :

$$\rho_c \approx \frac{\lambda}{\gamma}.$$

При регистрации отсчетов поля интенсивностей системой фотодетекторов, размеры приемных апертур которых много меньше L_V , можно считать, что регистрация излучения производится в отдельных точках пространства. Тогда, в соответствии с (1), оценки отсчетов КФ 4-го порядка поля излучения могут быть получены в результате применения дискретной одномерной свертки отсчетов интенсивностей $I_1, I_2, \dots, I_{L_D}$, зарегистрированных L_D фотодетекторами, расположенными на прямой l с интервалом Δd :

$$\hat{\Gamma}^{(2,2)}(k\Delta x, 0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i I_{i+k}, \quad (3)$$

где k – номер отсчета КФ, $k = 0, 1, \dots, k_{\max}$, $k_{\max} < L_D - N$, $N < L_D - k_{\max}$ – размер коррелируемых выборок.

Применение (3) возможно, если $k_{\max} \Delta d > \rho_0$ и $k_{\max} \ll N$, что обеспечивает достижение приемлемой погрешности оценок отсчетов КФ.

Заметим, что если для поля интенсивностей справедлива эргодическая теорема по отношению к операции одномерной свертки, то принципиально возможно получение оценки параметра ρ_0 в одном цикле локации – облучении объекта когерентным излучением и регистрации интенсивностей поля рассеянного излучения – при достаточной длине L_V . Методы корреляции интенсивностей и пространственной свертки дают совпадающие оценки ρ_0 , стремящиеся к истинному значению в тех случаях, когда поле излучения стационарно и однородно. Во всех других случаях эти методы могут приводить к различиям в оценках ρ_0 , причем каждая из получаемых оценок может не стремиться к истинному значению ρ_0 . Отметим, что метод корреляции интенсивностей слабо чувствителен к неоднородности поля, а метод одномерной свертки слабо чувствителен к его нестационарности, но чувствителен к изменению средней интенсивности поля на расстоянии $L_D \Delta d$.

В [2] показано, что максимальный шаг пространственной дискретизации ФД Δl следует определять в соответствии с теоремой Котельникова [5] для граничной пространственной частоты флуктуаций интенсивности излучения χ_m в окрестности линейки фотодетекторов:

$$\chi_m = 2\pi a / \lambda R,$$

где a – максимальный габаритный размер объекта, R – расстояние между объектом и плоскостью регистрации излучения XOY .

Таким образом, возможны два способа практической реализации изложенного метода реконструкции контура L_l , полностью обеспечивающие оговоренные ранее условия регистрации рассеянного излучения. Первый способ включает следующие процедуры: вычисление по результатам регистрации поля интенсивностей рассеянного излучения двумерной КФ 4-го порядка $\hat{G}^{(2,2)}(x, y, 0)$ в СК наблюдения $S(x, y)$; нахождение сечений этой КФ N плоскостями $P_i : i = 1, 2, \dots, N$, перпендикулярными плоскости XOY и проходящими через точку $(0, 0)$, линии пересечения которых с плоскостью XOY образуют углы φ_i с осью абсцисс СК наблюдения; определение положений первых локальных минимумов сечений этой КФ и построении полос с границами, определяемыми уравнениями (1) и (2).

Второй способ предусматривает последовательную во времени регистрацию отсчетов интенсивностей излучения линейкой фотодетекторов при различных величинах углов между l и осью абсцисс СК наблюдения, вычисление в соответствии с (3) одномерных КФ и построение полос с границами (1) и (2). Использование этого способа предполагает осуществление значительного числа циклов локации объекта.

Применение матричного фотоприемника для получения оценок угловых размеров лоцируемого объекта

Основной недостаток первого способа реконструкции объекта – большой объем вычислений. Кроме того, возникает ряд математических трудностей при построении сечений двумерной КФ 4-го порядка, относящейся к классу сложных поверхностей.

Использование второго способа предполагает осуществление значительного числа циклов локации объекта. Преодоление этого недостатка возможно в результате регистрации излучения фотоприемным устройством, представляющим собой систему точечных фотодетекторов, расположенных на линиях, принадлежащих плоскости XOY и проходящих через точку $(0, 0)$ СК наблюдения $S(x, y)$ – рисунок 2. Очевидны технические проблемы, возникающие при реализации такого фотоприемного устройства, когда величина интервала между фотодетекторами должна быть меньше нескольких миллиметров.

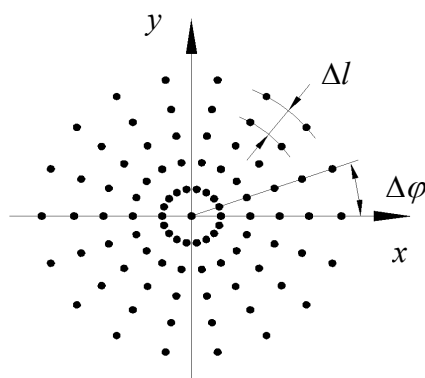


Рис. 2. Система точечных фотодетекторов

Возможной альтернативой является способ, предусматривающий регистрацию излучения матричным фотодетектором и последующее вычисление КФ $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(k, \Delta l, 0)$ в соответствии с (3) вдоль линий $y = \arctg(\varphi_i) \cdot x : i = 1, 2, \dots, N$. Основной проблемой его реализации является осуществление корректного (в смысле соответствия задаче определения локальных минимумов КФ) формирования множества отсчетов интенсивностей $\mathbf{I} : I_1, I_2, \dots, I_{L_D}$. На рис. 3 представлена схема расположения фоточувствительных элементов матричного фотоприемника и отмечены те из них, которые по критерию минимального расстояния между геометрическим центром и линией l следует использовать при формировании $\mathbf{I}$.

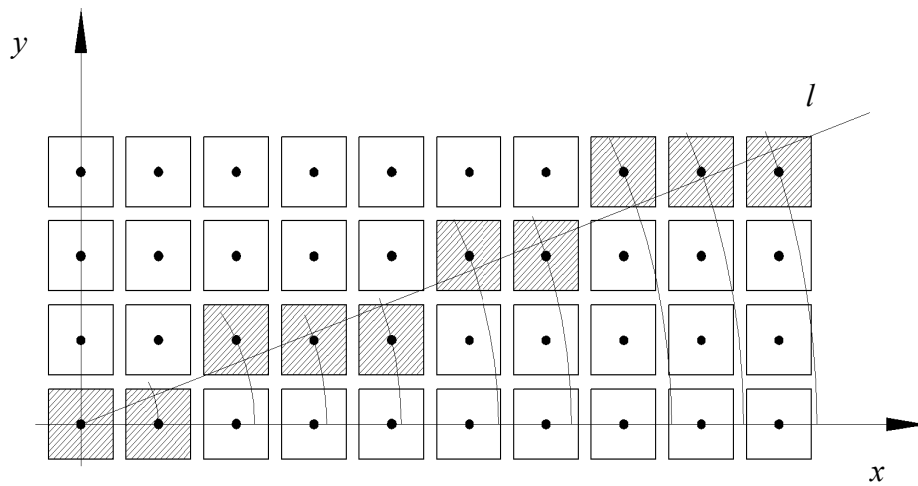


Рис. 3. Расположение фоточувствительных элементов матричного фотоприемника

Несмотря на то, что условие эквидистантности отсчетов может быть удовлетворено только при $\varphi \in [0; \pi/4; \pi/2; 3\pi/4]$, было предложено осуществлять вычисление отсчетов КФ без коррекции величин элементов множества $\mathbf{I}$, а после определения номера отсчета $\hat{k}_0$, представляющего собой оценку положения первого локального минимума, ρ_0 определялось как расстояние между началом СК и геометрическим центром того фоточувствительного элемента, отсчет интенсивности которого является элементом с номером $\hat{k}_0$ в множестве $\mathbf{I}$. Допущение неэквидистантности отсчетов оправдано, в первую очередь, случайным характером пространственного распределения интенсивностей реализаций рассеянного поля излучения. Это обстоятельство также позволяет предположить сходимость получаемых оценок углового размера к среднему значению и его несмещенность.

Результаты экспериментов по реконструкции контуров физических моделей объектов

Состоятельность предложенного способа получения оценок угловых размеров и возможность осуществления реконструкции контура лоцируемого объекта была подтверждена экспериментально.

Для формирования поля интенсивностей использовалась физическая модель объекта, состоящая из стеклянной пластины толщиной $2 \cdot 10^{-3}$ м с односторонним матированием ($R_z \approx 2 \cdot 10^{-5}$ м), со стороны матированной поверхности которой был установлен амплитудный транспарант – пластина медной фольги толщиной $1 \cdot 10^{-4}$ м с отверстием. Контур отверстия определял контур моделируемого объекта.

Результаты, полученные в [6], показывают, что использование в качестве управляемого фазового транспаранта электрооптической ячейки с жидким кристаллом позволяет получить не более нескольких десятков независимых реализаций поля излучения. Поэтому для формирования таких реализаций, общее число которых, необходимое для статистически значимого моделирования отсчетов КФ, превышает 10^4 , в качестве фазового транспаранта использовался вращающийся стеклянный диск, одна из поверхностей которого матирована ($R_z \approx 1 \cdot 10^{-5}$ м). Расстояние между этой поверхностью и полированной поверхностью стеклянной пластины с односторонним матированием физической модели объекта составляло $5 \cdot 10^{-4}$ м. Излучение He-Ne лазера, прошедшее через вращающийся стеклянный диск и далее – через физическую модель объекта, регистрировалось ПЗС-матрицей телекамеры

WAT-525EX, работающей в режиме с постоянной величиной коэффициента усиления.

Оценки $\hat{k}_0(\varphi)$ положений первых нулей КФ $\Gamma^{(2,2)}(k\Delta l, \varphi)$ рассчитывались при изменении величины φ в пределах от 0 до 180° с шагом 1° . Для выбора фоточувствительных элементов матрицы, центры которых находятся на минимальных расстояниях от прямой l , использовался алгоритм Брезенхема [7].

В результате обработки серий реализаций, каждая из которых содержала 100 отсчетов поля интенсивностей, были построены гистограммы оценок $\hat{k}_0(\varphi)$. Анализ этих гистограмм показал, что для достижения приемлемой ошибки реконструкции контуров L_l физических моделей объектов целесообразно использовать средние значения оценок, полученных не менее чем для 50 статистически независимых реализаций отсчетов полей интенсивности. Подтверждено предположение, что эта операция обеспечивает получение оценок $\hat{k}_0(\varphi)$ с меньшим значением дисперсии по сравнению с операцией нахождения усредненной реализации КФ 4-го порядка, по которой определяются такие же оценки.

Результаты определения статистических характеристик оценок $\hat{k}_0(\varphi)$ и реконструкции контуров L_l амплитудных транспарантов трех различных физических моделей объектов представлены на рисунках 4 – 6. Видно (как и было предсказано в [1, 2]), что прямое соответствие L_l и получаемых оценок $\hat{L}_l$ может быть установлено только для некоторых симметричных объектов (рисунок 4) из-за отсутствия информации о фазе отсчетов КФ. В этих случаях, а также и в тех случаях, когда прямое соответствие L_l и $\hat{L}_l$ не может быть установлено, формируемые контуры $\hat{L}_l$ можно использовать для оценивания изменения ориентации объекта относительно СК наблюдения.

Анализ гистограмм оценок положения первого локального минимума КФ 4-го порядка, полученных при различных величинах угла φ (рисунок 7), показывает, что при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ они характеризуются выраженной двухмодальностью и соответствуют гистограммам оценок, полученных в результате их численного моделирования [2].

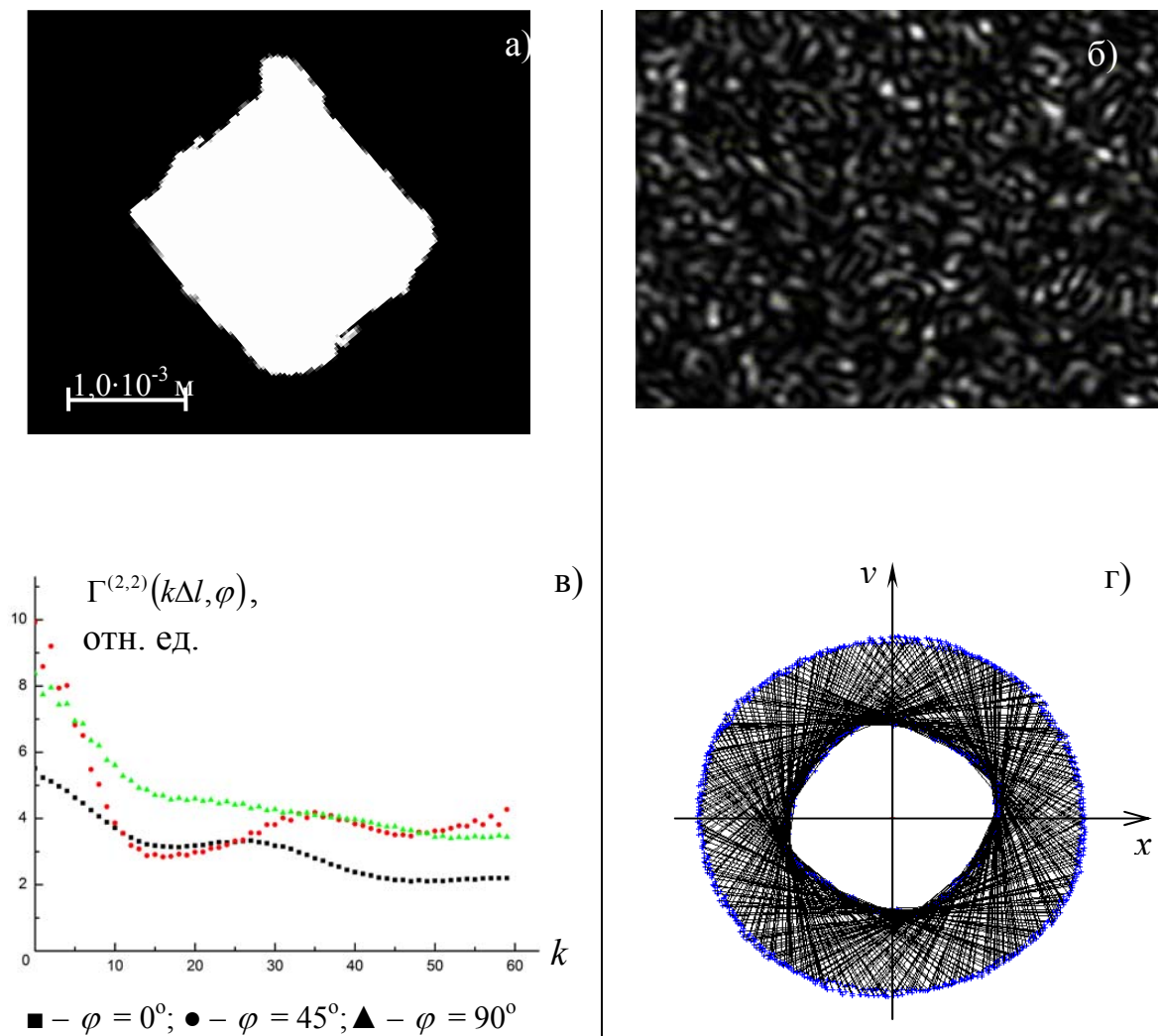


Рис. 4. Результаты экспериментальных исследований характеристик поля излучения, сформированного физической моделью объекта № 1.

- а – контур амплитудного транспаранта;
- б – типичная реализация отсчетов поля интенсивностей излучения;
- в – реализации КФ 4-го порядка, рассчитанные для различных значений угла φ ;
- г – результат реконструкции контура/

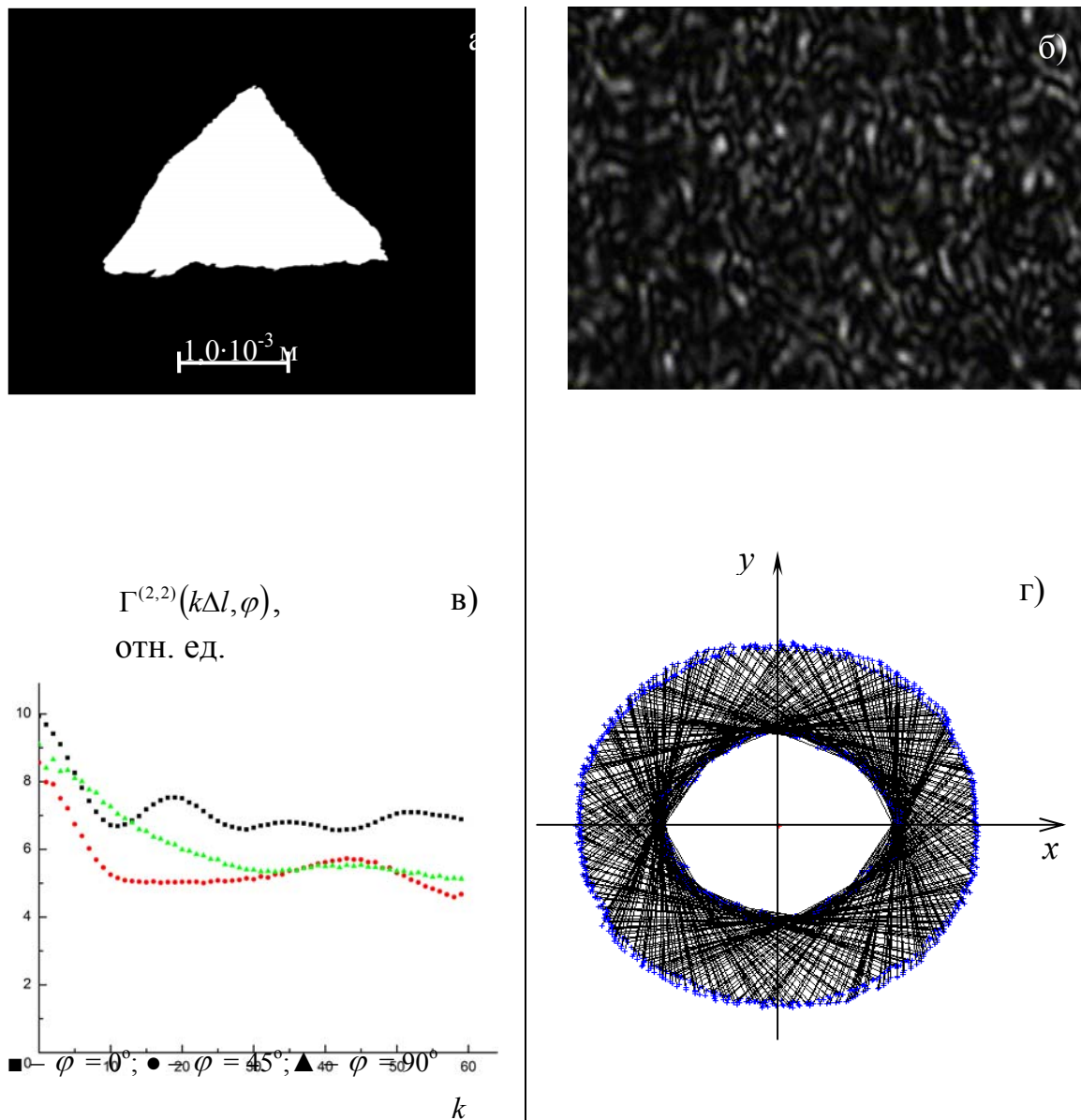


Рис. 5. Результаты экспериментальных исследований характеристик поля излучения, сформированного физической моделью объекта № 2.

- а – контур амплитудного транспаранта;
- б – типичная реализация отсчетов поля интенсивностей излучения;
- в – реализации КФ 4-го порядка, рассчитанные для различных значений угла φ ;
- г – результат реконструкции контура.

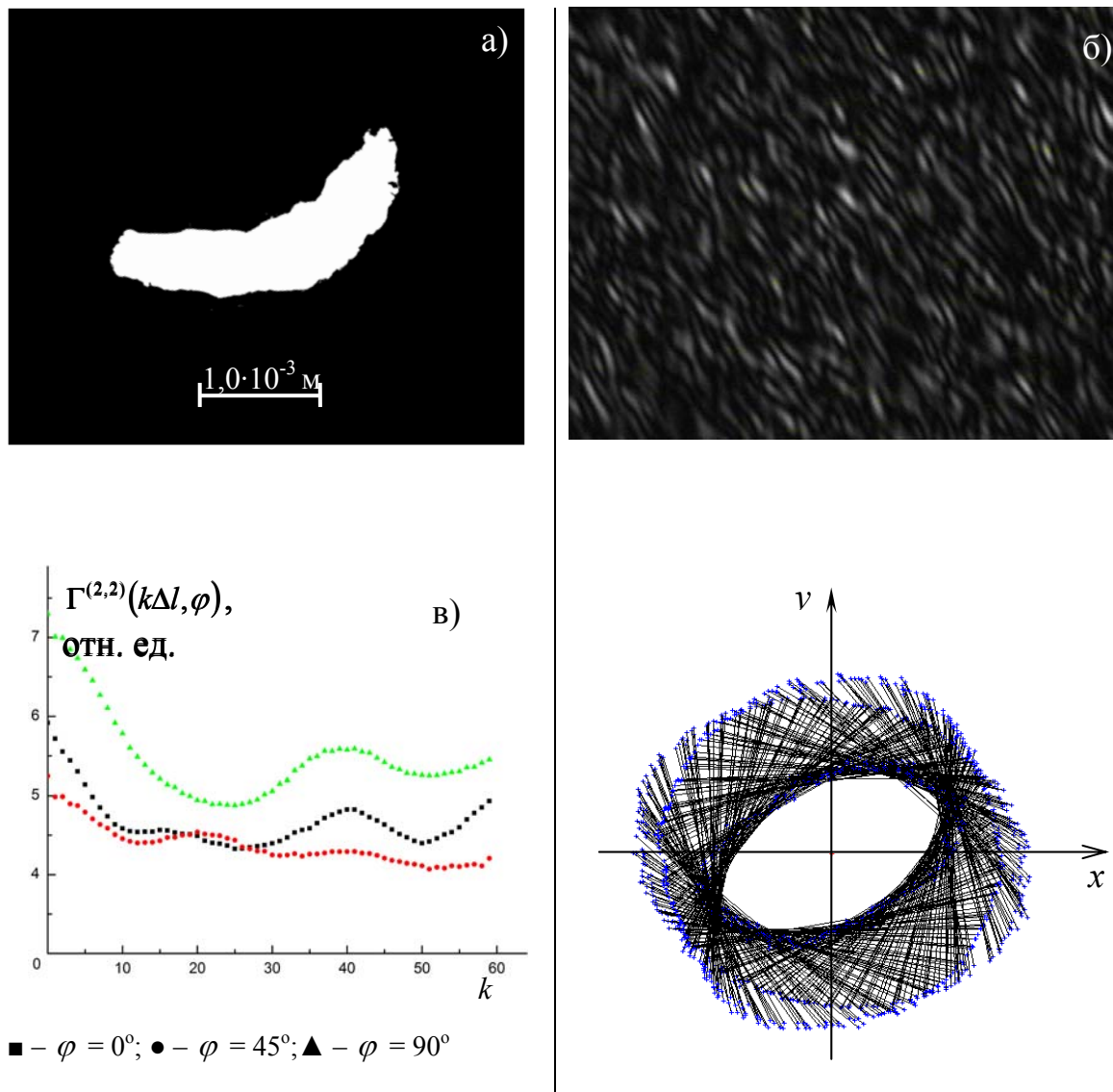


Рис. 6. Результаты экспериментальных исследований характеристик поля излучения, сформированного физической моделью объекта № 3.

- а – контур амплитудного транспаранта;
- б – типичная реализация отсчетов поля интенсивностей излучения;
- в – реализации КФ 4-го порядка, рассчитанные для различных значений угла φ ;
- г – результат реконструкции контура

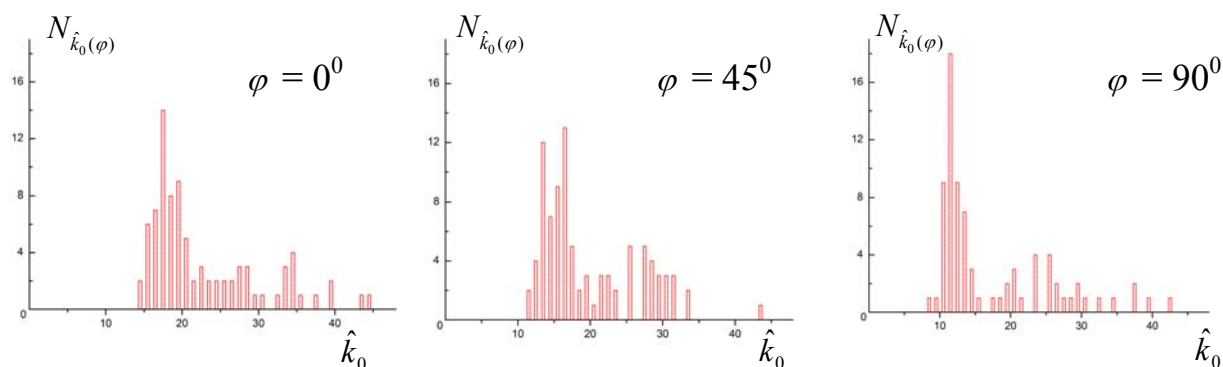


Рис. 7. Гистограммы оценок положения первого нуля КФ 4-го порядка, полученные при различных величинах угла φ при формировании поля излучения объектом № 2

Заключение

Результаты выполненных исследований показывают, что регистрация матричным фотоприемником отсчетов интенсивностей поля лазерного излучения, рассеянного лоцируемым объектом, и последующее определение совокупности оценок угловых размеров по параметрам КФ 4-го порядка обеспечивают возможность реконструкции контура этого объекта. В тех случаях, когда контур объекта представляет собой круг или эллипс, реконструированный контур с точностью до масштабного коэффициента совпадает с контуром объекта. В остальных случаях реконструированный контур может отличаться от контура лоцируемого объекта, однако его ориентация на модельной плоскости однозначно связана с ориентацией объекта относительно СК наблюдения.

Работа поддержана грантом ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» НК-530П/3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brown H.R., Twiss R.Q. A test of a new type of stellar interferometer on Sirius // Nature, 1956. – V. 178. – Pp. 1046 – 1048.
2. Бурый Е.В., Митрофанов А.Л. Оценка функции когерентности 4-го порядка методом пространственной свертки и перспективы ее применения в лазерных информационных системах // Квантовая электроника, 1996. – Т. 23, № 5. – С. 460 – 464.
3. Бурый Е.В., Митрофанов А.Л. Точность измерения углового радиуса объекта по оценкам функции когерентности четвертого порядка в оптически однородных и турбулентных средах // Квантовая электроника, 1997. – Т. 24, № 1. – С. 82 – 84.
4. Бурый Е.В., Рождествен В.Н. Перспективы развития методов получения информации о форме объектов в лазерных локационных системах и способы ее использования // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Приборостроение. – 1998. – Спец. вып. – С. 62 – 67.
5. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. – М.: Сов. радио, 1989. – 659 с.

6. Бурый Е.В., Семеренко Д.А. Применение жидких кристаллов для реализации управляемого фазового транспаранта // Вестник МГОУ. Физика-математика, 2011. – № 2. – С. 74 – 78.
7. Роджерс Д. Алгоритмические основы машинной графики. – М.: Мир, 1989. – 512с.

CONTOUR RECONSTRUCTION OF LOCATION OBJECT USING PARAMETERS OF CORRELATION FUNCTION OF 4th ORDER SCATTERED FIELD OF LASER IRRADIATION REGISTERED WITH MATRIX PHOTO DETECTOR

P. Arakcheev, E. Buryi, A. Maryanina, D. Semerenko

*Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Baumanskaya st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. The method of contour reconstruction of location object was proposed and investigated with usage of a physical model. This method is based on estimation angular dimension of an object with using parameters of correlation function 4th ordered of field irradiation. Assessment of every angular dimension can be getting from position of first local minimum of the correlation function. Counts for correlation function are formed as a result of calculation of one-dimensional convolution of counts field intensity which measured with array of photo detector. The results of an experimental investigation proving opportunity of reconstruction of object contour were shown at nonequidistant spatial placement photo sensitive elements.

Key words: correlation function, optical location, counter reconstruction of an object.

УДК 539.183.2; 539.183.4; 004.891.2

ФИЗИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ПРОСТЫХ ВЕЩЕСТВ И ИХ ИЗОТОПОВ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИДЕНТИФИКАЦИИ ИХ СВОЙСТВ

А.Н. Гусев

*Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Физическая система простых стабильных веществ и их изотопов построена на основе известных количественных значений физических параметров: атомный номер, атомная масса, число нейтронов в ядре, ядерная схема распада, период полураспада, спин, четность, энергия вылета нейтрона в схеме распада. Математическая модель физической системы позволяет каждый физический параметр выразить как функцию в виде аналитического выражения от остальных параметров и рассчитать его значения, если оно ещё неизвестно. Приведены результаты модельных расчетов неизвестных значений периода полураспада для изотопов кислорода, аргона и ванадия, а также энергии выделения нейтрона в схемах распада изотопов водорода, гелия, лития и бора.

Ключевые слова: система стабильных веществ и изотопов, атомный номер, атомная масса, нейтроны, схема распада изотопов, энергия вылета электрона, спин, чет-

ность, период полураспада, математическая модель идентификации неизвестных значений параметров изотопов, результаты расчета периода полураспада и энергии выделения нейтрона.

Периодическая система химических элементов, открытая Д.И. Менделеевым, основана на валентных свойствах химических элементов, которые периодически повторяются с увеличением атомных номеров элементов. Возникновение таблицы можно проиллюстрировать преобразованием исходного одномерного массива элементов в трехмерную таблицу (рис. 1).

Каждый элемент таблицы оказывается в ячейке, характеризуемой тремя координатами двумерной таблицы: номером группы (столбца), характеризующим степень валентных свойств, номером периода (строки), а также третьей координатой, определяющей положение лантаноидов и актиноидов – веществ, с идентичными химическими свойствами для лантана и актиния соответственно.

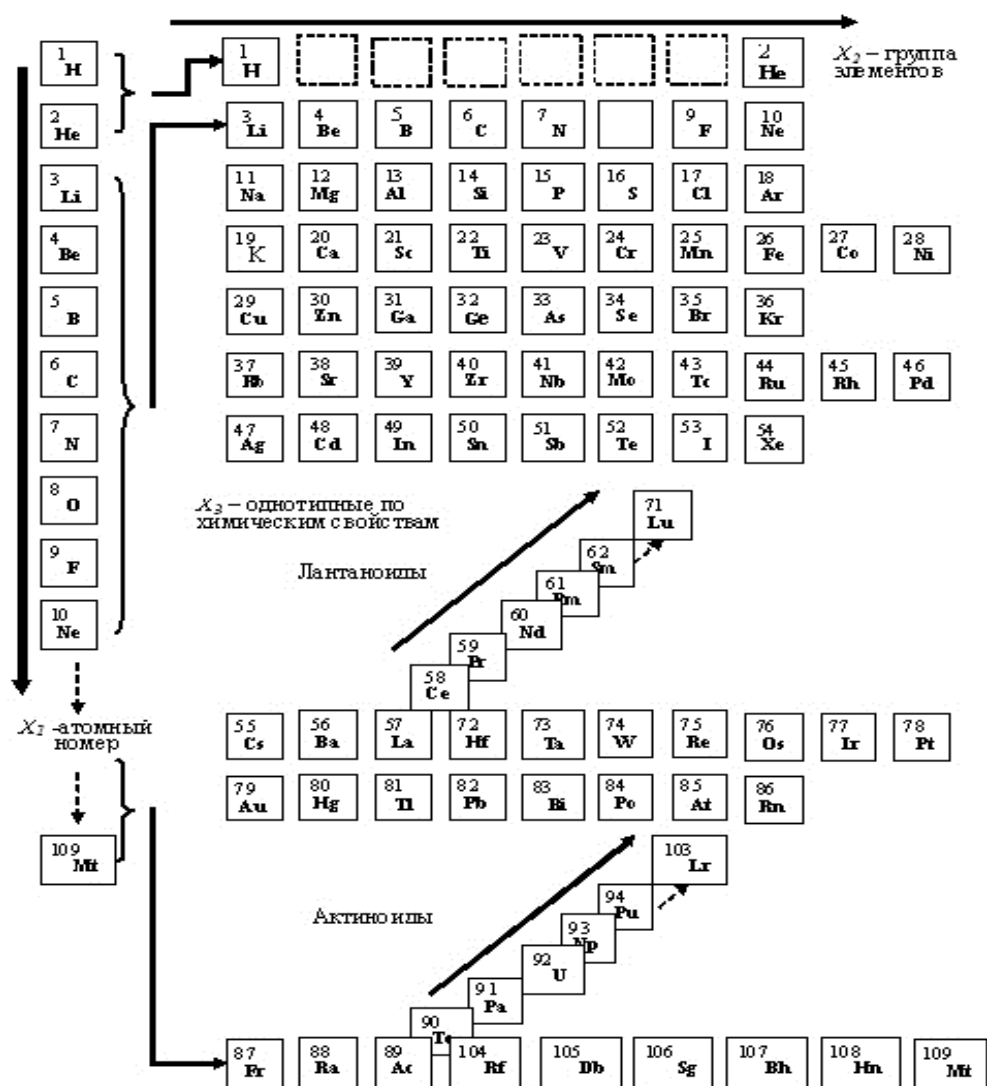


Рис. 1. Преобразование структуры периодической системы химических элементов из линейной в трехмерную

Как известно из истории науки открытие периодического закона предопределило бурное развитие химии и физики. Были уточнены характеристики известных веществ, открыты новые простые химические элементы, разработаны новые методы исследования, позволившие выявить новые типы химических реакций, открыть явление радиоактивности и новые типы ядерных реакций, обнаружить существование изотопов химических элементов. Решающее значение при этом имело создание модели атома как совокупности положительно заряженного ядра и структурированного электронного облака, состоящего набора оболочек с определенным количеством электронов на каждой из них.

Вместе с тем периодический закон так и не нашел своего полного математического выражения. До сих пор употребляется авторская словесная формулировка закона: «свойства простых тел, а также формы и свойства соединений элементов, а потому и свойства образуемых ими простых и сложных тел, стоят в периодической зависимости от их атомного веса» [1]. Остро стоит проблема открытия новых химических элементов, связанная с проблемой конечности или бесконечности числа простых химических элементов, входящих в таблицу периодической системы химических элементов. Наконец постоянно делаются попытки создать новые модели взаимодействия ядра с электронным облаком за счет предложения других структур облака, которые чаще всего выливаются в модификации известной интерпретации, которые не дают новых результатов [2].

Исследования свойств элементов подтвердили периодичность и их физических свойств, например, энергии ионизации атомов (удаления валентных электронов из атомов в ходе химических реакций) от атомного номера, орбитальных радиусов атомов от порядкового номера элемента, изменение окислительных потенциалов простых веществ в зависимости от порядкового номера элемента и т.д. [3].

Существование изотопов каждого элемента в таблице периодической системы не раскрывается, т.к. считается, что все изотопы элемента обладают теми же химическими свойствами, поэтому они скрыты в одной ячейке с основным элементом, хотя известно, что изотопы сильно различаются по своим физическим свойствам.

На современном этапе исследования простых веществ и изотопов позволили определить большое количество физических параметров, количественные значения которых достоверно измерены в физических экспериментах. В данной статье предлагается новая физическая система, в основу которой заложен набор физических параметров, которые для каждого элемента системы достоверно измерены. Такая система вообще не требует никаких умозрительных моделей, хотя изменяемое число нейтронов в ядре изотопов одного элемента наводит на варианты структурирования ядра по аналогии со структурированием электронной оболочки.

На сайте Национальной лаборатории им. Лоуренса (Беркли, США) [4] приведены сведения по следующим параметрам стабильных веществ и их изотопов:

- A - атомный номер;
- M - атомная масса;
- N - число нейтронов в ядре;
- $T_{1/2}$ - период полураспада;
- D (Decay) - тип схемы распада;
- S - спин ядра, используемый для описания углового момента ядра;

- Par - четность ядра, который имеет отрицательное (-1) значение, если его волновая функция изменяет знак, когда все пространство координат меняется, или положительное значение (+1), если его волновая функция не изменяет знак;

- Q - значение энергии распада;

- S_n – значение энергии выделения (поглощения) нейтрона в схемах распада изотопов;

- S_p – значение энергии выделения (поглощения) протона в схемах распада изотопов.

На сайте экспериментального проекта [5] приводятся сведения по большему количеству изотопов, некоторые из которых отсутствуют на сайте Национальной лаборатории им. Лоуренса, т.к. там некоторые изотопы считают курьезами, и не рассматривают как объект изучения.

Как оказалось, полных данных по всем 10 параметрам для ряда изотопов нет, поэтому в физическую систему были включены изотопы, для которых известны экспериментальные значения восьми параметров: A , M , N , $T_{1/2}$, D , S , Par , S_n . Значения перечисленных физических параметров для изотопов водорода и гелия, взятых с [4], приведены в табл. 1.

Таблица 1.
Экспериментальные данные параметров изотопов водорода и гелия

A	M	$T_{1/2}$	N	D	S	Par	S_n (keV)
1	1	стаб	0		0,5	+	
1	2	стаб	1		1	+	2224,57
1	3	12,32 года	2	β -	0,5	+	6257,25
2	3	стаб	1		0,5	+	5493,49
2	4	стаб	2		0	+	20577,62
2	5	0,60 MeV	3	n	1,5	-	2,183E4
2	6	806,7 ms	4	β -	0	+	1863
2	7	150 keV	5	n	1,5	-	2,30E4
2	8	119,1 ms	6	β -	0	+	2584
2	10	0,17 MeV	8	n	0	+	8

В данной таблице в первой строке для стабильного водорода отсутствует значение S_n , поэтому она была исключена из физической системы.

Подобно тому, как были присвоены количественные значения для спина S и четности Par , были присвоены количественные значения и для схем распада. Стабильному состоянию было присвоено значение – 1, α – распаду – значение 3, ε – распад с поглощением электронов – значение 5, β – распад с выделением электронов – значение 7, n – распад с выделением нейтронов – значение 11. Вторым дополнением является принятие для стабильного состояния, количественной оценки, равной $3,1536E+15$ сек. Таким образом, для всех изотопов и стабильных элементов, включенных в физическую систему, мы имеем полный набор параметров со своими количественными значениями.

С учетом принятых дополнений часть системы для водорода, гелия и лития приведена в табл. 2.

Таблица 2.

Начальный фрагмент таблицы физической системы
с полностью определенными значениями параметров

№	A	M	$T_{1/2}$, сек	N	D	S	Par	S_n , keV	T(j)
1	1	2	3,1536E+15	1	1	1	1	2224,57	85140725,83
2	1	3	388523520	2	7	0,5	1	6257,25	85141249,56
3	2	3	3,1536E+15	1	1	0,5	1	5493,49	85140778,24
4	2	4	3,1536E+15	2	1	0	1	20577,62	85140852,44
5	2	5	600000	3	11	1,5	-1	2,183E4	85141650,71
6	2	6	0,8067	4	7	0	1	1863	85141191,61
7	2	7	150000	5	11	1,5	-1	23000	85141724,25
8	2	8	0,1191	6	7	0	1	2584	85141288,47
9	2	10	170000	8	11	0	1	8	85141183,32
10	3	5	1500000	2	3	1,5	-1	21710	85141032,02
11	3	6	3,1536E+15	3	1	1	1	5664	85140970,45
12	3	7	3,1536E+15	4	1	1,5	-1	7249,96	85140850,14
13	3	8	0,8398	5	7	2	-1	2032,80	85141323,04
14	3	9	0,1783	6	7	1,5	-1	4063,6	85141343,96
15	3	11	0,00859	8	7	1,5	-1	326	85141199,04

Построенная физическая система имеет восемь измерений и для создания её математической модели применим информационную технологию построения математических моделей по экспериментальным данным [6].

Для синтеза математического описания объекта необходимо определение на этапе анализа двух групп инвариантов: группы коэффициентов $I_1 - k_1, k_2, b_1, b_2$, а также группы значений нормы преобразованного пространства для имеющихся статистических экспериментальных данных $I_2 - T(j)$.

Первая группа инвариантов получается с помощью базового преобразования каждой переменной табл. 2, составляющего основу информационной технологии [6], в которой каждая переменная разложена на две линейные составляющие:

$$x_i = (k_1 \cdot x_i + b_1) + (-k_2 \cdot x_i - b_2), \quad (1)$$

где $k_1 = \frac{b}{b-a}$, $b_1 = -\frac{a \cdot b}{b-a}$, $k_2 = \frac{a}{b-a}$, $b_2 = -\frac{a \cdot b}{b-a}$, $b = \max b_i$, $a = \min a_i$.

В итоге все множество линейных составляющих экспериментальных значений, приведенных в табл. 2, оказывается внутри ограниченного параллелепипеда с размерами по каждой стороне $(b-a)$, и пространство объекта становится компактным.

Наши дальнейшие преобразования осуществляются с использованием нормы в виде мультипликативно-аддитивной функции $T(j)$, значения которой вычисляются с использованием экспериментальных статистических данных для каждого j -го измерения, т.е. в пространстве размерности $n+1$:

$$T(j) = ((k_1 \cdot f(x_1, x_2, \dots, x_n)_j + b_1) + (-k_2 \cdot f(x_1, x_2, \dots, x_n)_j - b_2)) \cdot \left[\prod_{i=1, n} ((k_1 \cdot x_{ij} + b_1) + (-k_2 \cdot x_{ij} - b_2)) \right]. \quad (2)$$

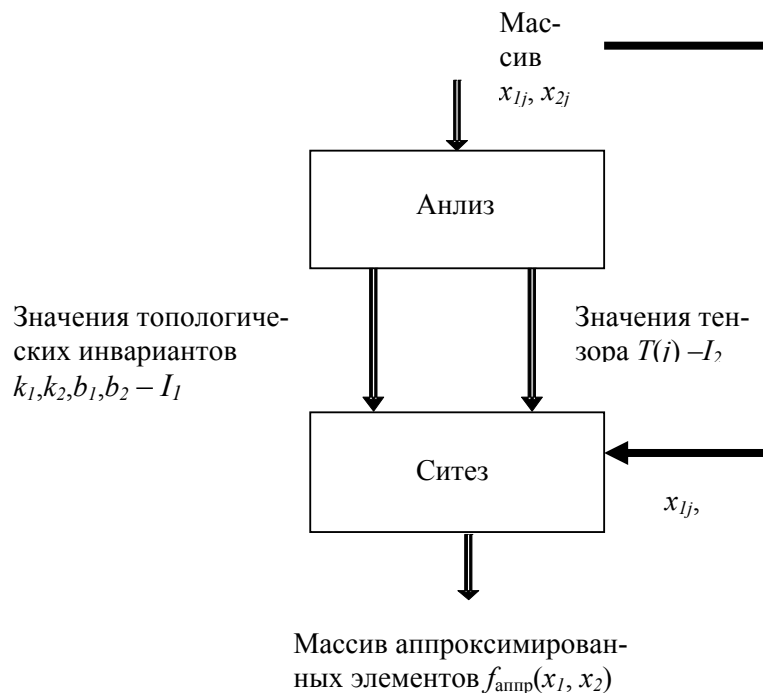


Рис. 2. Структура процесса установления математического описания

Значения для соответствующих строк табл. 2 приведены в ней в крайнем правом столбце. Равенство всех $T(j)$ до 4 –го значащего разряда определяется фундаментальными свойствами базового преобразования [6]. Уравнение (2) можно ассоциировать с гиперсферой, радиус которой остается практически постоянным для всех точек. Таким образом, многомерный кусок поверхности, образованной экспериментальными данными из табл. 2 оказался спроецированным на замкнутую гиперсферу, которую можно считать образом пространства исследуемого объекта – физической системы стабильных веществ и их изотопов.

Выражение (2) позволяет аналитически выразить любую переменную исходного пространства через остальные переменные этого пространства и значения функции $T(j)$. Получим аналитическое выражение функции $\{x_{1j}, x_{2j}, x_{3j}, x_{4j}, x_{5j}, x_{6j}, x_{7j}, S_n = f(x_{1j}, x_{2j}, x_{3j}, x_{4j}, x_{5j}, x_{6j}, x_{7j})_j\}$, где $x_{1j}=A$, $x_{2j}=M$, $x_{3j}=T_{1/2}$, $x_{4j}=N$, $x_{5j}=D$, $x_{6j}=S$, $x_{7j}=Par$, $j=1, 2, \dots, N$ – номер эксперимента, $x_{1j}, x_{2j}, x_{3j}, x_{4j}, x_{5j}, x_{6j}, x_{7j}, S_n = f(x_{1j}, x_{2j}, x_{3j}, x_{4j}, x_{5j}, x_{6j}, x_{7j})_j$ – экспериментальные значения переменных исходного восьмимерного экспериментального пространства (для j –го эксперимента) (табл. 2).

Значения $S_n = f(x_{1j}, x_{2j}, x_{3j}, x_{4j}, x_{5j}, x_{6j}, x_{7j})_j$ в j – м узле рассчитываются по формуле:

$$S_n = f(x_{1j}, x_{2j}, x_{3j}, x_{4j}, x_{5j}, x_{6j}, x_{7j})_j = \left(\frac{T(j)}{\prod_{i=1,7} ((k_1 \cdot x_{ij} + b_1) + (-k_2 \cdot x_{ij} - b_2))} + (b_2 - b_1) \right) \cdot \frac{1}{k_1 - k_2}. \quad (3)$$

Для произвольных значений $x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, x_7$ можно применить следующую формулу, имеющую структуру симплекса, натянутого на экспериментальные точки табл. 2:

$$S_n = f(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, x_7) = \left(\frac{\sum_{j=1, N} \frac{1/\delta(j)}{\Delta} T(j)}{\prod_{i=1, 7} ((k_1 \cdot x_i + b_1) + (-k_2 \cdot x_i - b_2))} + (b_2 - b_1) \right) \times \frac{1}{k_1 - k_2}, \quad (4)$$

где

$$\delta(j) = \prod_{i=1, 7} ((k_1 \cdot x_{ij} + b_1) + (-k_2 \cdot x_{ij} - b_2)) - \prod_{i=1, 7} ((k_1 \cdot x_i + b_1) + (-k_2 \cdot x_i - b_2)), \quad (5)$$

$$\Delta = \sum_{j=1, N} 1/\delta(j). \quad (6)$$

Полученные аналитические соотношения (3-6) позволяют рассчитать значения $S_n = f(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, x_7)$, если известны значения переменных $x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, x_7$. В частности в систему не были включены данные для изотопов, приведенных в табл. 3, по которым неизвестны значения S_n .

Таблица 3.

Исходные данные и результаты расчета S_n

$S_n = f(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, x_7)$	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7
S_n - расчет	Ат №	Ат мас- са	$T_{1/2}$	Кол нейт р	Схе- ма расп	Спин	Чет- ность
0.318950687671142E+05	1	1	0.31536E+16	0	1	0,5	1
0.137523502919945E+04	1	4	4600000	3	11	2	-1
0.126276763449837E+05	2	9	300000	7	11	0.5	-1
0.656534877984486E+04	3	4	6030000	1	3	2	-1
0.109375485523146E+05	5	7	1400000	2	3	1.5	-1
0.585373552703492E+04	24	66	0.01	42	7	0	1
0.678912736506548E+04	24	67	0.05	43	7	0.5	-1
0.102751034968815E+05	25	69	0.014	44	7	2.5	-1

Для удобства приведем расчетные результаты в табл. 4 с окружением параметров других изотопов.

Таблица 4.

Данные для изотопов водорода, гелия, лития и бора

Ат номер	Ат. Масса	Число нейтронов	S_n (keV) [Беркли]	Расчет S_n
1	2	1	2224,57	
1	3	2	6257,25	
1	4	3	-	1,3752350E+03
2	3	1	5493,49	
2	4	2	20577,62	
2	5	3	2,183E4	
2	6	4	1863	
2	7	5	2,30E4	
2	8	6	2584	
2	9	7	-	1,26E+04
2	10	8	8	
3	4	1	-	6,57E+03
3	5	2	2,171E4	
3	6	3	5664	
3	7	4	7249,96	
3	8	5	2032,80	
3	9	6	4063,6	
3	11	8	326	
5	7	2		1,09E+04
5	8	3	13018	
5	9	4	18576,6	
5	10	5	8436,3	
5	11	6	11454,1	
5	12	7	3370,4	
5	13	8	4878,0	
5	14	9	970	

Данные табл. 4 представлены на рис. 3.

Из рис. 3 хорошо видно, как на экспериментальные очевидные периодические изменения параметра S_n органично накладываются и расчетные точки, полученные с помощью математической модели. Количественно оценить точность работы модели в данном случае не представляется возможным.

Кстати, если в модель ввести значения переменных, совпадающие с экспериментальными значениями из табл. 2, то модель по формуле (3) даст расчетное значение S_n , с высокой точностью совпадающее с экспериментальным значением S_n из табл. 2 для соответствующих значений переменных, поэтому все точки зависимостей рис. 3 можно считать и расчетными.

Также был проведен расчет параметра $T_{1/2}$ для изотопов, у которых этот параметр определен диапазоном. Аналогично по формулам (3-6) была построена функция $T_{1/2} = f(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, x_7)$, где $x_{1j}=A$, $x_{2j}=M$, $x_{3j}=N$, $x_{4j}=D$, $x_{5j}=S$, $x_{6j}=Par$, $x_{7j}=S_n$, $j=1, 2, \dots, N$ – номер эксперимента.

Расчетные данные $T_{1/2}$ приведены в табл. 5.

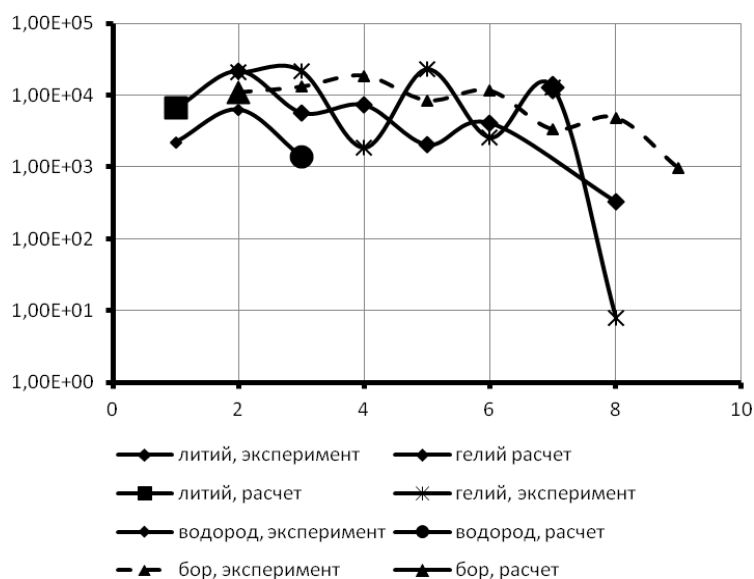


Рис.3. Экспериментальные зависимости и расчетные точки параметра S_n для водорода, гелия, лития и бора

Таблица 5.

Исходные данные и результаты расчета $T_{1/2}$

$T_{1/2} = f(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, x_7)$	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7
$T_{1/2}$ – расчет, сек	Ат №	Ат мас- са	Кол нейтр	Схе- ма расп	Спин	Чет- ность	S_n
35,96642 (известно > 800 ms)	23	43	20	5	3.5	-1	17900
0.994486E-05 (известно < 40ns)	8	26	18	11	0.0	1	1.0
0.89946E-06 (известно $\geq$ 170 ns)	18	50	32.0	7.0	0.0	1	4600
0.19297E-07 (известно < 120 ns)	22	38	16	3	0.0	1	1000

Полученные расчетные данные за исключением второй строки попали в экспериментально известные диапазоны, хотя они существенно отличаются от границ диапазонов.

Построенная на экспериментальных данных система стабильных элементов и их изотопов и математическая модель этой системы позволяют количественно оценивать недостающие для ряда изотопов экспериментальные данные своих физических параметров, что показано на примерах расчетов параметров S_n и периода полураспада $T_{1/2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Менделеев Д. И. Периодический закон. Основные статьи. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 111.
2. Беляев М.И. Моя творческая лаборатория. Об эволюции химических элементов. [Электронный ресурс]. - URL: <http://www.milogiya2007.ru> (дата обращения: 06.04.2012).
3. Корольков Д. В. Основы неорганической химии. — М.: Просвещение, 1982. — 271 с.
4. Сайт Национальной лаборатории им. Лоуренса (г. Беркли США). The Berkeley Laboratory Isotopes Project's. [Электронный ресурс]. - URL: <http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm> (дата обращения: 06.04.2012).
5. Портал естественных наук. Химические элементы, изотопы, соединения. Химические элементы. [Электронный ресурс]. - URL: <http://elm.e-science.ru/table.html> (дата обращения: 06.04.2012).
6. Гусев А.Н. Информационная технология сопровождения многомерных объектов: идентификация, прогнозирование, оптимизация, управление, обеспечение качества. Монография. Изд. 2-е перераб. и дополн. - М.: МГОУ, 2011, 274 с.

**PHYSICAL SYSTEM OF SIMPLE SUBSTANCES
AND THEIR ISOTOPES AND MATHEMATICAL MODEL
OF PROPERTIES IDENTIFICATION**

A. Gusev

*Moscow state regional university
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract: Physical system of simple substances and their isotopes is formed on the basis of known quantitative values of physical parameters: the atomic number, atomic mass, the number of neutrons in the nucleus, nuclear pattern of decomposition, half-life period, spin, parity, neutron energy in allocation. A mathematical model of a physical system allows to express each physical parameter as a function in the form of an analytical expression of the remaining parameters and to calculate their values, even if it is unknown. They are given the results of model calculations of unknown values for half-life isotopes of oxygen, argon and vanadium, and neutron energy in allocation of isotopes of hydrogen, helium, lithium and boron.

Keywords: stable system of isotopes and substances, atomic number, atomic mass, neutrons, scheme of isotopes decomposition, energy of electron allocation, spin, parity, half-life period, mathematical model of unknown parameter values identification, results of half-life period calculation and neutron energy in allocation.

УДК 004.92+519.6

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ГРУЗА В КОМПЬЮТЕРНОМ ТРЕНАЖЕРЕ ПОГРУЗОЧНО-РАЗГРУЗОЧНОГО УСТРОЙСТВА

Е.В. Долгова, Р.А. Файзрахманов, Д.С. Курушин, Л.Н. Кротов,
А.Б. Федоров, А.Ф. Хабибуллин, В.С. Шилов, Е.А. Ромин,
Р.Р. Бакунов, Р.Р. Бикметов, И.С. Полевщиков

*Пермский национальный исследовательский политехнический университет
614990, Пермь, Комсомольский проспект, д. 29*

Аннотация. В статье рассматривается построение имитационной модели перемещения груза, подвешенного на стреле погрузочно-разгрузочного устройства. Модель разработана для компьютерного тренажера и ориентирована на использование в режиме реального времени на базе графического движка. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (договор № 13.G25.31.0093) в рамках реализации Постановления Правительства РФ № 218 «О мерах государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства».

Ключевые слова: моделирование, тренажер, погрузочно-разгрузочное устройство, графический движок.

1. Состояние проблемы.

Моделирование динамики перемещения груза является важным этапом в процессе создания компьютерных тренажеров погрузочно-разгрузочных устройств. Следует отметить, что моделирование физических процессов применительно к кранам и другим сходным техническим средствам ранее рассматривалось многими авторами. Так, например, модели физики стрелы крана рассмотрены в работах [1-8]. В работе [8] рассмотрена модель стреловых кранов при работе механизмов подъема и изменения вылета, основанная на концепции, представленной в [3]. Для описания программного движения системы изменения вылета (СИВ) крана используются кинематические передаточные функции первого порядка, связывающие скорости звеньев крана с угловой скоростью стрелы. Выражения для кинематических передаточных функций получены для различных конструктивных исполнений стреловых систем, уравнивающих устройств и механизмов изменения вылета, включая уравнивающие устройства, расположенные под поворотной платформой. В процессе построения математической модели кинематические передаточные функции линеаризуются в окрестности программного движения. Однако, следует отметить, что приведенная в работе модель носит достаточно общий характер и изначально не предназначалась для использования в имитаторах компьютерных тренажеров, следовательно, возможность ее применения в режиме реального времени требует дополнительных исследований.

Отметим также работу [2], в которой рассматривается автоматизированная система ограничения массы поднимаемого груза стреловых подъемных кранов, которая включает в себя модель системы, состоящей из груза и стрелы (с возможностью ее деформации). Однако, следует отметить, что приведенная в работе модель используется для

контроля за массой груза, хотя и может быть адаптирована к другим задачам. Однако, адаптация потребует ее значительной конкретизации.

В работе [7] рассматривается моделирование механизмов передвижения кранов с учётом движения механизмов подъёма, вылета стрелы и поворота кранов при динамическом воздействии ветра.

Приведенная система дифференциальных уравнений описывает работу четырёх независимых механизмов порталных кранов: трёх поступательных движений механизмов – передвижения и подъёма груза, радиальное изменение вылета стрелы и вращательное (относительно вертикальной оси) движение крана, а также колебания гибкого подвеса груза. Модель представлена в виде нелинейной, неоднородной системы из семи дифференциальных уравнений второго порядка с переменными коэффициентами, правая часть которых содержит функции ветровой нагрузки. Модель прекрасно проработана, однако в целом ориентирована на моделирование ветровой нагрузки, причем не в режиме реального времени. В рассматриваемом же устройстве преобладающей задачей является моделирование последствий действий оператора устройства, причем, в режиме реального времени.

Таким образом, вышеназванные работы, с одной стороны, содержат результаты, которые могут быть учтены при разработке математической модели имитатора подъемного крана, с другой стороны, их непосредственное использование невозможно, поскольку к имитатору предъявляются следующие основополагающие требования: работа в реальном режиме времени, системная простота реализации, возможность взаимодействия с современной системой компьютерной графики.

2. Основные требования к модели. Выбор математического описания.

Исследования прикладного и теоретического характера, направленные на создание имитационной модели динамики груза в тренажере подъемного крана, включают:

1. Исследования геометрической модели объекта, для которого создается тренажер, с целью сокращения его полигональности до степени, допускающей анимацию динамики объекта в режиме реального времени с сохранением фотореалистических свойств.
2. Разработка и исследование математических моделей физических процессов, происходящих в процессе работы устройства погрузки с целью создания имитатора компьютерного тренажера, пригодного для работы в режиме реального времени.
3. Исследование существующих программно-информационных и технических решений, включая патентные исследования.
4. Исследование существующих решений в области сетевых технологий, являющихся базовыми для определения концепций и конкретных технических решений при создании сетевого варианта многопользовательского компьютерного тренажера.
5. Исследования в области методики создания и использования компьютерного тренажера.

Целевым назначением модели является имитация работы элементов перегрузочного устройства в компьютерном тренажере, предназначенном для обучения операторов соответствующих технических систем.

Главным требованием, предъявляемым к модели, является создание (в комплексе с системой визуализации и рабочими органами тренажера) правдоподобного визуального и тактильного образа, способствующего обучению операторов.

Модель не предназначена для проектирования, изучения прочности конструкций и других нецелевых функций.

Основные требования и допущения, учтенные при построении модели:

1. Модель предназначена для работы в реальном времени.
2. Модель не предназначена для визуализации подробностей аварийных процессов. Так же она не визуализирует выраженную нелинейную геометрию троса (обрывы, захлесты). Если в процессе работы с тренажером, виртуальная техническая конструкция переходит в неустойчивый режим (область хаотических колебаний, разрушение, другие имитации аварии), оператор получает сообщение и обучение приостанавливается.
3. Модель содержит ряд параметров, опытное изменение которых позволяет приблизить характер поведения модели к поведению реального устройства
4. Модель (при сохранении высокого качества имитации) должна быть как можно более простой, и не требовать при реализации громоздких и трудно адаптируемых программных сред.

В состав подъемного крана входит стрела. В основе моделей таких объектов лежит исходная модель физического маятника, модифицируемая применительно к конкретному устройству. Физический маятник - осциллятор, представляющий собой твёрдое тело, совершающее колебания в поле сил относительно точки, не являющейся центром масс этого тела.

Без учета сопротивления среды, дифференциальное уравнение колебаний физического маятника в поле силы тяжести записывается следующим образом:

$$l \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -g \cdot \sin \varphi ,$$

где φ - угол отклонения маятника от равновесия; g - ускорение свободного падения; l - длина маятника.

Однако, поскольку среда, в которой колеблется маятник, не идеальна, следует так же учитывать коэффициент сопротивления среды k . Тогда, уравнение колебаний в плоскости xOy примет вид:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + k \frac{d\varphi}{dt} + w^2 \sin \varphi = -\cos \varphi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{x}{l} \right) + \sin \varphi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{y}{l} \right) ,$$

$$w = \sqrt{\frac{g}{l}} .$$

Малые колебания составляют предмет линейной, а большие — нелинейной теории колебаний. В неаварийных ситуациях колебания груза, подвешенного на стреле, являются малыми.

2. Имитационное моделирование стрелы в тренажере.

Перейдем от формально-математического описания к описанию, удобному для имитационного моделирования в системе компьютерного тренажера. Условное изображение стрелы подъемного крана с тросом и грузом показано на рис. 1. В выбранной

концепции рассматриваются три пространственные координаты (x, y, z) и координата времени t . Будем считать, что начало пространственных координат в начале процесса моделирования совпадает с точкой соприкосновения троса и стрелы, а свисающий трос расположен строго вертикально.

Принятое начало координат и положение координатных осей показаны на рис.1.

Далее введем следующие обозначения.

L – текущая длина свисающего троса от начала координат до груза (рис. 1);

m – масса груза;

P – точка соприкосновения троса со стрелой (в начальный момент времени совпадает с началом координат);

Q – условная точка соединения троса и груза;

причем, L в общем случае может меняться в зависимости от времени ($L(t)$), в результате укорачивания свисающего троса при попытке приподнять груз, а также из-за растягивания троса в результате воздействия силы тяжести.

Введем обозначения углов, образующихся между векторами координатных осей и линией, соединяющей точку P и точку Q так, как это показано на рис. 2:

Fi – угол поворота в плоскости (XY), на который линия между P и Q отклоняется от вертикали;

Psi – угол поворота в плоскости (YZ), на который линия между P и Q отклоняется от вертикали.

Эти два угла описывают любые отклонения линии PQ от вертикали, которые поддерживает тренажер. Гипотетическое “запрокидывание” груза таким образом, чтобы он оказался выше точки P хотя и возможен в теории колебаний, но здесь не рассматривается, потому что выходит слишком далеко за рамки нормального режима обучения.

В общем случае, как Fi , так и Psi зависят от времени. В начальный момент времени они равны нулю.

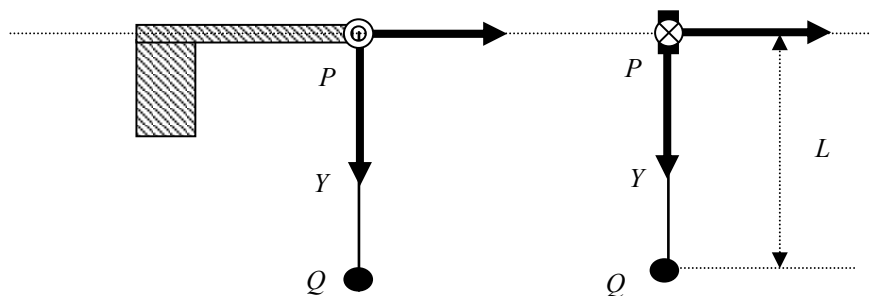


Рис. 1. Схема модели стрелы крана

Построение суб-модели колебаний груза происходит следующим образом. Поскольку точка P в результате действий оператора может перемещаться в пространстве, подвешенный на тросе груз будет колебаться.

Колебания такого рода происходят в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (XY и YZ) и могут быть смоделированы на основе теории маятников. Построим составляющую общей модели, относящуюся к колебательным процессам с точки зрения углов Psi и Fi .

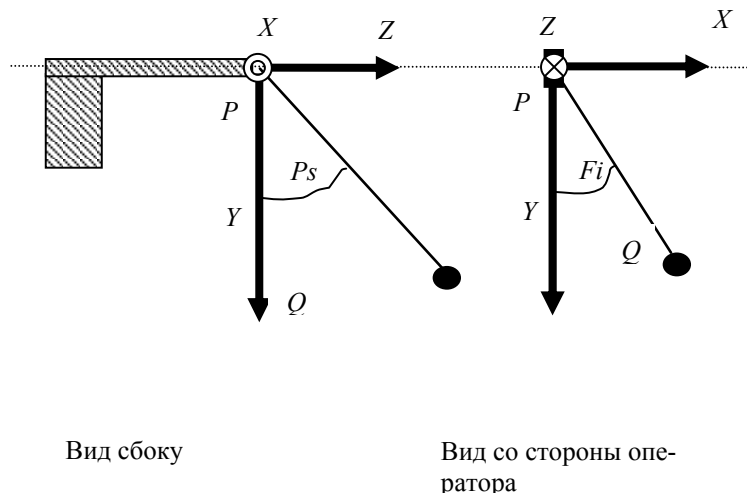


Рис. 2. Обозначения углов

Формула, описывающая колебания груза, в плоскости XY , возникающие из-за перемещения точки P , имеет вид:

$$\frac{d^2 Fi}{dt^2} + k \frac{dFi}{dt} + w^2 \sin Fi = -\cos Fi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{x}{L} \right) + \sin Fi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{y}{L} \right),$$

где $x(t)$ - местоположение точки P по оси X в момент времени t ;

$y(t)$ - местоположение точки P по оси Y в момент времени t ;

k - коэффициент сопротивления среды;

L - расстояние от точки G до точки P , равное длине натянутого троса;

g - ускорение свободного падения ($g = 9.8156$ м/сек²).

Происхождение этих колебаний как результата воздействия разнонаправленных сил демонстрирует рис. 3.

Аналогично, формула, описывающая колебания груза в плоскости ZY будет иметь вид:

$$\frac{d^2 Psi}{dt^2} + k \frac{dPsi}{dt} + w^2 \sin Fi = -\cos Psi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{z}{L} \right) + \sin Psi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{y}{L} \right),$$

где $z(t)$ - местоположение точки P по оси Z в момент времени t .

Отметим, что углы Psi и Fi , близкие к 90 градусам и связанные с этим аномалии колебаний, не моделируются, так как этот режим работы очень далек от штатного и должен быть исключен в тренажере.

В реальности перемещение точки P может совершаться сразу в обеих координатных плоскостях, следовательно, и колебания могут совершаться в обеих плоскостях. Геометрия этого процесса показана на рис. 4. Символом $Teta$ в данном случае обозначен угол между вертикалью и линией, соединяющей точки P и Q .

Обозначенные на рисунке расстояния подчиняются следующим соотношениям:

$$\begin{aligned}a^2 + b^2 &= d^2, \\ d &= L \cdot \sin Teta, \\ h &= L \cdot \cos Teta, \\ tg Fi &= a/h, \\ tg Psi &= b/h.\end{aligned}$$

Тогда:

$$Tg Teta = \sin Teta / \cos Teta = d/h = (a^2 + b^2)^{1/2} / h.$$

Таким образом, обобщенная модель колебаний груза, подвешенного на тросе, примет вид:

$$\begin{cases} \frac{d^2 Fi}{dt^2} + k \frac{dFi}{dt} + w^2 \sin Fi = -\cos Fi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{x}{c} \right) + \sin Fi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{y}{c} \right), \\ \frac{d^2 Psi}{dt^2} + k \frac{dPsi}{dt} + w^2 \sin Psi = -\cos Psi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{z}{L} \right) + \sin Psi \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{y}{L} \right). \end{cases}$$

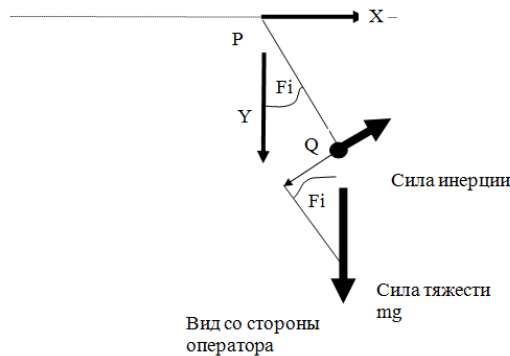


Рис. 3. Физика колебаний в отдельно взятой плоскости

Входными сигналами для модели будут зависимости $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$. Выходными сигналами – зависимости $Fi(t)$ и $Psi(t)$. Начальные условия для решения уравнений:

$$\begin{aligned}Fi(0) &= 0, \\ Psi(0) &= 0, \\ x(t) &= 0, \\ y(t) &= 0, \\ z(t) &= 0.\end{aligned}$$

Численное решение системы дифференциальных уравнений осуществлялось в рамках движка системы трехмерного моделирования Blender. На рис. 5 представлен фрагмент копии экрана, полученный в процессе моделирования, на котором показан фиксированный момент - груз из-за движения стрелы находится в слегка смещенном относительно вертикали положении.

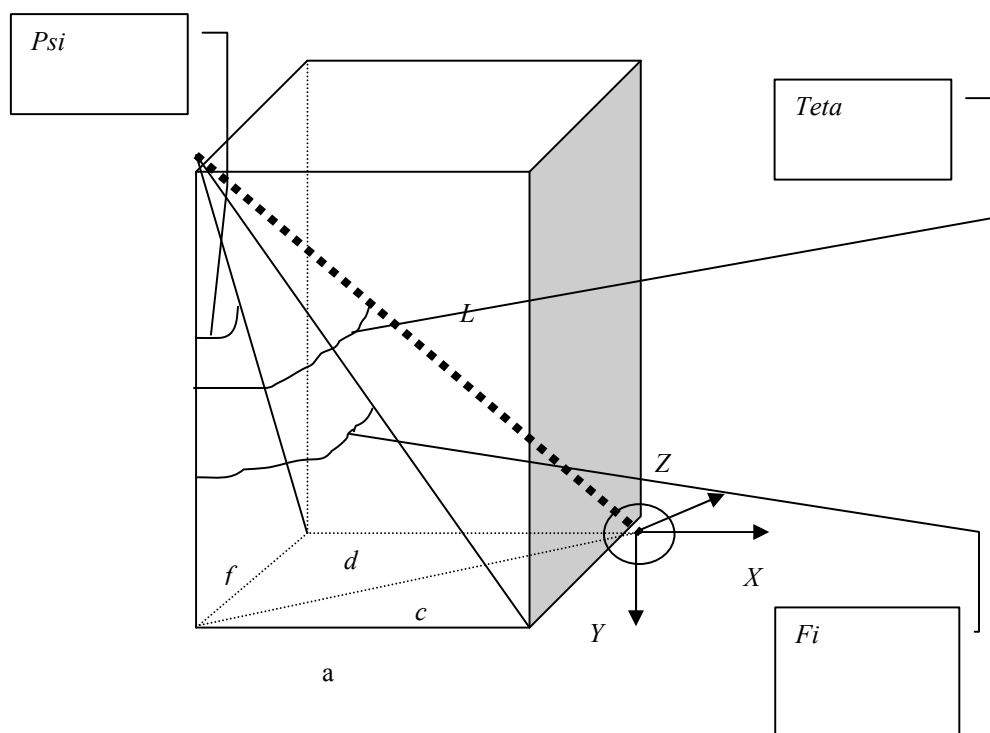


Рис. 4. Геометрия перемещения в двух плоскостях

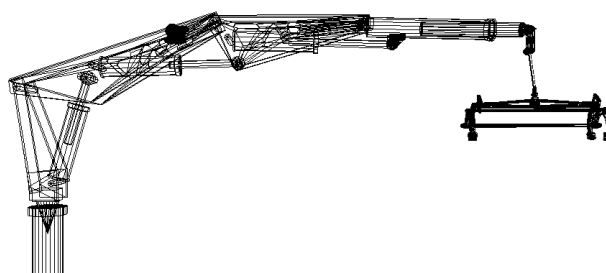


Рис 5. Трехмерная модель стрелы с подвешенным грузом

3. Выводы и применение.

Полученная модель была использована в качестве основы для исследовательского прототипа компьютерного имитатора тренажера крановщика. При реализации вышеописанных моделей были использованы язык *python*, библиотеки математического моделирования *numpy*, а также стандартная "физика" движка графической среды моделирования, так как это позволяет ускорить работу имитатора и избавить его от громоздких дополнительных модулей. Обновление изображения на экране производилось с частотой 60 раз в секунду. Эксперименты с моделью показали высокую реалистичность полученного имитатора.

Таким образом, предложенная модель может служить основой для разработки компьютерных тренажеров кранов и других погрузочно-разгрузочных устройств. При этом она лишена недостатка громоздкости, что особенно важно для систем, которые работают в режиме реального времени.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (договор № 13.G25.31.0093) в рамках реализации Постановления Правительства РФ № 218 «О мерах государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологического производства».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бортяков Д.Е., Орлов А.Н., Шевелев А.Б.* Расчет и анализ частотного спектра порталных кранов // В сб. «Подъемно-транспортные машины и оборудование». Вып. 2. Тула, 1999. С. 27–33, 78 с.
2. *Коровин К.В.* Автоматизированная система ограничения массы поднимаемого груза стреловых грузоподъемных кранов/ Автореферат на соискание уч.степени к.т.н., Челябинск, 2009, 16 с.
3. *Орлов А.Н.* Общая динамическая модель грузоподъемных кранов // В сб. «Оптимизация параметров строительных и дорожных машин». – Ярославль, изд-во Яросл. политех. ин-та, 1992. С.13–20., 85 с.
4. *Орлов А.Н., Синицын В.Ю.* К расчету частот собственных колебаний грейфера на канатном подвесе // Исследование оптимальных металлоконструкций и деталей подъемно-транспортных машин. Вып. 6. Саратов, 1992. С.28–32., 71 с.
5. *Орлов А.Н., Тахаладзе Г.С.* Автоматизированный выбор оптимальных размеров крановых канатных подвесов груза// В сб. «Автоматизация проектирования в машиностроении». –Л., изд-во ЛПИ им. М.И. Калинина, 1987. С. 17–24., 84 с.
6. *Орлов А.Н.* Поперечные колебания грейфера с учетом ослабления подъемных канатов// В сб. «Динамика, прочность и надежность технологических машин». –Труды СПбГТУ, № 478. – 1998. –С. 48-51., 160 с.
7. *Подобед Н.Е.* Исследование работы механизмов передвижения порталных кранов в морских портах при ветровых нагрузках/ Автореферат на соискание уч.степени к.т.н., Мурманск, 2010., 14 с.
8. *Рудской Д.С.* Анализ и исследование динамического состояния стрелового крана в переходных режимах при подъеме груза/ Материалы межвузовской научной конференции. Ч.III: С.26-27, 2001 //Санкт-Петербургский государственный технический университет, 2001., 75 с.

MODELING OF DYNAMICS OF MOVING THE WEIGHT IN THE COMPUTER SIMULATOR OF THE CARGO HANDLING DEVICE

**E. Dolgova, R. Fayzrakhmanov, D. Kurushin, L. Krotov, A. Fedorov,
A. Khabibulin, V. Shilov, E. Romin, R. Bakunov, R. Bikmetov,
I. Polevshchikov**

29, Komsomolsky prospect, Perm, 614990, Russia

Abstract. Simulation model of the weight attached to the crane arm is considered in this article. The model is developed for the computer training simulator and focused on use in real time calculations in the environment of the graphics engine. This work is done with financial support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (contract No. 13.G25.31.0093) within implementation of the Resolution of the government of the Russian Federation No. 218 «About measures of the state support of development of cooperation of the Russian higher educational institutions and the organizations realizing complex projects on creation of hi-tech production.

Keywords: modeling, training simulator, loading and unloading device, graphics engine.

ТЕХНОЛОГИИ И МЕТОДИКИ ОБУЧЕНИЯ

УДК 37.016:53

ФОРМИРОВАНИЕ КОМПЕТЕНТНОСТИ В ОБЛАСТИ СОВРЕМЕННОГО УЧЕБНОГО ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА У БАКАЛАВРОВ – БУДУЩИХ УЧИТЕЛЕЙ ФИЗИКИ

Д. В. Голиков, Н.Н. Голикова

*Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. В данной статье описываются особенности компетентностного подхода в обучении специалистов педагогического образования квалификации «бакалавр» по специальности учитель физики в области формирования у них компетентности в области современного учебного эксперимента. Так же описываются принципы, на основе которых происходит формирование экспериментальной компетентности у будущего учителя физики, и в соответствии с ними представлены профессиональные навыки, которые студенту необходимо приобрести в процессе обучения.

Ключевые слова: компетенция, компетентностный подход, бакалавриат, образовательный процесс, педагогическое образование, физический эксперимент, информационные технологии, мультимедийные ресурсы, информационно-коммуникационные технологии (ИКТ).

В настоящее время в образовании все чаще и чаще встречается термины «компетенция» и «компетентностный подход». И это не случайно, так как в связи с подписанием Россией Болонской конвенции обозначились направления изменения принципов формирования содержания высшего профессионального образования. По-иному определены и цели обучения. Они сформулированы в логике компетентностного подхода, введенного в теорию и практику профессионального образования. Компетентностный подход к обучению становится одним из ведущих направлений в мировой образовательной практике.

С переходом на требования стандарта третьего поколения подготовки бакалавра направления «Педагогическое образование» определяются требования к освоению основных образовательных программ бакалавриата, нацеленных на формирование общекультурных и профессиональных компетенций.

Выпускник бакалавриата педагогического образования должен овладеть специальными компетенциями в соответствии с избранным профилем подготовки, которые, наряду с другими, включают предметные и методические компетенции. В частности, бакалавр педагогического образования, готовящийся к осуществлению образовательного процесса на материале физики с присущими ему образовательными, развивающими и воспитательными функциями, должен знать концептуальные и теоретические основы физики как науки, ее место в общей системе наук и ценностей; быть готовым трансли-

ровать основы физики обучающимся в соответствии с образовательной программой; владеть специальными знаниями и быть способными к оценке и выбору учебно-методических комплектов по физике, конструированию образовательного процесса с различной воспитательно-развивающей направленностью и т.д. Подготовка бакалавра по физике обеспечивает его дальнейшую ориентировку в предметном компоненте содержания образования, без чего теряют смысл попытки решения каких-либо других образовательных задач.

Одной из особенностей компетентностного подхода, отличающего его от знаниево-центрированного подхода, является изменение функций подготовки по физике, которая утрачивает свою традиционную самодостаточность и становится элементом, интегрирующимся с целостной психолого-педагогической готовностью. Мобильность, преобразуемость знаний по физике стараниями грамотного педагога превращается в инструмент формирования интересов и развития способностей учащихся, в русле будущей профессиональной направленности. Данные структурные изменения возможны только при наличии у будущих учителей четких представлений о фундаментальных основаниях современной физики как инвариантном компоненте предметной культуры, что позволяет им адекватно решать различные образовательные задачи.

Также не стоит забывать, что одним из основных отличий процесса обучения физике от других наук является наличие экспериментальной составляющей. Более того, одним из показателей результативности деятельности учителя физики является степень использования им возможностей современного физического эксперимента в процессе обучения. Именно эта особенность и определяет необходимость формирования у бакалавров - будущих учителей физики компетентности в области учебного физического эксперимента и является одним из важнейших условий их подготовки к профессиональной деятельности.

Можно выделить характерные черты и проявления компетенций в области учебного физического эксперимента:

1. Компетенция в области основного оборудования школьного кабинета физики: знание оборудования и умение пользоваться им; способность получать информацию о приборах и новых разработках, реализовывать учебный физический эксперимент с помощью имеющегося основного оборудования, внедрять новое оборудование в процесс обучения физике, создавать принципиально новые экспериментальные установки при замене приборов, использовать возможности самодельных приборов.

2. Компетенция в области лабораторного физического эксперимента (фронтальных лабораторных работ, работ физического практикума, домашних экспериментальных работ, экспериментальных задач и эксперимента с использованием компьютера): знание методики лабораторного эксперимента, владение техникой его проведения, осознание его значимости, способность проектировать и реализовывать эксперимент.

3. Компетенция в области демонстрационного эксперимента: знание методики, владение техникой его проведения, осознание его значимости; умение проводить демонстрационный эксперимент, раскрывая его связь с теоретическим материалом; способность проектировать экспериментальные установки.

4. Компетенция в руководстве познавательной деятельностью учащихся в процессе наблюдения и исследования физических явлений: знание системы учебного физического эксперимента и осознание ее значимости для познавательной деятельности; способность сделать выбор вида и метода проведения учебного физического эксперимента

в зависимости от поставленных дидактических задач, организовать познавательную деятельность (в большей степени самостоятельную) при проведении физического эксперимента в школе и дома, контролировать ее и оценивать.

5. Компетенция в области правил техники безопасности: знание правил; способность соблюдать правила при выполнении учебного физического эксперимента; способность рационально организовать учебный процесс при проведении учебного физического эксперимента с целью сохранения здоровья учащихся и учителя (предвидеть и предупредить возникновение опасных ситуаций).

Из выше сказанного можно сделать вывод, что формирование экспериментальной компетентности у будущего учителя физики проводится на основе следующих принципов:

1. Ведущая роль отводится теоретическим знаниям. Они служат генетически исходной основой всех проявлений целостной системы профессиональных знаний, отражают ее внутренние связи и выходят за пределы чувственных представлений.

2. Обучение предмету ведется в условиях, приближенных к реальным, на высоком уровне трудности, с использованием проблемного подхода.

3. Обучение ведется «от общего к частному». При проведении эксперимента знания физики конкретизируются на изучении отдельных объектов природы и объяснении их особенных и единичных проявлений. При этом лучше использовать системно-структурный подход, позволяющий анализировать и исследовать рассматриваемый объект [7].

Названные принципы определяют основные подходы в формировании экспериментальной компетентности с позиций теории развивающего обучения, способствующего активной познавательной деятельности и осознанию студентом процесса учения, что поможет будущим учителям легче адаптироваться к реальным условиям работы.

Так же необходимо отметить, что говорить о формировании компетенций у современного учителя физики в настоящее время невозможно без применения информационных технологий.

Совершенствование информационных технологий занимает важное место среди многочисленных новых направлений развития образования. Оно нацелено на развитие инфраструктуры образования, как в вузе, так и в школе, а именно, информационной среды образовательного учреждения и предполагает внедрение и эффективное использование новых информационных сервисов.

Внедрение информационных технологий в процесс обучения создает принципиально новые педагогические инструменты, предоставляя педагогу, тем самым, и новые возможности. При этом изменяются не только функции педагога, значительно расширяется и сектор самостоятельной учебной работы учащихся. Поэтому при проведении уроков необходимо использовать образовательные мультимедийные продукты, например представленные на сайте «Единой коллекции цифровых образовательных ресурсов» (<http://school-collection.edu.ru>), которые были разработаны в рамках реализации Федеральной целевой программы развития образования и проекта «Информатизация системы образования». Но, обращаться к подобным источникам необходимо только в тех случаях, если они обеспечивают более высокий уровень образовательного процесса по сравнению с другими методами. Так же необходимо предлагать учащимся самостоятельно использовать информационные ресурсы при подготовке выступлений, докладов, творческих работ, например ресурсы сети Интернет.

Хотя для многих педагогов данное решение может показаться спорным так, как может показаться, что в данной ситуации учащиеся привыкают просто брать готовое, не осмысливая материал, не прилагая собственного труда к созданию учебной работы. Для предотвращения подобных ситуаций педагог должен сам хорошо разбираться в правилах поиска и работы с информацией в сети и уметь донести их до учащихся.

Но какими бы достоинства не обладали мультимедийные ресурсы полностью заменить ими физический эксперимент нельзя. По этому современный педагог должен владеть методикой и техникой проведения современного демонстрационного эксперимента, реализуемого в условиях ИКТ-насыщенной учебной среды.

В связи с этим в настоящее время каждому студенту - будущему учителю физики, важно приобрести дополнительные профессиональные навыки и опыт деятельности. Можно выделить основные направления дополнительной профессиональной подготовки учителя физики.

1. Владение новыми методами и технологиями проведения физических демонстраций.

Студент, будущий учитель физики, должен иметь представления о современном научном эксперименте, тенденциях развития компьютерной техники предназначенной для проведения физического эксперимента и программного обеспечения поставляемого с ним;

знать состав и назначение электронных систем сбора информации и входящих в их состав датчиков предназначенных для сбора экспериментальных данных; иметь навыки использования типовой компьютерной техники предназначенной для проведения физического эксперимента; знать программное обеспечение, предназначенное для выполнения расчетов, построения и исследования графиков функциональных зависимостей и компьютерного моделирования; владеть методикой и техникой проектирования и проведения демонстрационного эксперимента с использованием современных электронных лабораторий; владеть технологиями использования программного обеспечения для обработки экспериментальных данных.

2. Знание образовательных ресурсов по физике.

Студенту необходимо иметь представление о составе, видовом разнообразии и содержании предметных электронных образовательных ресурсов, а также ресурсов Интернет, которые специально предназначены или могут быть использованы на различных этапах учебного занятия, включающих демонстрационный эксперимент; уметь оценивать дидактические свойства предметных цифровых ресурсов и инструментов учебной деятельности, определять целесообразность их использования в качестве сопровождения демонстрационного эксперимента; владеть методикой использования цифровых ресурсов на различных этапах проведения демонстрационного эксперимента.

3. Владение методикой формирования и отработки у учащихся экспериментальных умений и навыков в условиях ИКТ-насыщенной среды средствами демонстрационного физического эксперимента.

Будущему педагогу необходимо знать методы и приемы формирования экспериментальных умений учащихся (наблюдение, фиксация результатов, анализ и интерпретация данных эксперимента и др.) в процессе проведения демонстрационного эксперимента, в том числе обобщенных учебных умений; методы и приемы использования средств ИКТ с целью формирования данных умений; владеть методикой формирования

у учащихся отдельных экспериментальных умений, в том числе умений в использовании новых учебных инструментов: компьютерной аппаратной техники, в том числе и цифровых датчиков и программного обеспечения для обработки данных и представления результатов эксперимента в том или ином формате; владеть методикой формирования обобщенных экспериментальных умений и навыков (содержание, методы и приемы, средства обучения, этапы обучения) с применением средств ИКТ (виртуальных учебных объектов различных медиаформатов); знать и владеть методикой формирования самостоятельности учащихся в подготовке и проведении физического эксперимента.

4. Умение проектировать и проводить учебные занятия, включающие демонстрационный эксперимент.

Необходимо владеть методикой организации этапов учебных занятий, включающих демонстрационный эксперимент с использованием средств ИКТ; быть способным избирательно и эффективно использовать новые средства обучения с учетом места демонстрационного эксперимента в структуре занятия; проектировать дистанционные учебные занятия (курсы), содержащие цифровые материалы по демонстрационному эксперименту (тексты, фото, видео, анимации, модели и др.); проводить дистанционные учебные занятия с использованием цифровых материалов по демонстрационному эксперименту.

5. Знание методики и техники проведения демонстрационного эксперимента в ИКТ-насыщенной среде.

Требуется знать систему требований, предъявляемую к демонстрационному эксперименту в условиях ИКТ-насыщенной среды; соблюдать требования, предъявляемые к современному демонстрационному эксперименту, а так же эффективно применять современные приемы их реализации с применением средств ИКТ; оценивать и обеспечивать дидактическую целесообразность применения средств ИКТ в физических демонстрациях.

6. Умение самостоятельно проектировать и разрабатывать средства обучения.

Требуется иметь представление о системе дидактических материалов для сопровождения физического эксперимента; быть способным к разработке авторских цифровых ресурсов для проведения занятий, включающих демонстрационный эксперимент, а именно: иллюстративных цифровых объектов (рисунков, схем, таблиц, анимации, фото и видеоматериалов, в том числе с элементами интерактивности), учебных компьютерных моделей для их исследования средствами виртуальной среды, тематических презентаций как на основе и имеющихся в различных мультимедиа коллекциях [14], [15] так и авторских цифровых объектов быть способным к разработке авторских цифровых дидактических материалов для самостоятельной работы учащихся по содержанию демонстрационного физического эксперимента; реализовать в содержании дидактических материалов технологию формирования у учащихся обобщенных экспериментальных умений, включая их умения использовать в данной деятельности объекты и инструменты виртуальной информационной среды [4].

Профессиональные знания и опыт деятельности, приобретенные студентами по данным направлениям, определяют формирование у них специальной профессиональной компетентности в области методики и техники современного демонстрационного физического эксперимента.

Профессиональная деятельность педагога обучающего физике в рамках указанных направлений позволяет ему эффективно использовать в демонстрационном эксперименте все компоненты ИКТ-насыщенной учебной среды:

- 1) аппаратную технику и инструменты для ввода информации;
- 2) устройства и инструменты представления, обработки и передачи информации;
- 3) информационные источники;
- 4) инструменты учебной деятельности;
- 5) системы и средства поддержки организации образовательного процесса.

Так же важным направлением профессиональной деятельности учителя физики является проектирование и разработка цифровых средств обучения, которые могли бы быть использованы в ходе демонстрационного эксперимента с целью его дидактического сопровождения. Состав же средств дидактического сопровождения и способы их использования в учебных демонстрациях определяется собственно логикой экспериментального исследования.

Таким образом, несомненно, что только компетентностный подход может дать желаемый результат при обучении физике в условиях ИКТ-насыщенной среды, как в школе, так и ВУЗе. Следовательно, будущий учитель физики за время своего обучения в должен овладеть специальными компетенциями, в том числе и в области физического эксперимента, как демонстрационного, так и лабораторного. А так же уметь широко использовать в своей работе новые педагогические инструменты, которые становятся доступными в современном образовании благодаря внедрению информационных технологий в процесс обучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Голиков Д.В.* Использование демонстрационного оборудования нового поколения при изучении электромагнитных колебаний в курсе физики основной школы – М.: МГОУ, 2011. - 42 с., - ил.
2. *Зимняя И.А.* Статья «Ключевые компетенции - новая парадигма результатов образования». // Интернет-журнал "Эйдос"// <http://www.eidos.ru/journal/>
3. *Коломин В. И.* Компетентностный подход в профессиональной подготовке учителя физики // Наука и школа. 2008. № 1. С. 5-7.
4. *Нельзин А.Е., Оспенников Н.А.* Демонстрационный эксперимент в условиях ИКТ-насыщенной среды // Вестник ПГПУ. Серия «ИКТ в образовании». - 2009. – Вып. 5. - С. 45 - 55
5. *Оспенникова Е.В.* Использование ИКТ в преподавании физики в средней общеобразовательной школе: методическое пособие/ Е.В. Оспенникова. – М.: Бином. Лаборатория знаний, 2011. – 655 с.
6. *Оспенников Н.А.* Школьный физический эксперимент в условиях развития компьютерных технологий обучения [Текст] / Н.А. Оспенников // Вестник ПГПУ. Серия «ИКТ в образовании». - Пермь: ПГПУ, 2006. – вып. 2. - с. 47 – 76.
7. *Павлова М. С.* Экспериментальная компетентность будущего учителя физики. Вестник ТГПУ. 2010. Выпуск 1 (91). – Тобольск : ТГПУ, 2010.
8. *Педагогика: Учебное пособие для студентов педагогических учебных заведений / В.А.Сластенин, И.Ф.Исаев, А.И.Мищенко, Е.Н.Шиянов.* — М.: Школа-Пресс, 1997.

9. Петрова М.А. Многообразие датчиковых систем для компьютеризированного физического эксперимента // Вестник ПГПУ. Серия «ИКТ в образовании». - 2009. – Вып. 5. - С. 45 - 55.
10. Смирнов А.В. Методика применения информационных технологий в обучении физике [Текст]: учеб. пособие для студ. высш. пед. учеб. заведений / А.В. Смирнов – М.: Издательский центр «Академия», 2008. - 240.
11. Теория и методика обучения физике в школе. Общие вопросы [Текст]: учеб. пособие для студентов высш. пед. учеб. заведений / С.Е. Каменецкий, Н.С. Пурышева, Н.Е. Важевская [и др.]; под ред. С.Е. Каменецкого, Н.С. Пурышевой. – М.: Академия, 2000. – 368 с.
12. Федеральный государственный образовательный стандарт высшего профессионального образования по направлению подготовки 050100 Педагогическое образование (квалификация (степень) "бакалавр") (утв. приказом Министерства образования и науки РФ от 17 января 2011 г. N 46).
13. Хуторской А.В. Ключевые компетенции как компонент личностно-ориентированной парадигмы образования // Народное образование. - 2003.- № 2. - С. 58-64.
14. <http://school-collection.edu.ru> – Единая коллекция цифровых образовательных ресурсов.
15. <http://www.fcior.edu.ru> – Федеральный центр информационно-образовательных ресурсов.

**THE FORMATION OF COMPETENCE IN THE AREA
OF THE CONTEMPORARY SCHOOL OF PHYSICAL EXPERIMENT
FOR BACHELORS - FUTURE TEACHERS OF PHYSICS**

D. Golikov, N. Golikova

*Moscow State Regional University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. In this article reflects features of the competence-based approach in training of the pedagogical education «bachelor» on a speciality the teacher of physics in the field of formation of competence in the field of contemporary educational experiment. As principles on which basis there is a formation of experimental competence at the future teacher of physics are described, and according to them professional skills which to the student are necessary for getting in the course of training are presented.

Key words: competence, competence approach, undergraduate education, teacher education, physical experiment, information technology, multimedia resources, information and communication technologies (ICT).

УДК 53'373.1.02:372.8

**МЕТОДЫ ПОЗНАНИЯ ПРИРОДЫ КАК СИСТЕМООБРАЗУЮЩИЕ ФАКТОРЫ
КОНСТРУИРОВАНИЯ СОДЕРЖАНИЯ КУРСА ФИЗИКИ
ОСНОВНОЙ ШКОЛЫ
(НА ПРИМЕРЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ)**

А.А. Синявина

*Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. В данной статье раскрыто понятие «метод» с использованием разных источников. Показано использование методов исследования природы при конструировании учебного материала об электрическом поле. Обоснованы и определены основные положения, которые лежат в основе конструирования учебного материала курса физики основной и средней школы. Приведены характеристики способов действий, формируемых у учащихся в ходе изучения содержания учебного материала об электрическом поле. В ней также отражены планируемые результаты при изучении электрического поля.

Ключевые слова: метод, природа, электрическое поле.

В основе современного Федерального государственного стандарта основного общего образования по физике лежит системно-деятельностный подход, направленный на достижение личностного и познавательного развития обучающихся в условиях активной учебно-познавательной деятельности разных видов. При этом решающая роль отводится содержанию образования, способам организации образовательной деятельности [2; 13]. Формирование способов деятельности связано с применением методов исследования природы.

Метод (греч. *methodos*) трактуется как путь к чему – либо, способ деятельности субъекта в любой её форме. Так, в энциклопедическом словаре метод трактуется как способ достижения какой-либо цели, решения конкретной задачи, как совокупность приёмов или операций практического или теоретического освоения (познания) действительности [12, с. 352].

Термин «метод» имеет несколько смысловых значений. Во-первых, *méthode* – метод, способ; способ действий; приём. Во-вторых, этот термин означает: методичность, порядок, система. В технических науках термин «метод» является тем же, что и термин «технология» [8, с. 686].

В области искусства рассматривают творческий метод как систему принципов, управляющих процессом создания произведения искусства. Будучи аналогом структуры самого искусства, структура творческого метода имеет четыре соответствующие грани, выступая одновременно как способ познания жизни, её оценки, преобразования жизненной данности в образную ткань искусства и построения его образного языка [17, с. 342-344].

В философии науки в системе общенаучных методов и приёмов исследования выделяются три уровня: эмпирический, теоретический и общелогический [5, с. 341]. Каждый из уровней характеризуется использованием методов.

Общенаучные методы и приёмы исследования		
Методы эмпирического исследования	Методы теоретического познания	Общелогические методы
Наблюдение Эксперимент Сравнение Описание Измерение	Формализация Аксиоматический метод Гипотетико-дедуктивный метод Восхождение от абстрактного к конкретному	Анализ и синтез Абстрагирование Обобщение Идеализация Индукция и дедукция Аналогия Моделирование Системный подход Структурно-функциональный (структурный) метод Вероятностно-статистические методы

К методам эмпирического познания относятся наблюдение, эксперимент, сравнение, описание, измерение. Наблюдение носит деятельностный характер. Оно предполагает организацию объектов наблюдения, обеспечивающую контроль за их изменением. Конечной целью наблюдения является извлечение знаний о существенных свойствах и отношениях объекта познания. Различают наблюдение непосредственное и опосредованное различными приборами и техническими устройствами. Основными компонентами научного наблюдения являются: цель, методы и приёмы, возможность повторного наблюдения, интерпретация его результатов. Обычно наблюдение включается в качестве составной части в эксперимент. Интерпретация всегда осуществляется с помощью определённых теоретических положений. В своей работе А. Ампер «Теория электродинамических явлений, выведенная исключительно из опыта» пишет: «Начать с наблюдения фактов, изменять, по возможности, сопутствующие им условия, сопровождая эту первоначальную работу точными изменениями, чтобы вывести общие законы, основанные всецело на опыте, и в свою очередь вывести из этих законов, независимо от каких-либо предположений о природе сил, вызывающих эти явления, математическое выражение этих сил, т.е. вывести представляющую их формулу, - вот путь, которому следовал И.Ньютон... Этим же путём руководствовался и я во всех моих исследованиях электродинамических явлений». [4, с. 168].

Эксперимент – метод познания, при помощи которого в контролируемых и управляемых условиях исследуются явления природы и общества. Зачастую главной задачей эксперимента является проверка гипотез. При этом условия эксперимента не только контролируются, но модернизируются, многократно воспроизводятся и изменяются. Основными этапами эксперимента являются: планирование и построение (цель, тип, средства, методы проведения и др.), контроль, интерпретация результатов. Для того, чтобы эксперимент состоялся, необходимы экспериментатор, объект исследования, система приборов, методика его проведения, гипотеза. Выделяют качественный, количественный и мысленный эксперименты. В. Томсон в своём труде «Трактат о натуральной философии» оценивает наблюдение и эксперимент так: «В третьей главе «Опыт»

кратко изложены наблюдения и эксперимент как основа натуральной философии» [4, с.184].

Сравнение и описание относятся к познавательным операциям – законченным действиям, направленным на решение определённой задачи. Так, с помощью сравнения выделяют сходство или различие объектов, которые образуют определённый класс. Сравнение осуществляется по признакам, существенным для данного рассмотрения. Оно является основой такого логического приёма, как аналогия. Описание состоит в фиксировании результатов наблюдения или эксперимента с помощью, например, схем, графиков, рисунков, таблиц.

Измерение представляет собой ряд действий, которые выполняются при помощи приборов и устройств с целью определения числового значения измеряемой величины в принятых единицах [15].

Эмпирический уровень познания не сводится только к чувственному восприятию внешних свойств объекта, на нем познается и сущность объекта. Необходимо отметить, что методы эмпирического исследования всегда направляются определёнными концептуальными идеями, т.е. они «теоретически нагружены». Так, Р. Фейман в работе «Характер физических законов» отмечает: «... Это и было началом современной науки, ключом к правильному пониманию природы – наблюдать за предметом, записывать все подробности и надеяться, что полученные таким способом сведения послужат основой для того или иного теоретического истолкования» [14, с. 11].

С философской точки зрения, различие эмпирического и теоретического уровней познания связано с глубиной проникновения в сущность явлений. При этом отмечается, что теоретическое познание выражается в теоретических образах сущности объекта. Теоретическое познание имеет опосредованный характер, не учитывающий непосредственную связь субъекта с реальным объектом. Деятельностью субъекта при этом служат теоретические рассуждения.

Характерными для теоретического познания являются методы формализации, аксиоматический метод, гипотетико-дедуктивный метод, а также восхождение от абстрактного к конкретному. Под формализацией понимают такой метод, когда содержательное знание отображается в формализованном языке, представленном в знаково-символическом виде, например, формулами. Используя их, можно получить новые формулы и соотношения. А. Ампер утверждал: «Формулы, выведенные таким образом на основании нескольких фактов, о которых заключают из достаточно большого числа наблюдений, так что нет повода сомневаться в их достоверности, - имеют главным образом то преимущество, что они остаются независимыми как от гипотез, которыми могли пользоваться авторы при отыскании этих формул, так и от гипотез, которые впоследствии могут прийти им на смену» [4, с. 169].

Под аксиоматическим методом понимают способ построения теории, при котором в основу теории берутся исходные положения – аксиомы, а все остальные положения являются логическим следствием из них.

Гипотетико-дедуктивный метод заключается в создании системы дедуктивно связанных между собой гипотез, из которых в последствии выводится утверждение об эмпирических фактах. При этом дедукция представляет собой вывод по правилам логики, цель рассуждений. Полученное заключение основано на использовании гипотез и других посылок, истинное значение которых неизвестно. Оно имеет вероятностный характер. В структуре данного метода можно выделить основные составляющие: выдви-

жение гипотезы, отбор её из наиболее вероятных, вывод следствий, экспериментальная проверка.

Восхождение от абстрактного к конкретному – метод, основанный на развитии научной мысли от исходной абстракции через последовательные этапы углубления познания к целостному воспроизведению в теории исследуемого предмета. Данный метод включает в себя восхождение от чувственно-конкретного к абстрактному, что позволяет выделить в мышлении отдельные стороны предмета и выразить их в определённых абстрактных определениях. В своём труде «Трактат об электричестве и магнетизме» Дж. К. Максвелл отмечал: «... методы Фарадея походили на те, при которых мы начинаем с целого и приходим к частному путём анализа, в то время как обычные математические методы были основаны на принципе движения от частных и построения целого путём синтеза» [4, с. 193].

К общелогическим методам относятся, например, анализ и синтез, абстрагирование, обобщение, идеализация, индукция и дедукция, аналогия, моделирование, системный подход, структурный метод, вероятностно-статистические методы.

В методологии – учении о структуре, логической организации, методах и средствах деятельности – существует подход к классификации методов познания на две основные группы – методы эмпирического и теоретического познания. При этом общелогические методы рассматриваются как мыслительные операции, которые относят к теоретическому методу исследования [7; 10; 16].

Структурный метод строится на основе выделения в целостных системах их структуры – совокупности устойчивых связей и отношений объекта, обеспечивающих его целостность и тождественность самому себе, т. е. сохранение основных свойств при различных внешних и внутренних изменениях. Основными требованиями, предъявляемыми к данному методу, являются: изучение структуры, строения системного объекта; исследование его элементов и функциональных характеристик; анализ изменения этих элементов и их функций; рассмотрение развития системного объекта в целом; представление объекта как гармонически функционирующей системы, все элементы которой направлены на поддержание этой гармонии [5].

Рассматривая структуру теории на примере электродинамики, можно выделить в ней эмпирический базис, который составляют закон Кулона, открытие Эрстеда, открытия и работы Ампера, открытие электромагнитной индукции Фарадеем. Идеализированным объектом электродинамики является непрерывное электромагнитное поле, которое характеризуется четырьмя основными величинами: напряженностями и индукциями электрического и магнитного полей. Эти величины измеряются по силовому действию поля на заряды и токи. Кроме того, в основание теории входят электрические характеристики вещества: электрическая и магнитная проницаемость, электропроводность.

Ядро электродинамики составляют уравнения Максвелла, связывающие характеристики поля с распределением зарядов и токов в пространстве и изменением их во времени. Система дополняется уравнениями, учитывающими свойства среды и условием сохранения электрических зарядов. Также в ядро теории входит принцип суперпозиции полей, обосновывающий правила сложения напряженностей.

Решение дифференциальных уравнений с учетом граничных условий приводит к выводам теории электродинамики, которые заключаются в решении любых задач на макроскопические поля, токи и распределения зарядов. Электродинамика приводит к

предсказаниям новых эффектов, например, она предсказала способность электромагнитных полей распространяться в пространстве. Это достижение открыло возможности создания принципиально новых средств связи: вначале беспроводного телеграфа, а затем радио и телевидения. Важным следствием электродинамики является заключение о том, что свет представляет собой электромагнитную волну [1; 3; 6; 9].

Из-за сложности структуры физической теории изучение её в полном виде в школьном курсе физики не представляется возможным по различным причинам. К ним, например, относятся недостаточная математическая подготовка учащихся, нормирование учебного времени, в рамках которого рассматривается изучение учебного материала, доступность изучения и др. Однако уже на этапе основного общего образования предусматривается формирование у учащихся представлений о закономерной связи и познаваемости явлений природы, научного мировоззрения как результата изучения основ строения материи и фундаментальных законов физики; усвоение основных идей физической теории, например, элементов электродинамики; овладение понятийным аппаратом и символическим языком физики. Поэтому необходимо адаптировать содержание учебного материала о физической теории к изучению в курсе физики основной школы посредством основных принципов, определяющих содержание и структуру. Ниже в таблице приведены примеры основных положений, которые определяют структуру и содержание курсов физики, как для основной, так и средней (профильной) школ.

Основные положения, определяющие содержание и структуру курса физики	
Основная школа	Средняя (профильная) школа
Основная структурная единица	
Теоретические обобщения в виде понятий, законов, идей физической картины мира	Физическая теория
Область физического знания	
Методы исследования природы, механические, тепловые, электрические, магнитные, световые, квантовые явления → модели, понятия, законы, практические приложения, характеризующие эти явления	Механика, термодинамика, молекулярная физика, электродинамика, квантовая физика
Уровни познания	
Эмпирический → теоретический	Теоретический
Соотношение между уровнями познания	
Взаимосвязь эксперимента и моделирования (теоретические модели)	Единство эксперимента и теории

Для курса физики основной школы характерен переход от эмпирического уровня познания к теоретическому. Основной структурной единицей является теоретическое обобщение, которое может иметь форму понятия, закона, идеи физической картины мира. В область физического знания курса физики основной школы включены все физические явления, объяснение которых проводится с помощью понятий и величин, их характеризующих, законов, практических приложений. При изложении материала учитывается взаимосвязь физического эксперимента и моделирования, которые отражают соответственно эмпирический и теоретический уровни познания [11].

Соответствие структуры (системы) курса формам теоретических обобщений можно представить в виде теоретической схемы представления учебного материала курса физики. Ниже предлагается теоретическая схема конструирования содержания учебного материала одной из тем электродинамики «Электрический заряд. Электрическое поле», на которой учтена взаимосвязь теоретических обобщений в виде понятий, законов, практических приложений с методами познания, направленная на формирование физической картины мира (рис. 1).



Рис. 1

Электрический заряд является одним из сложных понятий электродинамики. Электрический заряд – это источник электрического поля, связанный с материальным носителем. Одновременно электрический заряд – это физическая величина, характеризующая элементарные частицы, а также свойство тел или частиц, которое определяет их электрическое взаимодействие.

Последовательность изложения электрического заряда и электрического поля определяется принципом историзма, который предусматривает поэтапное изучение материала. На первом этапе электрический заряд рассматривается как свойство тел или частиц и как физическая величина. На втором этапе учащиеся изучают важнейшее свойство электрического заряда – быть источником электрического поля.

Учебный материал об электрическом заряде и электрическом поле изучается с помощью эксперимента и моделирования. Каждый параграф в учебнике начинается с наблюдения в демонстрационном эксперименте физического явления, его описания. В то же время используются физические модели, например, точечный заряд, знаковые модели, замкнутая система, однородное электрическое поле.

Закон сохранения электрического заряда вводится экспериментально и выполняется для изолированной (замкнутой) системы. В качестве изолированной замкнутой системы в данном случае принимается металлический полый шар, насаженный на стержень электромметра, стрелка электромметра, эбонитовая палочка и кусочек меха. Из опы-

та следует, что заряды на палочке и кусочке меха равны по абсолютному значению и противоположны по знаку.

Закон Кулона – фундаментальный эмпирический закон. При его изучении учащиеся используют метод аналогии между кулоновскими и гравитационными силами.

Электрическое поле в электродинамике характеризуют основные физические величины: напряжённость электрического поля – силовая характеристика поля и разность потенциалов – энергетическая характеристика поля. В курсе физики основной школы изучается только напряжённость электрического поля. При её изучении используется знаковая модель – линии напряжённости электрического поля, которая позволяет наглядно показать картины электрических полей в пространстве. Изложение учебного материала о физической величине проводится по определённой схеме. Так, введение напряжённости электрического поля предполагает следующий план: напряжённость электрического поля в данной точке – силовая характеристика поля; формула определения; единица измерения в СИ, физический смысл, направление вектора напряжённости электрического поля в некоторой точке пространства. Напряжённость в данной точке пространства определяется как отношение силы, действующей на заряд, помещённый в эту точку, к значению этого заряда.

На примере электрического поля, созданного несколькими (в простейшем случае – двумя) разноимёнными, равными по модулю точечными зарядами, рассматривается принцип суперпозиции с помощью схем и рисунков.

На опыте изучается движение точечного заряда в однородном электростатическом поле. Из эксперимента следует, что силы, действующие на заряд в однородном электрическом поле, совершают работу по его перемещению из одной точки поля в другую. Следовательно, электрическое поле обладает энергией.

Учебный материал об электрическом заряде и его свойствах, электрическом поле и его характеристиках в конце главы обобщён в виде таблиц, например:

Электрический заряд и его свойства

Электрический заряд – свойство тел или частиц	Электрический заряд – физическая величина
Существуют электрические заряды только двух видов	Электрическим зарядом называют и физическую величину, характеризующую это свойство тел или частиц к электрическим взаимодействиям
	Единица электрического заряда 1 Кл
Электрическое взаимодействие характеризуется кулоновской силой	Закон Кулона – закон взаимодействия двух неподвижных точечных заряженных тел
	Закон сохранения электрического заряда: в замкнутой системе алгебраическая сумма электрических зарядов сохраняется постоянной: $q_1 + q_2 + q_3 + \dots = const$

Методы физического эксперимента, моделирования, общелогические методы (операции) используются при разработке технологической схемы каждого урока. Ниже приведена технологическая схема урока, в которой отражены основные этапы урока, содержание, средства обучения и методы обучения.

Электрическое поле. Напряжённость электрического поля

Основные этапы урока	Содержание урока	Средства обучения	Методы обучения
Повторение пройденного материала. Опрос	Проверка домашнего задания	Учебник. Рабочая тетрадь № 2	Общелогические методы познания
Изучение нового материала	Историческая справка о введении понятия электрического поля М. Фарадеем и Дж. Масквеллом. Пробный заряд. Силовая характеристика электрического поля. Напряжённость электрического поля в данной точке. Формула определения, единица измерения в СИ, её физический смысл, направление вектора напряжённости электрического поля в некоторой точке пространства	Рисунки учебника. Демонстрация электростатического взаимодействия заряженных тел	Физический эксперимент, моделирование, общелогические методы познания
Закрепление и обобщение учебного материала	Вопросы для самоконтроля. Творческое задание «Теоретическое исследование»	Учебник	Моделирование, общелогические методы познания

Методы моделирования, эксперимента, общелогические методы находят применение на всех этапах урока.

При изучении электрического заряда и электрического поля учащиеся получают возможность выполнять экспериментальные и исследовательские задания, например, конструирование электроскопа, определение знака заряда при электризации, конструирование «театра бумажных фигурок». Каждое из заданий предполагает несколько этапов выполнения: подготовительный этап, основной и заключительный этапы. На подготовительном этапе учащиеся знакомятся с объектом исследования, рассматривая все его стороны. На основном этапе формулируется цель исследования, определяются средства и материалы, ставится гипотеза исследования, которую необходимо проверить в эксперименте. Основным этапом заключается в проведении эксперимента и получении его результатов, которые обобщаются в виде таблиц. Вывод о подтверждении или опровержении гипотезы делается на заключительном этапе. В ходе проведения исследований учащиеся используют разные методы во взаимосвязи: наблюдение и эксперимент, описание и сравнение, моделирование установки, анализ результатов исследования, обобщение.

Использование методов позволяет формировать у учащихся разные способы действий, примеры которых приведены в таблице.

Характеристики способов действий, формируемых при изучении электрического поля
- исследовать экспериментально явления электризации тел и действия электрических зарядов;

- обнаруживать электрический заряд и определять его знак с помощью электрометра;
- изучать закон сохранения электрического заряда в замкнутой системе с использованием электрометра;
- использовать модель точечного заряда для объяснения электрических взаимодействий покоящихся заряженных тел;
- изучать взаимодействие двух одноимённых точечных электрических зарядов с помощью модели крутильных весов;
- решать задачи на применение закона Кулона;
- изображать векторы сил взаимодействия двух точечных электрических зарядов;
- изучать понятие напряжённости электрического поля с помощью «картин» электрических полей;
- вычислять напряжённость электростатического поля в данной его точке;
- использовать модель электрического поля – линии напряжённости при решении задач;
- изучить принцип суперпозиции электрических полей;
- наблюдать «картину» электрического поля с помощью прибора для демонстрации спектров электрического поля;
- наблюдать «картину» однородного электрического поля и изображать её с помощью линий напряжённости;
- вычислять работу сил однородного электрического поля

Планируемые результаты обучения при изучении темы предполагают, что выпускник научится:

- распознавать электромагнитные явления и объяснять на основе имеющихся знаний основные свойства или условия протекания электризации тел, взаимодействия зарядов;
- описывать изученные свойства тел и электромагнитные явления, используя физические величины: электрический заряд, напряжённость электрического поля, работу сил однородного электрического поля; указывать формулы, связывающие данную физическую величину с другими величинами;
- анализировать свойства тел, электромагнитные явления и процессы, используя закон сохранения электрического заряда, закон Кулона; при этом различать словесную формулировку закона и его математическое выражение;
- решать задачи, используя закон Кулона и формулы, связывающие физические величины - электрический заряд и силу тока; электрический заряд и силу, действующую со стороны электрического поля; на основе анализа условия задачи выделять физические величины и формулы, необходимые для её решения, и проводить расчёты.

Кроме того, выпускник получит возможность научиться, например, использовать знания об электромагнитных явлениях в повседневной жизни для обеспечения безопасности при обращении с приборами и техническими устройствами, для сохранения здоровья и соблюдения норм экологического поведения в окружающей среде; различать границы применимости физических законов, понимать всеобщий характер фундаментальных законов (закон сохранения электрического заряда); приёмам построения физических моделей, поиска и формулировки доказательств выдвинутых гипотез и теоретических выводов на основе эмпирически установленных фактов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горбачев В.В. Концепции современного естествознания: Учеб. пособие для студентов вузов / В.В. Горбачев. – 3 – е изд., перераб., - М.: ООО «Издательство Оникс»: ООО «Издательство «Мир и образование», 2008. – 704 с.
2. Давыдов В.В. Теория развивающего обучения. –М.: ИНТОР, 1996. – 544 с.
3. Джанколи Д. Физика в 2-х т. Т.2: Пер. с англ. – М.: Мир, 1989. – 667 с.
4. Капица С.П. Жизнь науки. – Москва: Издательский дом ТОНЧОУ, 2008. -592 с.
5. Кохановский В.П. Основы философии науки: Учебное пособие для аспирантов/ В.П. Кохановский [и др.]. – Изд. 2-е. – Ростов н/Д: Феникс, 2005. 608 с .
6. Мултановский В.В. Физические взаимодействия и картина мира в школьном курсе. Пособие для учителей. – М.: Просвещение, 1977. – 168 с.
7. Новиков А.М., Новиков А.Д. Методология. – М.: СИНТЕГ, 2007. – 668 с.
8. Новый французско-русский словарь/ В.Г. Гак, К.А. Ганшина. – М.: «Русский язык»; Paris: Editions Librairie du Globe, 1994. – 1195с.
9. Парсел Э. Электричество и магнетизм. Учеб. руковод. Пер. с англ. / Под ред. А.И. Шальникова и А.О. Вайсенберга. – 3-е изд. –М.: Наука, 1983. – 416 с.
10. Разумовский В.Г. Физика в школе. Научный метод познания и обучение/ В.Г. Разумовский, В.В. Майер. – М.: Гуманитар. изд. Центр ВЛАДОС, 2004. – 463 с. – (Библиотека учителя физики).
11. Синявина А.А. Формирование теоретических обобщений при изучении физики в общеобразовательных учреждениях. –М.:МГОУ, 2005. – 108 с.
12. Терра-Лексикон: Иллюстрированный энциклопедический словарь. – М.: Терра, 1998. – 672 с.
13. Федеральный государственный образовательный стандарт основного общего образования. <http://standart.edu.ru/> (дата обращения: 15.04.12)
14. Фейнман, Р. Характер физических законов/[пер. с англ.]; Ричард Фейнман. – М.: АСТ:Астрель, 2012, - 252 с.
15. Физика: Энциклопедия./ Под ред. Ю.В. Прохорова.-М.: Большая Российская энциклопедия, 2003. – 944 с.
16. Хижнякова Л.С. Формирование теоретического способа мышления при изучении курса физики основной школы// Проблема теоретических обобщений на уровне законов при обучении физике. – М.:МПУ, 2003. с. 6-10.
17. Эстетика: Словарь/ Под общ. ред. А.А. Беляева и др. –М.: Политиздат, 1989. – 447с.

**METHODS OF KNOWLEDGE OF NATURE
AS A SYSTEM-FACTORS DESIGNING THE COURSE CONTENT
OF THE BASIC SCHOOL PHYSICS
(FOR EXAMPLE, THE ELECTRIC FIELD)**

A. Sinyavina

*Moscow Regional State University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. In this article discloses the notion «method» with the use of different sources. Shows the use of the methods of research of nature in the design of educational material on the electric field. Justified and defines the main provisions of which lie in the basis of the design of teaching material of the course of physics of the basic and secondary school-ly. The characteristics of ways of action are formed by the teachers-is in the

course of the examination of the content of training material on the electric field. It also reflects the planned results in the study of the electric field.

Keywords: method, nature, electric field

УДК 371.3

БЛОК-СХЕМНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЗАДАЧ КАК СРЕДСТВО ОПТИМИЗАЦИИ ИХ РЕШЕНИЯ

Т.И. Кузнецова*, Д.А. Зверева**

**Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
(МГУ имени М.В. Ломоносова)*

117218, Москва, ул. Кржижановского, д. 24/35, к. 1

***Московский государственный областной университет (МГОУ)
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. В статье авторы показывают эффективность использования блок-схем в учебном процессе. Показано использование блок-схем для решения невычислительной задачи, задачи на логику. Приведён пример методологической блок-схемы для решения задачи на исследование. Последний из приведённых примеров относится к бытовым примерам с использованием элементов химии.

Ключевые слова: оптимизация, учебный процесс, блок-схема, алгоритмизация, средняя школа, предвуниверситетское образование.

«Наиболее эффективна математика в становлении научного языка, обеспечивающего однозначную интерпретацию описаний объекта исследований. При этом объект может иметь много описаний и моделей, несовместимых друг с другом, но каждое описание не порождает внутренних противоречий».

А.В. Коганов [1].

Рассмотрим определение оптимизации. Оптимизация (от лат. *optimus* — «наилучший») в общем виде означает выбор наилучшего, самого благоприятного варианта из множества возможных условий, средств, действий и т. п. Если оптимизацию перенести на процесс обучения, то она будет означать выбор такой его методики, которая обеспечивает достижение наилучших результатов при минимальных расходах времени и сил учителя и учащихся в данных условиях.

Оптимизация достигается не одним каким-то хорошим, удачным методом. Речь идёт о сознательном, обоснованном выборе учителем одного из многих возможных вариантов.

К настоящему времени методистами выделено 4 критерия определения оптимальности методики учебного процесса:

1. Максимально возможные результаты в формировании знаний, учебных умений и навыков.

2. Минимально необходимые затраты времени учащихся и учителей на достижение определенных результатов.

3. Минимально необходимые затраты усилий на достижение определенных результатов за отведенное время.

4. Минимальные, по сравнению с типичными, затраты средств на достижение определенных результатов за отведённое время.

Говоря обобщённо, учебный процесс оптимален, если его результат высокий и достигается в короткий срок с минимальными усилиями учащихся и учителей [2].

С учётом этого, под оптимизацией позволим себе понимать такую рациональную организацию учебного процесса, результатом которой будет либо решение задачи за кратчайший срок, либо эффективное, качественное решение поставленной задачи, либо совмещение этих моментов, в зависимости от поставленной учителем цели.

Общепринято практиковать построение блок-схем при решении вычислительных задач, поскольку этот процесс рассматривается как один из этапов подготовки задачи к её решению на компьютере, однако не часто практикуются блок-схемы для представления «невыхислительных» алгоритмов. Из учебника в учебник по информатике переходит наглядная блок-схема решения задачи из химии: определение среды раствора. Нами разработаны блок-схемные представления алгоритмов решения не только типовых вычислительных задач, но и алгоритмов решения «невыхислительных», в частности, экспериментальных, задач из математики, химии, физики и даже для русского языка [3; 4].

Мы рассматриваем блок-схемы как модели решения исследуемых задач, именно исследуемых задач, поскольку практически невозможно решить задачу с помощью составления блок-схемы без хотя бы некоторого обобщения. А это означает выход за пределы конкретной вычислительной задачи, влечёт за собой превращение (замену) численных данных на буквенные параметры и, как следствие, «порождает» потребность в исследовании. Эта потребность часто естественным образом переходит в необходимость, обеспечивая тем самым повышение качества обучения.

Примечательно, что решение новой, обобщённой, задачи требует полного сосредоточения исследователей на логической структуре формальной постановки этой задачи. Тенденция обобщения задачи и последующей разработки модели её решения в виде блок-схемы часто носит субъективный, и скорее всего, временный характер, может включать в себя несколько вариантов на обоих этапах.

В этом плане показателен

Пример 1 (из алгебры), который целесообразно рекомендовать использовать в резюме темы «Степени» – перед введением определения показательной функции, когда обычно вспоминаются все определения степеней, начиная с натуральной степени и до рациональной. При этом естественным образом выявляются «особые» случаи, которые не входят в определения, более того, исключаются из определений и, как следствие, не включаются в упражнения. Это случаи, когда вычисление значений степени невозможно.

Последнее подтверждает просмотр учебной и учебно-методической литературы (см., например, пособия для студентов-иностранцев подготовительных факультетов [5; 6]). Удивительно то, что «самые математические» книги, такие, как «Математическая энциклопедия» [7, т. 5, 221], как и «Математический энциклопедический словарь» [8, 566], давая определение целой отрицательной степени, даже не оговаривают условие

того, что основание степени не равно нулю. Теперь понятно, почему именно в этих случаях учащиеся часто делают ошибки.

Если же учащийся по «собранным вместе» определениям сам составляет блок-схему вычисления степеней, то эти «особые» случаи высвечиваются по необходимости, – просто потому, что такова специфика разработки алгоритмов. При этом именно на этих особых случаях автоматически акцентируется внимание учащегося, поскольку с психологической точки зрения результатом проведённой работы для него является не только систематизация знаний, приобретённых ранее, но и ощущение полноты и завершенности рассматриваемого раздела математики.

Теперь составим весь комплекс определений рациональных степеней, ориентируясь на уже упомянутые учебные пособия, используемые на уровне предвузовского образования [5, 7, 23–29; 6, 4], которые вполне соответствуют школьным определениям:

Определение 1. $a^1 = a \quad \forall a \in \mathbf{R}$.

Определение 2. $a^p = \underbrace{a \cdot \dots \cdot a}_p \quad \forall a \in \mathbf{R} \text{ и } \forall p \in \mathbf{N} \setminus \{1\}$.

Определение 3. $a^0 = 1 \quad \forall a \in \mathbf{R} \setminus \{0\}$.

Определение 3'. 0^0 не имеет смысла.

Определение 4. $a^{-p} = \frac{1}{a^p} \quad \forall a \in \mathbf{R} \setminus \{0\} \text{ и } \forall p \in \mathbf{N}$.

Определение 4'. $0^p \quad \forall p \in \mathbf{N}$ не имеет смысла.

Определение 5. $\forall a \in \mathbf{R}^+ \cup \{0\} \text{ и } \forall q \in \mathbf{N} \setminus \{1\} \quad \sqrt[q]{a} = b \geq 0$, где b такое, что $b^q = a$.

Определение 6. $\forall a \in \mathbf{R}^+ \quad \sqrt[2k+1]{a} = b$, где $k \in \mathbf{N}$ и b такое, что $b^{2k+1} = a$.

Определение 6'. $\forall a \in \mathbf{R}^+ \quad \sqrt[2k]{a}$, где $k \in \mathbf{N}$, не имеет смысла.

Определение 7. $\forall a \in \mathbf{R}^+ \text{ и } \forall q \in \mathbf{N} \setminus \{1\} \quad \forall p \in \mathbf{Z} \quad a^{p/q} = (\sqrt[q]{a})^p$.

Определение 7'. $\forall a \in \mathbf{R}^+ \text{ и } \forall q \in \mathbf{N} \setminus \{1\} \quad \forall p \in \mathbf{Z} \setminus \{0\} \quad a^{p/q}$ не имеет смысла.

Определение 7''. $\forall q \in \mathbf{N} \setminus \{1\} \quad \left. \begin{array}{l} 0^{\frac{p}{q}} \\ \text{не имеет смысла} \end{array} \right\} \begin{array}{l} = 0 \quad \forall p \in \mathbf{N} \\ \forall p \in \mathbf{Z} \setminus \mathbf{N} \end{array}$.

Определения со штрихами (3', 4' 6', 7', 7'') добавлены нами с учётом необходимости обеспечения полноты исследования поставленной проблемы.

На рис. 1 приведена блок-схема, которая соответствует всему составленному комплексу определений рациональных степеней.

Блок-схема наглядно демонстрирует внутренние связи определений 1 – 6'' ($a \in \mathbf{R}$; $p \in \mathbf{Z}$; $k, q \in \mathbf{N}$), поэтому процесс её составления имеет не только методическое, но и определённое теоретическое значение.

Заметим, что данный пример является яркой иллюстрацией к многовариантности как обобщения, так и алгоритмизации исследуемой задачи-проблемы. Ее первое представление было опубликовано нами еще в 1999 и в 2005 гг. (см. [9, 186–188]), следующее – в 2010, 2011 гг. и в настоящей работе (см. также [10, 116–118]).

Следующий пример показывает силу наглядности блок-схемного оформления решения известной логической задачи о путешественнике и селениях правдолюбив и шутников.

Пример 2 (из логики, см., например, [11]). На некотором острове отдельными селениями живут правдолюбцы и шутники. Правдолюбцы всегда говорят только правду, а шутники постоянно шутят, а поэтому всегда лгут. Жители одного племени бывают в селении другого, и наоборот. В одно из этих селений попал путешественник, но не знает, в какое именно. Докажите, что путешественнику достаточно первому встречному задать вопрос: “Вы местный?”, чтобы по ответу определить, в селении какого племени он находится.

Решение. Путешественник может попасть или в селение “правдолюбцов”, или в селение “шутников” – появляются два различных варианта. В селении “правдолюбцов” путешественник может встретить как “правдолюбца”, так и “шутника”. Аналогично, в селении “шутников” путешественник может встретить как “шутника”, так и “правдолюбца”. Решение из [13] приведено на рис 2.

И схема рис. 2.1, и наша блок-схема, рис. 2.2, позволяют учащимся заметить, что положительный ответ в любом случае может быть только в селении «правдолюбцов», а отрицательный ответ – только в селении «шутников».

Сравнивая схему рис. 2.1 и блок-схему рис. 2.2, можно сделать заключение о том, что именно блок-схема даёт максимальную возможность сделать ещё один шаг к развитию у учащихся умения видеть и понимать не только конечный результат, но и развитие мыслительных процессов, устанавливать причинно-следственные связи, что способствует формированию у них мировоззренческой культуры и пониманию того, что мир познаваем.

Представляют интерес методологические блок-схемы, составленные нами для описания деятельности человека (в том числе и учащегося), решающего геометрические задачи не только на вычисление, но и на построение, на доказательство, а также задачи на исследование (см. [3; 9; 10]). В последнем плане примечателен пример 3 двухэтапного построения блок-схемы, в которой даётся полное представление о взаимном расположении трёх различных прямых (в пространстве), две из которых параллельны [12]. При этом демонстрируется восходящий способ конструирования сложных алгоритмов.

Пример 3 (из геометрии). На уроках математики по традиционной программе при решении школьных задач учащиеся применяют для их решения определённые знания, умения и навыки. Их роль заключается в обработке и закреплении конкретных умений и навыков. При этом известная алгоритмизация способов решения этих задач, как было сказано выше, ограничивает творческий поиск учащихся. Учащиеся, постоянно следуя жёстко предписанным операциям, привыкают к однотипным действиям, что естественно, тормозит их творческую активность. Но если использовать алгоритм решения какой-либо нестандартной задачи, изобразив его с помощью блок-схемы, можно получить решение, придуманное ребёнком, для него это будет новый, ранее не известный способ решения. Приведём пример подходящей задачи (10 класс) [13, 217–218].

Даны две прямые a и b , $a \parallel b$, дана прямая c , отличная от прямых a и b . Как может быть расположена прямая c относительно прямой b , если:

- А) $c \parallel a$; Б) c пересекается с a ; В) c скрещивается с a ?

Можно, предположив стандартный ход решения, записать условие и вопрос задачи, начать делать чертёж и рассматривать возможные варианты решения задачи. Мы же предпочитаем проводить решение с использованием блок-схемы (рис. 3). В подтвер-

ждение многовариантности блок-схемного представления решения задач заметим, что эта блок-схема отличается от блок-схемы [12].

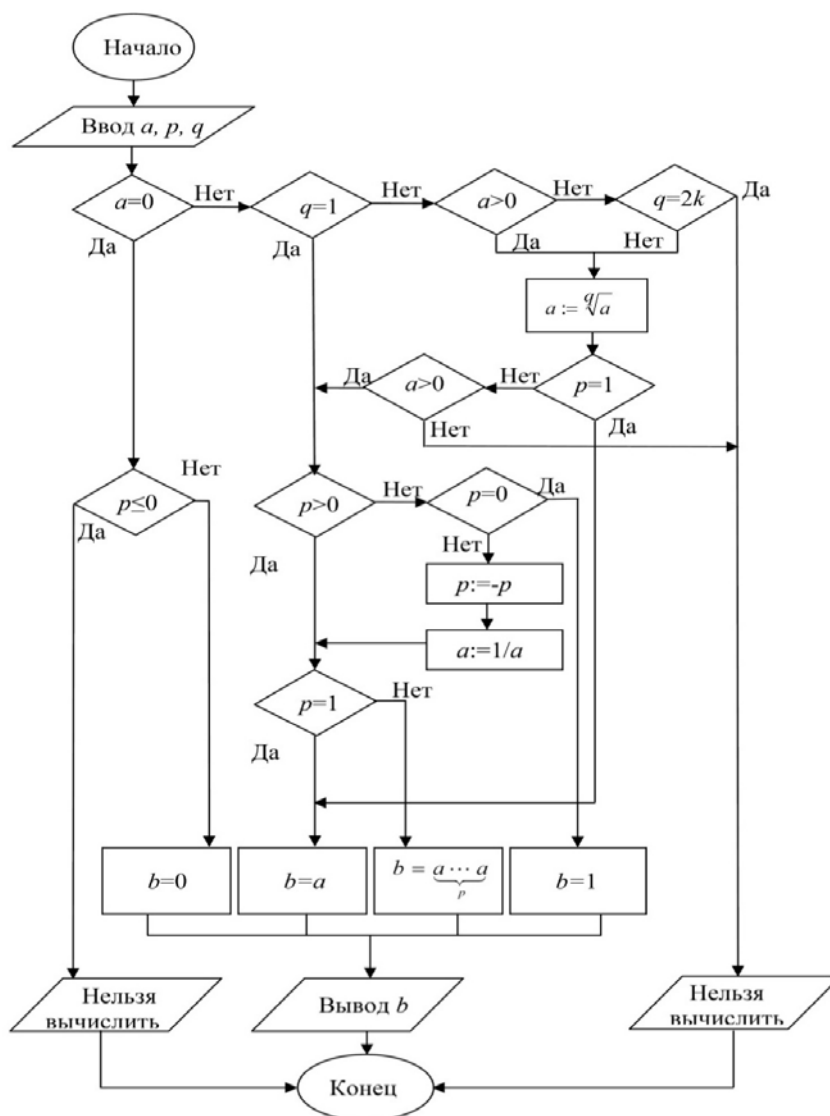


Рис. 1. Комплекс определений рациональных степеней

Пример 4 (из жизни – с применением химии). В настоящее время достаточно остро стоит вопрос о наводнении рынка фальсификатами стиральных порошков. Здесь уж никакая инструкция не поможет! Нам посчастливилось узнать способ определения хорошего, доброкачественного, порошка среди множества моющих средств (ТВ, 1-й канал, «Доброе утро»; 25.04.2011). В результате получилась следующая блок-схема (см. рис. 4), которая является новым, доработанным и отредактированным, вариантом блок-схемы рис. 2 из [4].

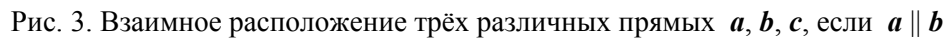
Рассмотрение предложенных примеров показывает, что их конечные результаты – блок-схемы – можно рассматривать и как полноправные решения проблем, и как опорные конспекты для обзора соответствующих теоретических модулей.



1000



1. *Journal of the American Medical Association*, 1997; 277: 1039-1043.



ЛИТЕРАТУРА

1. *Коганов, А.В.* Эмпирико-эталонные основы математических теорий: [Электронный ресурс] // Институт исследований природы времени: [сайт]. [2001]. URL: http://www.chronos.msu.ru/RREPORTS/koganov_empiriko/koganov_empiriko.htm (дата обращения 15.01.2012).
2. *Оптимизация процесса обучения* [Электронный ресурс] // Педагогика: [сайт]. [2010]. URL: <http://paidagogos.com/?p=107> (дата обращения 15.01.2012).
3. *Брычков, Е.Ю.* Введение в информатику [Текст]: учеб. пособие для студентов-иностранцев высших учебных заведений / Е.Ю. Брычков, Т.И. Кузнецова; под общ. ред. Т.И. Кузнецовой. – М.: УРСС, 1997. – 208 с.
4. *Кузнецова, Т.И.* И в просвещении статья с веком наравне: Антипов И.Н. – проводник на пути преподавания информатики [Текст] / Т. И. Кузнецова // Игорь Николаевич Антипов: к 50-летию научно-педагогической деятельности / Под общей ред. А.В. Пантелеймоновой. – М.: Изд-во МГОУ, 2011. – С. 12-34.
5. *Лазарева, Е.А.* Алгебра [Текст]: учеб. пособие по математике для студентов-иностранцев подготовительных факультетов / Е.А. Лазарева, И.П. Пацей, Л.Н. Буняк. – М.: Ред.-Изд. Совет МОЦ МГ, 2006. – 153 с.
6. *Лазарева, Е.А.* Степени. Логарифмы. Тригонометрия [Текст]: учеб. пособие по математике для студентов-иностранцев подготовительных факультетов / Е.А. Лазарева, Н.И.Зверев, И.П. Пацей. – М.: Ред.-Изд. Совет МОЦ МГ, 2003. – 123 с.
7. Математическая энциклопедия [Текст] / Гл. ред. И.М. Виноградов, тт. 1 – 5. – М.: Сов. энциклопедия, 1977 – 1985. – (Т. 5, 1985, 1248 стб.).
8. Математический энциклопедический словарь [Текст] / Гл. ред. Ю.В. Прохоров; Ред. кол.: С.И. Адян, Н.С. Бахвалов, В.И. Битюков, А.П. Ершов, Л.Д. Кудрявцев, А.Л. Онищик, А.П. Юшкевич. – М.: Сов. энциклопедия, 1988.
9. *Кузнецова, Т.И.* Модель выпускника подготовительного факультета в пространстве предвузовского математического образования [Текст] / Т. И. Кузнецова. – М.: КомКнига, 2005. – 480 с. – (Сер. «Педагогика, психология, технология обучения»); 2-е изд. – М.: Либроком, 2011.
10. *Кузнецова, Т.И.* Информационные модели выпускников в подсистемах вузов [Текст] / Кузнецова Т.И. // Информационно-педагогическая среда современного вуза: коллективная моногр.; под общей ред. В.К. Жарова. – М.: Изд-во МГОУ, 2011. – Гл. 2. – С. 95–152.
11. *Тарасова, Г.А.* Формирование мировоззренческой культуры учащихся на уроках логики [Электронный ресурс] // Фестиваль педагогических идей «Открытый урок»: [сайт]. 2012. – URL: <http://festival.1september.ru/articles/504001/> (дата обращения: 16.02.2012).
12. *Зверева, Д.А.* Совершенствование творческой деятельности учащихся путём использования блок-схем на уроках математики [Текст] / Д. А. Зверева // Актуальные вопросы теории и методики обучения: сб. науч. трудов. – Вып. 1. – М.: РУДН, 2011. – С. 37–42.
13. *Середа, Т.Ю.* Теоретические основы формирования и развития творческой математической деятельности учащихся на уроках математики [Текст]: дис. ... канд. пед. наук / Середа Татьяна Юрьевна. – М., 2005. – 222 с.

MODELING OF NO-COMPUTING TASKS BY BLOCK DIAGRAMS AS MEANS OF OPTIMIZATION OF THEIR SOLUTION

T. Kuznetsova*, D. Zvereva**

**Lomonosov Moscow State University,
18-1, Krzhizhanovsky st., Moscow, 117218, Russia*

***Moscow State Regional University,
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. The authors show the effectiveness of the use of flowcharts in the learning process. Shows the use of block diagrams for solving the non-computer tasks in the task logic. An example of the topological methodology flowchart for solving the problem in the study. The last of these examples relates to everyday examples.

Key words: optimization, educational process, block diagram, algorithmization, high school, preuniversity education.

УДК 37.016 : 51

ПРЕЕМСТВЕННОСТЬ И РАЗВИТИЕ КАК НЕОБХОДИМЫЕ ВЗАИМОСВЯЗАННЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ ПРОЦЕССА ОБУЧЕНИЯ РЕШЕНИЮ ТЕКСТОВЫХ ЗАДАЧ С ПАРАМЕТРАМИ

Д.В. Жарков

*Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. В данной статье рассматриваются основные вопросы, касающиеся некоторых аспектов понимания роли преемственности в обучении решению текстовых задач с параметрами. Наиболее важным и существенным является то, что на конкретных примерах показано использование преемственной связи при обучении школьников «обычным» текстовым задачам и текстовым задачам с параметрами. Дается описание взаимосвязи преемственности и развития как взаимозависимых явлений. В статье высказывается мнение автора о роли преемственности в истории математического образования в России.

Ключевые слова: параметр, преемственность, развитие, текстовая задача с параметром, решить текстовую задачу с параметром.

За последние три десятилетия в методике обучения математике были проведены исследования по проблемам, связанным с задачами по математике (текстовыми задачами). Весомый вклад в эту теорию внесли Ю.М. Колягин [1], Л.М. Фридман [2], Р.С. Черкасов[3].

Рассматривая содержание некоторых современных учебных программ, например [4, 9-12], автор пришёл к выводу, что они не могут в полной мере оказать достаточной методической помощи учителям, поскольку в самих программах не прописано, какие типы текстовых задач следует предлагать учащимся на уроке. Прописываются только отдельные умения по решению текстовых задач. Более того, в явном виде не выделяются какие-либо общности и связи между ними. Ведь одной из основных проблем, с которой сталкивается учащийся средней школы при изучении текстовых задач, является *фрагментарность*. В частности, в современных учебниках по математике разбираются отдельные типы текстовых задач: задачи «на движение», «на работу», «на проценты», «на растворы» и т.п., причём уровень их трудности зависит от тех целей, которые преследует автор того или иного учебника (учебного пособия). Более того, даже если и встречаются задания типа: «Запишите решение задачи в общем виде...», то они, как правило, единичны и из них, порой, бывает затруднительно составить определённую методическую систему, направленную на достижение соответствующего результата. Для решения задачи конкретного типа учащемуся нередко приходится «зазубривать» схемы решения. Получается, что учащийся средней школы изучает только отдельные типы задач, не видя картины в целом.

В последнее время всё сильнее слышны голоса тех, кто считает, что необходимо включать в задачный материал на уроках задачи с параметрами. Об этом свидетельствует значительное число тезисов, поданных на проходившей недавно (с 30 января по 3 февраля 2012 года) международной конференции в городе Дубна московской области, например [5], [6]. «Задачи с параметрами» - тема, на которой проверяется не уровень «натасканности» учащегося, а истинное знание материала. Например, в пособии [7] представлены самые разнообразные задания, отличающиеся по уровню сложности и трудности. Подобные задачи – это задачи, в которых соотношения трудно поддаются описанию с помощью известных моделей. Учащиеся испытывают трудности при «подгонке под шаблон» алгоритма решения и использовании известных способов действий. Автор данной статьи задал самому себе вопрос: каким образом можно совместить «приятное с полезным»: осуществить преемственность в изучении текстовых задач и одновременно органично вписаться в процесс изучения задач с параметрами? Автором были опубликованы тезисы на уже упомянутой конференции в г. Дубне (см. [8]), где были высказаны некоторые соображения и мысли по данной проблеме. В этой статье предлагаю сделать акценты на других методических гранях поднимаемой проблемы. Начать хотелось бы с истории возникновения понятия «преемственность».

В советской школе идея преемственности в обучении была отчётливо сформулирована уже в 50-е годы (при переходе к семилетнему образованию). Рассмотрим два основных вида преемственности.

1) Преемственность в процессе учебного познания.

В этот период обсуждаются разные виды связей: внутриспредметные связи, межпредметные связи, связи между предметами одного и того же цикла. Основное внимание уделяется установлению межпредметных связей. Специфической чертой преемственной связи в это время называют линейную связь предыдущего материала с последующим. Преемственность «осуществляется на каждом уроке при связывании нового учебного материала с недавно или давно усвоенными знаниями о сходных явлениях действительности. Преемственность осуществляется от урока к уроку, то есть в системе уроков, от одного года обучения к другому...» [9, 31]. По словам Ш.И. Ганелина [10]

(он дал наиболее полную для того времени характеристику преемственности) под преемственностью понимается изучение нового материала с опорой на пройденное. Ганелин также считает, что развитие знаний, умений и навыков происходит благодаря установлению разнообразных связей.

2) Преемственность при переходе учащихся с одной ступени обучения на другую.

Примерно в этот же период рассматривался переход учащихся из начальной школы в среднюю. Было отмечено, что четвероклассники испытывают дискомфорт при обучении математике в пятом классе, поскольку материал требует значительно более высокого уровня развития мышления, памяти и т. д. Основным средством преодоления указанных трудностей называлось установление преемственных связей.

В настоящее время преемственность в обучении понимается как обеспечение связи между отдельными сторонами, этапами и ступенями обучения, расширение и углубление знаний, приобретаемых на предшествующих этапах обучения, развертывание всего учебного процесса на новом этапе обучения в соответствии с содержанием, формами и методами обучения, которые были приоритетными на прошедшем этапе.

Понятие «преемственность» как философская категория является многоплановым. Это объясняется тем, что учёные, ориентируясь на различные стороны этого понятия, дают ему различные определения. В Большой Советской энциклопедии можно найти такое определение этому понятию: «Преемственность – связь между явлениями в процессе развития, когда новое, снимая старое, сохраняет в себе некоторые его элементы» [11]. К. И. Нешков в работе [12] понимает преемственность как некоторую связь и высказывает мысль о том, что «правильно решить вопрос о преемственности можно лишь при полном учете всех требований преемственности. Такое понимание преемственности поможет выделить существенные части темы и расположить их так, чтобы их прохождение представляло в полном смысле слова развитие с надлежащим образом установленными связями между отдельными частями и этапами изучения» [12, 15]. Другой точки зрения придерживается Г.В. Дорофеев. Он считает, что проблема преемственности связывается с проблемой отбора содержания: «...традиционное содержание обучения математике, сложившееся в течение многих десятилетий и даже столетий, отражает тот объем математических знаний, который, с одной стороны, является фундаментом математической науки, а с другой – в основном доступен большинству учащихся» [13, 62]. В современной литературе, например, в справочном пособии [14], преемственность понимается как «связь между различными этапами или ступенями развития, сущность которой состоит в сохранении тех или иных элементов целого или отдельных сторон его организации при изменении целого как системы». Г.И. Исаенко [15] даёт, на мой взгляд, наиболее точное и полное определение преемственности как философской категории. По мнению Исаенко, преемственность – философская категория, служащая для обозначения необходимости перенесения при любом процессе развития видоизмененных в соответствии с новыми условиями отдельных черт и сторон предшествующей стадии развивающегося объекта в его новую стадию и отбрасывания его устаревших черт и сторон как несоответствующих новой обстановке.

При решении проблемы преемственности в обучении математике необходимо учитывать специфику этого учебного предмета.

Анализ возможных преобразований элементов и связей между ними позволяет выделить некоторые виды преемственности.

1) Преемственность на одном уровне (внешняя преемственность - имеет место в курсе математики общеобразовательной (основной) школы).

По Баллеру, она «наблюдается в процессе количественных изменений, изменений, происходящих в рамках данного, относительно неизменного качества» [16, 17]. В этом случае остаётся неизменной структура объекта, изменяются его части. Связи, устанавливаемые при этом, касаются, в основном, формы, а не содержания и сути явления. Такие связи мы будем называть *внешними преемственными связями*.

В обучении математике преемственность такого рода встречается довольно часто. Приведём некоторые примеры.

Пример 1. В 5-м классе, где речь идёт о «задуманном числе» [17], [18], оно принимается за неизвестное. В 6-м классе данная задача технически усложняется за счёт того, что учащимся приходится иметь дело не с натуральными числами, а с обыкновенными и десятичными дробями. К данной группе мы можем отнести задачи, связанные непосредственно с задачами «на числа», например: из трёх данных чисел первые два находятся в таком-то отношении, а третье составляет столько-то от первого (второго) (это может быть и процент, и доля, и смешанная дробь).

Пример 2. Имеются задачи на нахождение неизвестного. При переходе от одного этапа к другому в умении решать такого вида задачи происходят количественные изменения: от задачи к задаче количество компонентов увеличивается, а, следовательно, возрастает сложность задачи. Важно показать учащимся их отличие по внутренней структуре, а именно, по количеству компонентов в задаче. Они могут иметь «разный внешний вид»: некоторые из них похожи на задачи «на движение» (см., например, № 13.031 в [19, 823]), другие связаны с марками и значками: у Васи было столько-то значков, у Пети в $3\frac{2}{5}$ раза больше, чем у Васи, а у Вовы количество значков составляет лишь 13% от общего количества значков Пети и Васи. Сколько значков у каждого, если всего их было 85?

2) Преемственность на разных уровнях (внутренняя преемственность - является переходом от «обычных» текстовых задач к текстовым задачам с параметром).

Она связана с качественными изменениями объекта: изменяется структура объекта, сохраняются лишь отдельные её элементы, признаки. В процессе качественных изменений преемственность выражается в том, что каждый последующий этап снимает в себе структуру предыдущего. Такое снятие может выступать в двух формах:

- 1) в форме преобразования структуры – уровень и порядок организации остаётся прежним;
- 2) в форме перехода к организации нового порядка – исходная структура включается в структуру вышестоящего порядка.

Рассмотрим преемственность в форме преобразования структуры на примере текстовой задачи.

Пример 3. Дыня массой a кг содержала v % воды. Когда она полежала на солнце, то стала содержать $(v-1)$ % воды. Какова теперь масса дыни?

Таблица

	Текстовая задача	Текстовая задача с параметром
Ход решения задачи	Дыня массой 10 кг содержала 99% воды. Когда она полежала на солнце, то стала содержать 98% воды. Какова теперь масса дыни?	Дыня массой a кг содержала v % воды. Когда она полежала на солнце, то стала содержать $(v-1)$ % воды. Какова теперь масса дыни?
1. Нахождение сухого вещества	$(1-0,01 \cdot 99) \cdot 10 = 0,1$ (кг)	$(1-0,01v)a$ – масса «сухого вещества» в дыне.
2. После усыхания	$1,01 - 0,01 \cdot 99 = 0,02$ (кг)	масса «сухого вещества» в дыне составила $1 - (0,01(v-1)) = 1,01 - 0,01v$
3. Новая масса дыни	$\frac{0,1}{0,02} = 5$ кг	$\frac{(1-0,01v)a}{1,01-0,01v} = \frac{a-0,01av}{1,01-0,01v}$
Ответ	5 кг	$\frac{(1-0,01v)a}{1,01-0,01v} = \frac{a-0,01av}{1,01-0,01v}$

Примечание. *Текстовая задача с параметром* – словесная модель ситуации, описывающая некоторые количественные и качественные характеристики явления, события или объекта с помощью каких-либо параметров, при этом исчерпывающий ответ на вопрос задачи кроется в исследовании численного значения параметра.

Решить текстовую задачу с параметром – это значит провести полное исследование, найдя значения параметров, при которых данная задача имеет или не имеет решения. Возможно, что некоторые из них будут являться ограничениями для решения конкретной задачи.

В данном случае трансформируется структура задачи: числа заменяются выражениями с переменной. Это приводит к изменениям в самих выполняемых операциях: появляется множество вариантов их выполнения, но порядок операций остаётся неизменным.

Рассмотрим пример на преемственность в форме перехода к организации нового порядка.

Пример 4. Вернёмся к примеру 1. В 7-м классе задачи на «задуманное число» приобретают несколько иной вид: появляются так называемые «двузначные абстракции», т. е. задания, которые формируют у учащихся элементы абстрактного мышления — представление двузначного числа в виде $10x + y$, перестановка чисел местами (см., например, № 13.005 и № 13.027 в [19, 814, 822]. В 8-м классе появляются так называемые «трёхзначные абстракции», т. е. задания, похожие на задания 7-го класса, но с усложнённой внутренней структурой – см. № 13.375 в [20, 560] (найти трёхзначное число, если...). Могут также присутствовать задания на «двузначные абстракции», но только в существенно усложнённом виде – см. № 13.230 в [21, 767].

Очевидно, что при переходе от задач 5–6-х классов к заданиям 7–8-х классов наблюдается изменение структуры объектов самого действия. Происходит изменение формы записи чисел (числовое – буквенное), а отсюда изменение структуры выполнения действий над числами. При переходе к «абстракциям» изменилась организация записи числа, структура действия, но неизменным осталось существо вопроса: выполнять операции можно только с одинаковыми счётными единицами и целью данных задач является нахождение искомого числа.

Преемственность в развитии умения решать текстовые задачи или в общем виде (с параметром) также связано с разрешением противоречия в понимании структуры объектов и самого действия. В приведённых выше примерах 3 и 4 происходили качественные изменения при переходе от одних видов объектов к другим. В этих случаях устанавливались глубинные связи, касающиеся сути явления, которые требуют также теоретического осознания и осмысления материала.

Преемственность обучения математике является атрибутом процесса развития. Известно, что способность к развитию является всеобщим универсальным свойством материи и сознания. Создавая даже, как мы думаем, принципиально новую систему, мы обязательно опираемся на некоторый определённый предшествующий опыт. Преемственность выступает существенной стороной развития, обеспечивающей сохранение изменяющегося объекта или явления. Проявление преемственности заключается в передаче следующим поколениям культурных образцов и стандартов. Ни для кого не секрет, что всё в нашем мире развивается, как говорят, «не стоит на месте». В процессе развития изменяется уровень организации системы, возникает его новое качественное состояние. Каждая новая стадия в развитии характеризуется действием определённых, специфических закономерностей. Дальнейшее развитие идёт по пути реализации новых возможностей, возникающих в ходе превращения старых возможностей в новую действительность. Поэтому, говоря о преемственности в обучении, необходимо выделить

- 1) развивающийся объект или явление;
- 2) основное противоречие, дающее толчок к изменению объекта или явления;
- 3) один или несколько способов установления преемственной связи, позволяющих данному объекту или явлению сохранить целостность, не разрушиться в процессе преодоления противоречия.

Понимание преемственности как внутренней стороны развития ученика в процессе обучения позволяет сделать вывод о необходимости тщательного анализа содержания материала с точки зрения преемственности. В противном случае, связи между знаниями и умениями учеников могут носить случайный характер, что часто является причиной ошибок, создаёт трудности в усвоении дальнейшего материала. В статье [22, 20] отмечается то, что «российские школьники показывают *нестабильные результаты* [курсив автора – Ж. Д.] в овладении одним из приоритетных для мирового педагогического сообщества умений – решать задачи». Отсюда можно сделать вывод, что для эффективной организации процесса обучения важно выстраивать материал так, чтобы ученик мог предвидеть направление своего развития. В этом случае школьник имеет возможность устанавливать связи между изучаемым и уже изученным, определять, какие знания понадобятся для решения более сложных задач. Содержание обучения решению текстовых задач должно представлять некоторую целостную теорию.

По мнению Г.А. Клековина [23] преемственность – неотъемлемая характерная закономерность процесса развития системы. В любой науке закон мыслится как внутренняя существенная связь явлений и свойств материальных объектов, которая характеризуется объективностью, необходимостью, устойчивостью и повторяемостью. В процессе развития изменяется уровень организации системы, возникает её новое качественное состояние, которое выступает как трансформация её структуры. Преемственность выступает существенной стороной развития, обеспечивающей сохранение изменяющегося объекта или явления. Если не будет установлена преемственная связь в череде изменений, то объект разрушится. *Развитие и преемственность – два взаимосвязанных и взаимозависимых процесса, они не существуют один без другого.*

К сожалению, из-за многочисленных социальных катаклизмов начала XX века потерялась связь между поколениями (можно даже сказать, что *нарушилась преемствен-*

ность между несколькими поколениями). При изучении документов и других письменных свидетельств той эпохи, возникает ощущение, что этот «провал» длился около 15-20 лет.

В октябре 2010 года в МГУ проходил Всероссийский Съезд учителей математики, на котором мне довелось присутствовать. На Съезде поднимались вопросы преемственности обучения — на секционных докладах, выступлениях на «круглых столах» и в беседах в кулуарах Съезда. Закончить эту статью хотелось бы словами декана исторического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова Сергея Карпова, которые были сказаны 22 февраля 2012 года на Патриаршем совете: «За время от Александра I до последнего времени в образовании было 12 реформ. Из этих 12 реформ только 2 были относительно благополучными. Это не значит, что не нужно реформировать, но на путь реформ нужно вступать только тогда, когда ты четко знаешь неизбежность и необходимость этой реформы. А не просто ради реформы» [24].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Колягин Ю.М.* Задачи в обучении математике: Часть 1: Математические задачи как средство обучения и развития учащихся. [Текст] / Ю.М. Колягин. – М.: Просвещение, 1977
2. *Фридман Л.М.* Логико-психологический анализ школьных учебных задач. [Текст] / Л.М. Фридман. – М.: Педагогика, 1977
3. *Блох А.Я.* Методика преподавания математики в средней школе: Общая методика [Текст]: Учеб. пособие для студ. педин-тов / А.Я. Блох, Е.С. Канин и др.; Сост. Р.С. Черкасов, А.А. Столяр. – М.: Просвещение, 1985
4. Математика. 5-9 классы: развёрнутое тематическое планирование. Базовый уровень. Линия И.И. Зубаревой, А.Г. Мордковича/ авт.-сост. Н.А. Ким. – Изд. 2-е, испр. – Волгоград: Учитель, 2010. – 267с.
5. *Власова О.В.* Параметр как инструмент воспитания ученика-исследователя [Текст] / О.В. Власова // Девятнадцатая международная конференция «Математика. Компьютер. Образование», Дубна, 30 января – 3 февраля 2012г., : Тезисы. Вып. 19 / Под ред. Г.Ю. Ризниченко и А.Б. Рубина. – Москва; Ижевск, 2012, с. 320
6. *Задорожная О.В.* Учебный проект «Роль параметров в математике» [Текст] / О.В. Задорожная // Девятнадцатая международная конференция «Математика. Компьютер. Образование», Дубна, 30 января – 3 февраля 2012г., : Тезисы. Вып. 19 / Под ред. Г.Ю. Ризниченко и А.Б. Рубина. – Москва; Ижевск, 2012, с. 336
7. *Шахмейстер А.Х.* Задачи с параметрами на экзаменах [Текст] / Шахмейстер А.Х. – 3-е изд., испр. – М.: Издательство МЦНМО: СПб.: «Петроглиф»: «Виктория плюс», 2009. – 248с.
8. *Жарков Д.В.* «Текстовые задачи с параметрами» - элективный курс для учащихся 8-9 классов средней школы [Текст]/ Д.В. Жарков // Девятнадцатая международная конференция «Математика. Компьютер. Образование», Дубна, 30 января – 3 февраля 2012г., : Тезисы. Вып. 19 / Под ред. Г.Ю. Ризниченко и А.Б. Рубина. – Москва; Ижевск, 2012, с. 333
9. *Ананьев Б.Г.* О преемственности в обучении.// Советская Педагогика. – 1953, №2, с. 23-35
10. *Ганелин Ш.И.* Педагогические основы преемственности учебно-воспитательной работы в IV – V классах // Советская педагогика. – 1955. - №7, с. 3-14
11. Большая советская энциклопедия (в 30 томах). Гл. ред. А.М. Прохоров. Изд. 3-е. – М.: Советская энциклопедия, 1975. Т. 20. – 608 с.

12. *Нешков К.И.* Некоторые вопросы преемственности при обучении математике// в сб. Преемственность в обучении математике. – М.: Просвещение, 1978.
13. *Дорофеев Г.В.* О принципах отбора содержания школьного математического образования. – МШ, 1990, №6, с.2-5
14. *Подопригора С.Я.* Философия: справочное пособие/ С.Я. Подопригора, А.С. Подопригора, Д.В. Волкова. – Ростов н/Д : Феникс, 2011. – 573с.
15. *Баллер Э.А.* Преемственность в развитии культуры. – М.: Наука, 1969. – 294с
16. Математика. 5 класс: учеб. для общеобразоват. учреждений / [Н.Я. Виленкин и др.]. – 23-е изд., испр. – М.: Мнемозина, 2008.- 280с.
17. Математика. 5 класс: учеб. для общеобразоват. учреждений / Н.Я. Виленкин, В.И. Жохов, А.С. Чесноков, С.И. Шварцбурд. – 24-е изд., стер. – М.: Мнемозина, 2009. – 288с.
18. Полный сборник решений задач для поступающих в вузы. Группа А/ Под ред. М.И. Сканава. – М.: ООО «Издательство «Мир и образование»: Мн.: ООО «Харвест», 2003. – 912с.
19. Полный сборник решений задач для поступающих в вузы. Группа В/ Под ред. М.И. Сканава. – М.: ООО «Издательство «Мир и образование»: Мн.: ООО «Харвест», 2003. – 608с.
20. Полный сборник решений задач для поступающих в вузы. Группа Б/ Под ред. М.И. Сканава. В 2 кн. кн.2. – М.: ООО «Издательство «Мир и образование»: Мн.: ООО «Харвест», 2003. – 832с.
21. *Л. Денищева, К. Краснянская.* Результаты исследования TIMSS/ Журнал Математика, янв. 2012г. – с.9-21
22. *Клековин Г.А.* Преемственность в обучении: в поисках теоретических оснований: - Самара, 2000. – 328с.
23. Патриарший совет решил, как реформировать умы. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: www.news.mail.ru/society/8171610/?frommail=1. – 20.03.2012.

SUCCESSION AND DEVELOPMENT AS ESSENTIAL MUTUAL COMPOSITIONS IN THE PROCESS OF STUDYING PROBLEM SOLVING EXERCISES WITH PARAMETERS

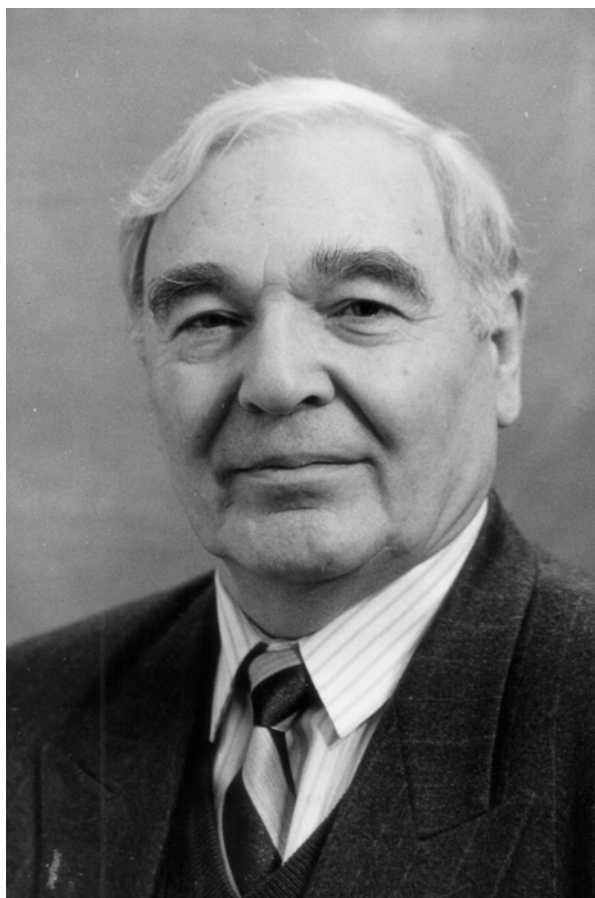
D. Zharkov

*Moscow State Regional University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract: this article is told us about the main questions, connected with some aspects of understanding the role of succession in studying problem solving exercises with parameters. The biggest and the most important thing here is how to use successive tie in studying “ordinary” problem solving exercises and problem solving exercises with parameters by pupils. There is a description of tie between succession and development as mutual compositions. Also, there is an author’s opinion about the successions’ role in history of mathematical education in Russia.

Key words: parameter, succession, development, problem solving exercise with parameter, to solve problem solving exercise with parameter.

КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ



ЮРИЙ ИВАНОВИЧ ЯЛАМОВ
(20.04.1932 – 02.02.2009)

Юрий Иванович Яламов родился 20 апреля 1932 г. в г. Новочеркасске в семье служащих. Отец – руководящий работник, мать – актриса. Потеряв родителей в раннем детстве, он воспитывался в семье дяди в Ереване. В 1950 г. Ю.И. Яламов окончил школу с золотой медалью, приехал в Москву и поступил в МИФИ. После окончания института и аспирантуры в 1964 г. он защитил кандидатскую диссертацию, которую выполнил под руководством чл.-корр. АН СССР В.Г. Левича, в 1969 г. защитил докторскую диссертацию.

В 1961 – 1963 гг. Ю.И. Яламов работал в Московском химико-технологическом институте им. Д.И. Менделеева, с 1963 по 1973 г. в Институте физической химии АН СССР, с 1973 по 1976 г. в Калининском государственном университете, а с 1976 г. до конца жизни заведовал кафедрой теоретической физики МОПИ, позднее МПУ, затем МГОУ.

В течение 18 лет Юрий Иванович был проректором университета по научно-исследовательской работе и международному сотрудничеству.

Профессор Яламов Ю.И. был ведущим ученым в области теоретической физики неоднородных аэродисперсных систем и кинетической теории неоднородных газов. На протяжении более сорока лет им был сделан большой вклад в эти области физической науки.

Лично профессором Яламовым Ю.И. и, под его руководством, многочисленными учениками были получены важные научные результаты:

- развиты теории термофореза, диффузиофореза и фотофореза аэрозольных частиц широкой дисперсности и различной формы в газах и газовых смесях;
- построены теории скольжения простых газов и многокомпонентных газовых смесей вдоль плоских и искривленных поверхностей конденсированных сред при наличии температурной и концентрационной неоднородностей;
- предложен аналитический метод исследования поведения ансамблей аэрозольных частиц в неизотермической вязкой среде;
- созданы теории термо-диффузиофоретического и броуновского осаждения аэрозольных частиц из неоднородных по температуре и концентрациям газовых потоков в каналах различной конфигурации и на движущихся неравновесных облачных каплях;
- создана теория квазистационарного испарения (конденсации) аэрозольных капель, охватывающая весь возможный диапазон отношений средней длины свободного пробега газовых молекул к радиусу капель;
- предложены и реализованы методы решения кинетического уравнения Больцмана в слое Кнудсена вблизи жидкой фазы при наличии фазовых переходов для нахождения скачков температуры и концентраций в многокомпонентной газовой смеси;
- построена теория объёмного движения простого газа под действием температурных напряжений с учётом процессов релаксации;
- с принципиально новых позиций построены теории фотофоретического движения твёрдых и жидких сферических аэрозольных частиц при малых числах Кнудсена (режим со скольжением). Показано, что скорость движения жидких частиц учитывает действие реактивной и термокапиллярных сил и сил, обусловленных эффектами теплового и диффузионного скольжения, причём скорость направлена от холодной стороны частицы-капли к горячей, если преобладает термокапиллярная сила, и от горячей стороны капли к холодной в обратном случае;
- на основе полученных в теории фотофореза аналитических результатов дано объяснение наблюдаемых в эксперименте положительного и отрицательного фотофореза, а также получена возможность рассчитать величину и направление скорости аэрозольной частицы. На базе имеющихся зависимостей скорости движения от размеров, оптических и теплофизических параметров аэрозольных частиц предложен способ селективного выделения частиц определённого сорта из потока смеси аэрозолей путём выбора длины волны излучения внутри полосы поглощения этими частицами;
- построена теория термо-диффузиофореза мелких (число Кнудсена $\gg 1$) летучих аэрозольных частиц в бинарных газовых смесях. В рамках этой теории получены выражения для силы и скорости при произвольных (то 0 до 1) значениях коэффициентов accommodation импульса и энергии молекул компонентов газовой смеси. Показано, что вклад от эффектов, связанных с летучестью (наличием фазового перехода на поверхности частицы), в силу и скорость термо-диффузиофореза пропорционален коэффициентам испарения и конденсации. Обнаружено, что скорость движения мелких летучих частиц может существенно отличаться от движения нелетучих частиц, особенно в тех случаях, когда значения коэффициентов испарения и конденсации близки к единице;
- построена теория термо-диффузиофореза крупных и умеренно крупных летучих аэрозольных частиц и капель растворов в бинарных и многокомпонентных газовых смесях. На основании полученных формул для скорости термо-диффузиофореза показано, что движение таких частиц не только количественно, но и качественно может отличаться от движения нелетучих частиц, а сама теория удовлетворительно объясняет опубликованные экспериментальные данные;
- разработана теория испарения и конденсации капель в диффузионном режиме с учётом их взаимодействия. Рассчитана скорость испарения (или конденсации) двухкапельной системы в зависимости от расстояния между каплями;

– построена теория движения твёрдых аэрозольных частиц и капель, содержащих внутренние источники тепла, как без учёта, так и с учётом гидродинамического взаимодействия между ними. Теория позволяет прогнозировать поведение частиц и капель как в поле внешнего электромагнитного излучения, так и при наличии химических реакций внутри конденсированной фазы;

– построены теории движения в неоднородном газе умеренно крупной сферической двухслойной частицы и двухслойной частицы со смещённым ядром. Установлено, что образование жидкого слоя в результате гетерогенной конденсации паров жидкости на твёрдой аэрозольной частице может существенно повлиять на её движение в неоднородно нагретом газе. При этом скорость движения может как увеличиваться, так и уменьшаться и даже изменять знак. Показано, что такое поведение двухслойной частицы определяется зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры, а также значением отношения размера частицы к размеру ядра;

– впервые проведено исследование общих свойств движения жёсткой аэрозольной частицы произвольной формы в неоднородной по температуре и концентрациям бинарной газовой смеси, разреженной и умеренно плотной. Для случаев, когда применимы квазистационарные уравнения Стокса, уравнения стационарной теплопроводности и диффузии, показано, что гидродинамическая сила и момент сил, действующие на такую частицу при поступательном и вращательном движении, зависят от семи фундаментальных тензоров второго ранга, связанных, в основном, с геометрическими свойствами частицы;

– доказано существование обширного класса аэрозольных частиц, обладающих способностью ориентироваться в поле градиента температуры. Показано, что в дисперсной среде, состоящей из гантелевидных частиц, находящихся во взвешенном состоянии, при наличии градиента температуры должен возникать ориентационный порядок.

Научные работы профессора Яламова Ю.И. носят фундаментальный характер и могут найти применение во многих отраслях деятельности человека: промышленности, космосе, метеорологии, сельском хозяйстве, медицине и др.

Ю.И. Яламов – автор почти 650 научных публикаций (в том числе 15 монографий, 16 учебников и учебных пособий, более чем 500 статей в ведущих рецензируемых научных отечественных и зарубежных журналах, ряда изобретений). Монография Яламова Ю.И., посвящённая термофорезу и диффузиофорезу аэрозольных частиц в газах, опубликована в США, Канаде, ФРГ и Великобритании издательством «Пергамон Пресс».

Профессор Ю.И. Яламов создал большую научную школу по физике и механике аэродисперсных систем, широко известную в России и за рубежом. Под его руководством защищено 18 докторских и более 60 кандидатских диссертаций.

Заслуги проф. Яламова Ю.И. высоко оценены научной общественностью. В 1993 году ему было присвоено почётное звание Заслуженного деятеля науки Российской Федерации. Он избран действительным членом Российской Академии естественных наук, Международной Академии наук высшей школы, Нью-Йоркской Академии наук, Международной Академии информатизации и ряда других общественных академий. В 1991 году он был включён Правительством РФ в состав учредителей Российской Академии наук и активно участвовал в её формировании. За обнаружение новых эффектов в физике неоднородных аэродисперсных систем Президиум Российской Академии естественных наук на основании решения Ассоциации авторов научных открытий наградил проф. Яламова Ю.И. серебряной медалью имени Нобелевского лауреата академика П.Л. Капицы.

А.К. Дадиванян, В.А. Жачкин

ЯЛАМОВ ЮРИЙ ИВАНОВИЧ – УЧЁНЫЙ, УЧИТЕЛЬ, ДРУГ
(из воспоминаний о Юрии Ивановиче)



Отец Ю.И.Яламова



С мамой (1936 г.)

ПЕРВАЯ ВСТРЕЧА ... ПОСЛЕДНЯЯ ВСТРЕЧА

М.Ф. Баринова

Первая встреча произошла 7 мая 1970 года на защите моей кандидатской диссертации. Я запомнила его внешний вид: благородный, элегантный, полный достоинства и очень располагающий, притягивающий. На нем был безупречный белый шерстяной костюм, который очень соответствовал яркому солнечному дню. И сам Юрий Иванович был солнечным. Не запомнить его было невозможно. И потом, когда проработали вместе много лет, мы оба вспоминали обстоятельства той первой встречи . . .

Последняя встреча была в конце декабря 2008 года. Я выходила из аудитории, где читала лекцию, а Юрий Иванович проходил по коридору в свой кабинет проректора. Он остановился со мной, поздравил с наступающим Новым годом, сказал слова пожеланий. И с улыбкой протянул руку. Он знал, что его рукопожатие при расставании для меня было талисманом. Уходя из его кабинета, я должна была подержать его руку в своей, это вселяло уверенность и обещало удачу. Если Юрий Иванович забывал протянуть мне руку, я не уходила и молча ждала. Он вспоминал об этом, улыбался и протягивал руку. И в тот, последний раз, он с улыбкой протянул мне руку. В последний раз...

Являясь руководителем кафедры и проректором по научной работе университета, Юрий Иванович очень бережно относился к подчиненным. Он опекал их, вникал в их дела и служебные и бытовые, знал обстоятельства жизни. Смею думать, что меня Юрий Иванович опекал немножко больше, чем других. В моей жизни были некоторые затруднительные моменты, и Юрий Иванович деликатно, не задавая лишних вопросов, не обсуждая подробностей, помогал мне разрешить мои бытовые дела.

Юрий Иванович был очень деликатным, тонким, глубинным человеком. И эту деликатность, утонченность понимали и чувствовали те, кто знал Юрия Ивановича на протяжении десятилетий и те, кто видел его эпизодически.

По долгу службы он должен был постоянно принимать решения. Юрий Иванович не спешил принимать негативные решения; он взвешивал все обстоятельства, консультировался с коллегами, обсуждал, советовался и никогда “не рубил сплеча”.

Юрий Иванович был человеком большого масштаба, целостным; он и вспоминается как единый ансамбль, в котором гармонично соединились глубокий ум, высокий интеллект, научная интуиция, человеческая порядочность, обаяние – те черты, которые характеризуют Интеллекта.



Студент МИФИ



За шахматами

ВСПОМИНАЮ МОЮ РАБОТУ С ЮРИЕМ ИВАНОВИЧЕМ ЯЛАМОВЫМ...

Л.И. Костицына

Тридцать лет и три года мы шли рядом по жизни. Сейчас мы грустим, анализируем, размышляем, благодарим за ту атмосферу, которой дышали, за его участие в жизни каждого из нас, наконец, за встречу, которую судьба послала нам.

Весной 1976 года по объявлению в газете о конкурсе на замещение вакантной должности заведующего кафедрой теоретической физики к нам пришел молодой профессор, доктор физико-математических наук Юрий Иванович Яламов. Ему 44 года, элегантно одет, спокоен и доброжелателен, он стал индивидуально с каждым знакомиться: какой вуз окончил, какие разделы теоретической физики преподает, какие научные интересы, какой проблеме посвящена диссертация, мнения о конфликте и т.д. При этом он очень внимательно выслушивал каждого.

Юрий Иванович прошел по конкурсу на должность заведующего кафедрой и ненавязчиво, но активно приступил к строительству нового коллектива кафедры. Юрий Иванович прочитал студентам все разделы курса теоретической физики, после чего он активно обсуждал на кафедральных семинарах вопросы методики обучения теоретической физике. При этом он показал удивительную способность доходчиво излагать сложные вопросы. По мере общения с ним его авторитет у сотрудников кафедры рос, и это способствовало формированию доверия и желания сотрудничать.

Имея опыт преподавательской и научной работы, накопленный за десятилетия совместной работы, мы постоянно внимательно присматривались к Юрию Ивановичу, учились у него выдержке, деликатности. Он всегда благодарил за работу, никогда не позволял себе вольностей, будучи близким, он всегда соблюдал дистанцию. Мы ощущали его участие в нашей жизни, и это формировало нашу ответственность за коллектив кафедры и его репутацию.

Его уход болью отозвался в наших сердцах. Продолжая наше общее дело, мы све-
ряем наши мысли и дела с ним и часто произносим: «А Юрий Иванович говорил ...».



На заседании диссертационного
совета МГОУ



Кафедра теоретической физики МГОУ (2007)

30 ЛЕТ СОТРУДНИЧЕСТВА С Ю. И. ЯЛАМОВЫМ А. Н. Голов

До сих пор помню, как состоялось моё знакомство с Ю.И. Яламовым. Я узнал, что Ю.И. Яламов подал конкурсное заявление на должность заведующего кафедрой теоретической физики в частном порядке, и был приглашён с некоторыми сослуживцами на предварительную беседу с ним. Он произвёл благоприятное впечатление своим спокойствием, вежливостью, уважением к собеседникам, отсутствием саморекламы при сохранении достоинства. Он кратко изложил продуманные перспективы развития кафедры и научно-исследовательских работ, внушавшие оптимизм. В итоге большинство сотрудников кафедры поддержало кандидатуру Юрия Ивановича (его конкурент явно проигрывал в сравнении), и он был избран на должность. Никто тогда не задумывался, сколь долго он будет заведовать кафедрой. Вышло же так, что в последующие тридцать лет кафедра не искала себе иного заведующего, а заведующий не искал себе иной кафедры. Позицию сотрудников кафедры вполне разделяли деканат физмата и ректорат.

Убедившись, что сотрудники кафедры вполне квалифицированы и хорошо разбираются в учебных делах, Юрий Иванович предоставил всем самую широкую свободу действий. Мы решали многие текущие вопросы прямо с деканатом и между собой, подготавливали проекты и предложения. Вначале, не зная его позиции, мы часто обращались к нему за разрешением или одобрением каких либо действий. Но скоро он стал говорить: «Вы знаете, как это сделать, так и делайте, чтобы мне не надо было ломать голову над этим. Если что-то надо подписать, подготовьте бумагу, я подпишу». Очень внимательно и трогательно относился Юрий Иванович к женщинам, работавшим на кафедре, а позднее – к сотрудницам научной части ректората. Никогда не забывал их

поздравить по случаю, подарить цветы. В мужской компании он говорил: «Скажите женщине с утра, что она хорошо выглядит, и она весь день будет работать с хорошим настроением».

В текущей административной работе Ю.И. Яламов избегал приказного стиля, поспешных решений и действий. Он стремился всё заранее предвидеть и продумать (привычка шахматиста!), решать возникающие вопросы по согласию и договорённости.

Своим видом, своей манерой держаться Юрий Иванович всегда внушал бодрость и оптимизм, побуждал к деятельности. В дружеских беседах охотно (но не навязчиво) рассказывал о своей молодости, о своих научных руководителях, о своих аспирантах (а помнил он почти всех). Никогда не жаловался на здоровье, на какие-то личные трудности. Даже о служебных проблемах говорил мало. Но в последний год его деятельности эти проблемы (в том числе очередная волна «реформации»), видимо стали всё более беспокоить и угнетать его. А поскольку работа всегда была основным стержнем его жизни, это отразилось на его настроении и здоровье. Ушёл он неожиданно и безвременно, далеко не исчерпав свои возможности.

О МОЕМ ДРУГЕ

А.К. Дадиванян

С Юрием Ивановичем Яламовым я познакомился в 1984г. Тогда я только что переехал из Еревана в Москву. Познакомил нас мой аспирант, который собирался защищать кандидатскую диссертацию на совете, членом которого был Юрий Иванович.

Мы с Юрием Ивановичем сразу прониклись взаимной симпатией. Этому, вероятно, в первую очередь, способствовало то, что оба мы провели свое детство в Ереване, оба говорили по-армянски, оба, как выяснилось, учились в одной школе имени Дзержинского и, конечно, у нас оказалось много общих знакомых, учившихся в этой школе. Среди них были академики Л.А. Пирузян, Ю.Ц. Оганесян, С.А. Ситарян, вице-адмирал В.С.Пирумов, художественный руководитель симфонического оркестра Армении Д.А. Ханджян и многие другие.

Работать с Юрием Ивановичем было легко и интересно. Будучи заведующим кафедрой и проректором по науке МОПИ – МГПИ – МГОУ, он не останавливался на достигнутом, а все время искал новые формы научной деятельности. Так он организовал экологическую лабораторию, центр фундаментальных научных исследований, начал издавать сборник трудов этого центра, ставший потом одной из серий Вестника МГОУ, которая вошла в перечень ведущих научных журналов и изданий, рекомендованных ВАК для публикации основных научных результатов диссертаций на соискание ученой степени кандидата и доктора физико-математических наук.

Юрий Иванович Яламов был высокообразованным человеком, впитавшим в себя ряд национальных культур. Отец его был греком, мать – армянкой, а про себя он говорил: «Я на 50% русский, на 30 – армянин, на 20 – грек». Прожив почти 70 лет в России, он прекрасно владел армянским языком, который начал изучать только в 10 лет.

Мы всегда с удовольствием приходили в гостеприимный уютный дом Юрия Ивановича и Юлии Владимировны, где оба они и их замечательный любимец беспородный пес Шарик радостно встречали гостей.

Мне всегда будет не хватать наших совместных застолий, на которых Юрий Иванович со свойственным ему юмором рассказывал разные истории о своей молодости, о людях, с которыми он встречался. Часто эти неформальные разговоры переходили в серьезное обсуждение научных проблем, размышления о путях развития науки, образования, судьбе университета, которому он отдал больше тридцати лет своей жизни и за будущее которого он так переживал.

МОЙ НАЧАЛЬНИК – ЮРИЙ ИВАНОВИЧ
В.М. Новикович

В январе 1991 года НИИ, в котором я работал, начал разваливаться. Надо было искать новую работу. По рекомендации я пришел в МОПИ и попал на прием к Ю.И. Яламову. Как и все, я сразу подпал под обаяние этого человека.

Юрий Иванович представлял собой редкое сочетание настоящего учёного, автора открытия, главы научной школы с умелым и тактичным руководителем. Я не помню, чтобы какой-нибудь посетитель его кабинета ушел от него обиженным. Да, были такие нестандартные ситуации, когда Юрию Ивановичу поручали весьма щепетильные дела. Он в таких случаях проявлял необходимую твёрдость, но при этом помогал оступившемуся человеку советом и делом. Люди в таких случаях уходили от него с надеждой.

Много внимания Ю.И. уделял своей работе в ВАК, будучи на протяжении многих лет членом экспертного совета по физике. Он добился, чтобы издание университета "Вестник МГОУ" было включено в перечень ведущих рецензируемых и реферируемых научных журналов и изданий, выпускаемых в РФ, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата и доктора наук.

Зная его эрудицию и принципиальность, Юрию Ивановичу и в экспертном совете иногда поручали довольно запутанные дела, связанные с защитами докторских диссертаций. Дела эти, на мой взгляд, носили весьма кляузный характер, но Юрий Иванович и с ними умел справляться, призывая на помощь в необходимых случаях сотрудников своей кафедры теоретической физики.

Юрий Иванович был бессменным председателем диссертационных советов по теоретической физике и экологии, которые сам же и «открыл». Научным руководителем он был требовательным, работал со своими учениками, аспирантами, докторантами и соискателями очень много, но зато на моей памяти ни одна диссертация, защищённая в «его» советах, не подверглась каким-нибудь замечаниям в экспертных советах ВАК. Но об этой сфере деятельности Юрия Ивановича лучше расскажут его многочисленные ученики.

О ЮРИИ ИВАНОВИЧЕ ЯЛАМОВЕ – ПРЕДСЕДАТЕЛЕ
ДИССЕРТАЦИОННОГО СОВЕТА
Т.С. Лукьянова

Юрий Иванович Яламов в течение многих лет был председателем диссертационного совета по экологии и геоэкологии. Им с огромными сложностями были организованы советы, необходимость которых не всегда была очевидна руководителям разного уровня. Экологические направления требуют понимания значимости проблемы, их прогнозирование, перспективы. Надо было уметь и тактично объяснить руководству ВАК необходимость утверждения данного совета в стенах ВУЗа, доказать способность существующих научных кадров участвовать и реально работать в организуемом научном совете.

И геоэкология, и экология, да и в целом "науки о Земле", то есть все естественные научные направления дорогу себе прокладывают во все века с большим трудом. А здесь речь должна была идти о загрязнении природы, да еще под действием царя природы – человека.

Легко ли было организовывать совет? Несомненная необходимость такой научной неоплачиваемой организации очевидна. Однако, если подойти к проблеме неформально и честно, станет понятно, насколько сложно решать такую задачу.

Сложность заключается в направлении существующей базы. Талант замечательного руководителя Юрия Ивановича Яламова здесь не просто важен, он был необходим. Для модернизации исследований важно преобразовать и переориентировать существовавшие научные направления. Ю.И. Яламову необходимо было сломать десятилетиями существовавший в России стереотип представлений о современной деятельности науч-

ных школ. Необходимо было сформировать новый, экологический склад мышления ученых в стенах нового Московского государственного областного университета, созданного на базе Московского педагогического института.

Стали приходить новые научно-педагогические кадры. Специализация ВУЗа, благодаря изменению статуса, значительно расширила научные перспективы и возможности университета. Ю.И. Яламов не только поддерживал новые начинания, но и организовывал новые уже докторские советы в ВУЗе. Надо сказать честно, существование ряда докторских советов в стенах нашего ВУЗа – это в значительной степени заслуга Ю.И. Яламова. Работавшие под руководством такого председателя члены ученого совета (кандидатский совет К 212.155.03 и докторский совет Д 212.155.12) прослушали и утвердили замечательные научные работы.

В годы работы Ю.И. Яламова многие посетители его кабинета с удивлением отмечали, что на его столе никогда не лежали никакие документы. Он с ними быстро справлялся и его рабочий стол всегда был свободным от бумаг. Ю.И. Яламов в своей памяти держал значительное количество имен аспирантов и соискателей, названий диссертаций, которыми руководил. У него была феноменальная память настоящего ученого и исследователя. Продолжением его жизни станут в будущем новые научные статьи, труды, монографии и диссертации – результаты его научной деятельности. С этим, по-видимому, согласятся все, с кем он встречался, и с кем он долгие годы работал.

ВОСПОМИНАНИЯ О НАУЧНОМ РУКОВОДИТЕЛЕ А.С. Хасанов

В Московском областном педагогическом институте им. Н.К. Крупской я начал работать осенью 1988 года. Основным направлением научной работы кафедры тогда являлось развитие теории аэродисперсных систем. Ясно, что, работая на кафедре, долго оставаться вне этой темы в моем случае было невозможно. Но внутри меня было и некоторое сопротивление. По специальности я был математиком и преподавал математические дисциплины. О высоком уровне понимания физики аэродисперсных систем, присущем сотрудникам кафедры теоретической физики, я и не мечтал. Это отлично понимал и сам Юрий Иванович. После нашего знакомства он сказал, что у него много задач и идей, для решения и реализации которых ему нужны математики. Также он сказал, что на начальном этапе работы он поможет с математическими постановками физических задач. Постепенно, правда, достаточно медленно, я начал втягиваться в научную работу по теме кафедры.

Стиль руководства Юрия Ивановича был достаточно либеральным. Никакого давления не ощущалось. На первых этапах мы много беседовали. Также он много консультировал по телефону. Первые совместные работы были методического характера. Далее мне ставились уже конкретные физические задачи. Так появились первые совместные научные публикации. Чем больше я работал, тем больше возникало вопросов. Я мог практически в любое время к нему обращаться с вопросом и никогда не ощущал недовольства с его стороны. Более того, мне казалось, что работа, научное руководство, давать советы – все это ему нравилось. Я мог в любое время зайти к нему в рабочий кабинет проректора по научной работе. Этот этап нашей совместной работы завершился успешной защитой мной кандидатской диссертации.

В 1999 году я приехал к нему с желанием продолжить нашу работу. В качестве одного из направлений работы Юрий Иванович предложил развитие теории движения одиночных аэрозольных частиц во внешних полях с учетом эффектов гидродинамического взаимодействия частиц и их неоднородности по теплопроводности. Одним из его пожеланий было получение точного решения этой задачи и составление алгоритмов расчета на компьютере, основанных на точных формулах. Приблизительно так начался следующий этап нашей работы, в котором Юрий Иванович выступал уже в роли научного консультанта. Работа наша завершилась защитой докторской диссертации в 2007 году.

Есть прекрасные ученые, по разным причинам отказывающиеся от научного руководства соискателями. Есть и соискатели, которые защищаются без научного руководителя. Возвращаясь к пройденному, осознаешь и по новому оцениваешь роль Юрия Ивановича как научного руководителя и наставника. В моем случае встреча с ним явилась одним из важных моментов в моей жизни, его советы играли для меня роль путеводителя.

О Ю.И. ЯЛАМОВЕ
М.К.Кузьмин

Вклад Ю.И. Яламова в организацию науки в России и, в частности, МГОУ неосценим. Велико его научное наследие, оставленное в виде научных статей (более 700 публикаций), монографий (19) и учеников, получивших научные степени (18 докторов наук и более 60 кандидатов наук). Его ученики продолжают научные исследования во многих городах России, создав свои научные школы (Москва, Ярославль, Тверь, Орел, Белгород и др.), а также в зарубежных странах (например, в Армении). Многие из его учеников продолжают дело своего учителя в МГОУ по подготовке новых научных и педагогических кадров (5 его учеников — докторов наук работают на физико-математическом факультете МГОУ).

Благодарные его ученики с теплотой вспоминают о своем учителе. Многие научные проблемы, которые стояли перед аспирантами и докторантами, порой казались неразрешимыми, но деятельное участие мудрого учителя всегда помогало в преодолении препятствий. В научном споре он мастерски умел выделять существенное от второстепенного. Этому он учил и своих учеников. Для его учеников и коллег было обычным участие Ю.И. Яламова в разрешении и житейских затруднений. Совместное неспешное обсуждение сложившейся ситуации часто подсказывало наиболее простые выходы из них. Во многих случаях Юрий Иванович пользовался советами своих коллег. Успехи учеников и друзей радовали его не меньше, чем свои личные успехи. Радость от подлинно человеческих качеств Юрия Ивановича Яламова могли ощутить те, кто был его близким другом и преданным учеником.

В ПАМЯТЬ О ЮРИИ ИВАНОВИЧЕ ЯЛАМОВЕ
Н.И.Алексеев

Жизненный путь свел меня с этим замечательным человеком на постах проректоров родного вуза: МОПИ-МПУ-МГОУ. Юрий Иванович Яламов возглавлял научные направления нашей вузовской науки, а я был проректором по учебной работе. И эти годы совместной деятельности укоренили во мне чувства искренней любви и глубокого уважения к таланту и человечности Юрия Ивановича — большого учёного, педагога, гражданина, наставника и учителя многих сотен ученых и специалистов настоящего и будущего нашего Отечества. В нём гармонично сочетались глубокий ум, широкий научный кругозор, человечность, доброжелательность, тонкий юмор, поразительный оптимизм и вера в прекрасное будущее.

У каждого человека есть свои принципы, которые определяют его сущность и значимость как личности. У каждого есть задатки мастерского, ученого, мыслителя, педагога. Но чтобы эти задатки воплотились в действительность реальной жизни, надо обладать талантом проводника всего приобретенного и достигнутого тобой. Именно таким талантом и обладал Юрий Иванович Яламов — профессор, Заслуженный деятель науки РФ, академик, педагог и Настоящий человек.

Очень хотелось, чтобы светлый дар его таланта еще долгие годы созидал и творил многое.

Но, к глубокому сожалению, 2 февраля 2009 года Юрия Ивановича не стало...

УДК 533.6.011

ЭФФЕКТ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕШНОСТИ В БИМОДАЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ

М.М. Кузнецов, Ю.Д. Кулешова, Л.В. Смотров

*Московский государственный областной университет (МГОУ)
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Рассмотрено развитие аналитического метода исследования структуры фронта ударной волны с поступательно неравновесными химическими реакциями. Метод основан на бимодальной аппроксимации Тамма-Мотт-Смита функции распределения молекул, применённой к определению скоростей барьерных химических процессов.

Ключевые слова: кинетика, уравнение, неравновесный, химическая реакция, ударная волна, распределение, молекулярный.

В последние годы заметно возрос интерес к физике поступательно неравновесных процессов в сильных ударных волнах. Это обусловлено разработкой многочисленных проектов новых перспективных технологий, таких как неравновесный термоядерный синтез или неравновесный пиролиз сажеобразующих наноматериалов. Основным методом теоретического исследования таких процессов является метод статистического моделирования Монте-Карло, который, однако, не всегда успешно справляется с расчетом высокопороговых химических реакций [8]. Свободным от этих трудностей является аналитический метод исследования структуры фронта ударной волны с поступательно неравновесными химическими реакциями [1,7], основанный на бимодальной аппроксимации Тамма-Мотт-Смита функции распределения молекул.

Сопоставление результатов расчетов функций распределения пар высокоэнергетических («забарьерных») молекул методом Монте-Карло в ударной волне с расчетами по аналитической бимодальной модели показало их хорошее совпадение [9]. В данной работе, более детально по сравнению с известными результатами, анализируются все основные факторы, определяющие ускорение кинетических процессов в ударных волнах. К ним относятся:

— эффективное снижение порога химических реакций внутри фронта ударной волны вследствие «пучкового» характера бимодальной функции распределения Тамма-Мотт-Смита;

— снижение скорости равновесных химических реакций в «горячей» зоне за фронтом ударной волны вследствие сильного разбавления «релеевского» газа преобладающим легким носителем;

— снижение скорости равновесных высокопороговых химических реакций в «горячей» зоне за фронтом ударной волны вследствие энергетических затрат на диссоциацию (снижение равновесной статистической температуры по сравнению с кинетической внутри фронта ударной волны);

— ускорение скоростей высокопороговых химических реакций вследствие анизотропии поля кинетических температур внутри ударной волны.

В работе получено аналитическое представление функции распределения пар молекул в химически неравновесной релаксирующей смеси газов, учитывающее все упомянутые факторы.

В стационарной ударной волне функция распределения пар молекул сорта «0» и сорта «1», т.е. величина 1 параметрически зависит в каждой точке внутри волны x от модуля разности собственных скоростей молекул g (модуля их относительной скорости).

Для определения функции $G_{01}(g, x)$ необходимо выполнить пять интегрирований из шести в пространстве шести скоростей рассматриваемой пары молекул.

В модели ударной волны Тамма-Мотт-Смита функция $G_{01}(g, x)$ является функционалом от произведения двух максвеллианов с некоторым числом макропараметров, соответствующих сорту каждого компонента смеси газов. Этими макропараметрами являются плотность, среднемассовая скорость и анизотропные температуры $T_{\parallel}$ и $T_{\perp}$ соответственно вдоль и перпендикулярно цилиндрической оси симметрии одномерной ударной волны.

К настоящему времени аналитическое представление функции $G_{01}(g, x)$ известно лишь для однокомпонентного газа с изотропной температурой $T = T_{\parallel} = T_{\perp}$ [9].

Для рассматриваемого, более общего, случая неравновесной смеси газов с анизотропией поля температур аналитическое представление функции $G_{01}(g, x)$ может быть получено после ряда простых, но громоздких преобразований, в следующем виде:

$$G_{01}(g, x) = A(x) \cdot g \cdot \{Z_+ \cdot e^{-Z_+^2} \Phi_+ \cdot \exp[-H_{01}^{\parallel}(g-u)^2] + \\ + Z_- \cdot e^{-Z_-^2} \Phi_- \cdot \exp[-H_{01}^{\parallel}(g+u)^2]\} \quad (1)$$

здесь $A(x) = 2\pi^{-1/2} \cdot (n_0 n_1) (H_{01}^{\parallel})^{1/2} \cdot (\Delta H)^{-1/2} \cdot H_{01}^{\perp}$,

$$H_{01}^{\parallel} = h_0^{\parallel} h_1^{\parallel} (h_0^{\parallel} + h_1^{\parallel})^{-1}, \quad H_{01}^{\perp} = h_0^{\perp} h_1^{\perp} (h_0^{\perp} + h_1^{\perp})^{-1},$$

$$h_0^{\parallel} = m_0 (2kT_0^{\parallel})^{-1}, \quad h_1^{\parallel} = m_1 (2kT_1^{\parallel})^{-1},$$

$$h_0^{\perp} = m_0 (2kT_0^{\perp})^{-1}, \quad h_1^{\perp} = m_1 (2kT_1^{\perp})^{-1},$$

n_0, n_1, m_0, m_1 – соответственно концентрации и массы молекул сортов «0» и «1»,
 $h = m(2kT)^{-1}$ [4],

$$\Delta H = H_{01}^{\perp} - H_{01}^{\parallel} = \{[(h_1^{\perp})^{-1} + (h_0^{\perp})^{-1}] - [(h_1^{\parallel})^{-1} + (h_0^{\parallel})^{-1}]\},$$

$$Z_+ \sqrt{\Delta H} = g \Delta H + H_{01}^{\parallel} u, \quad Z_- \sqrt{\Delta H} = g \Delta H - H_{01}^{\parallel} u,$$

u – макроскопическая скорость скольжения компонентов «0» и «1» относительно друг друга,

$$u = u_0 - u_1,$$

$$\Phi_+ = \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z_+^2\right), \quad \Phi_- = \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z_-^2\right), \quad \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z^2\right) - \text{вырожденная гипергеометрическая функция [10],}$$

зависимость параметра A от координаты x обусловлена соответствующими зависимостями функций от x , содержащихся в правой части равенства для величины A .

Формула (1) для функции распределения по относительным собственным скоростям молекул $G_{01}(g, x)$ точно переходит при $\Delta H \rightarrow 0$ и $m_0 = m_1$ в соответствующую ей «перекрестную» моду в однокомпонентном газе ($m_0 = m_1$) с анизотропным полем скоростей $T_0^\perp = T_0^\parallel = T_0$ и $T_1^\perp = T_1^\parallel = T_1$, полученную ранее в работе [9].

Формула (1) сохраняет структуру «перекрестной» моды G_{01} из работы [9], в которой индекс «0» соответствует «холодному» сверхзвуковому, а индекс «1» – «горячему» дозвуковому крылу бимодальной Тамм-Мотт-Смитовской функции распределения по собственным скоростям молекул в гиперзвуковой ударной волне.

Принципиальное отличие формулы (1) от функции G_{01} из работы [9] заключается в появлении коэффициентов $H_{01}^\parallel$ и $H_{01}^\perp$, обусловленных анизотропией поля температур в ударной волне и различием масс компонентов смеси. Поскольку эти коэффициенты входят в показатели экспоненты формулы (1), то следует ожидать заметного влияния анизотропии поля температур на величину концентрации энергетически активных молекул с величиной относительной скорости $g - u$.

Именно этим обстоятельством объясняются результаты экспериментов по обнаружению максимумов («пиков») поступательно неравновесного свечения внутри вязкого фронта сильной ударной волны в среде электронно-возбужденных азота, кислорода и аргона [3,5], а также в смеси аргона с гелием [6].

Теория работ [3,5,6] связана с оценочным введением «продольной» температуры $T^\parallel$, которая более чем в три раза может превышать равновесную температуру газа T_s за фронтом ударной волны.

В заключение отметим, что наряду с подробно освещенным выше, четвертым фактором, инициирующим повышение скоростей барьерных химических процессов в ударной волне, первые три фактора также представлены в структуре формулы (1), в ее первой экспоненте.

Так, например, действие фактора, эффективно снижающего пороговую энергию химической реакции, определяется величиной $(g - u)^2$, а действие второго и третьего – величиной $H_{01}^\parallel$.

В качестве примера приведём асимптотическое выражение, справедливое внутри ударной волны, для скорости неупругих соударений Z молекул из твердых сфер с энергией относительно поступательного движения, превышающей значение некоторой энергии активации E_c .

$$Z = \pi d^2 (n_0 n_1) (H_{01}^\perp / H_{01}^\parallel) (\Delta H)^{-1/2} w^2 \{ \zeta_+ \exp(-\zeta_+^2) \Phi(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \zeta_+^2) \cdot \operatorname{erfc}[(w - u)(H_{01}^\parallel)^{1/2}] + \zeta_- \exp(-\zeta_-^2) \Phi(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \zeta_-^2) \cdot \operatorname{erfc}[(w + u)(H_{01}^\parallel)^{1/2}] \} \quad (2)$$

Здесь d , u , m , μ – диаметр, средняя скорость потока, масса молекулы и приведенная молекулярная масса, K – постоянная Больцмана, $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$, $\operatorname{erf}(x)$ – интеграл вероятности [10], $w^2 = 2E_c \mu^{-1}$, причем $(w^2 H_{01}^\parallel) \gg 1$, кроме того ζ_+ и ζ_- равны соответственно Z_+ и Z_- при $g=w$.

Формула (2) может быть применена к оценке величины отношения поступательно-неравновесной скорости электронного возбуждения молекул сероуглерода в ударной волне к поступательно равновесной (аррениусовской) скорости. Как и в работе [2] рассматривалась смесь молекул сероуглерода с молекулами аргона ($0,01\text{CS}_2 + 0,99\text{Ar}$). На рис. 1 сплошной линией показано результаты расчетов по формуле (2) (кривая 1), а маркером 2 результаты экспериментов из работы [2].

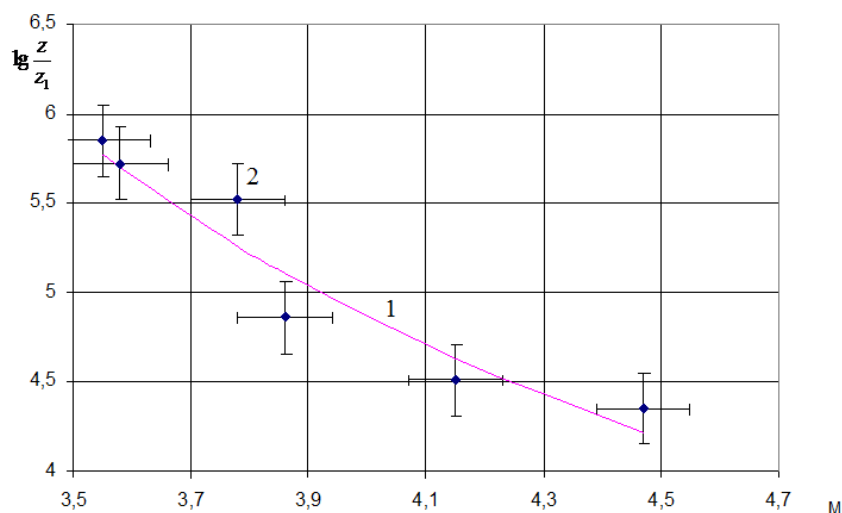


Рис 1. Зависимость величины относительной поступательно-неравновесной константы скорости электронного возбуждения молекул сероуглерода в смеси с аргон от числа Маха в ударной волне.

В заключение рассмотрим вопрос о необходимых и достаточных условиях реализации эффекта «перехлеста», установленного ранее численно в работе [9], и его максимальной относительной величине в бимодальной ударной волне.

Воспользуемся аппроксимацией Тамма-Мотт-Смита для одночастичной функции распределения $F(b, c)$ и функции распределения пар молекул $G(g, b)$, следуя работе [9].

$$F(b, c) = \{ (1-b)n_0 F_0(c) + bn_1 F_1(c) \} [(1-b)n_0 + bn_1]^{-1}$$

Здесь F_0, F_1 - «холодное» и «горячее» распределения перед и за волной;

$$F_i(c) = \left(\frac{m}{2\pi k T_i} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m(c-u_i)^2}{2k T_i} \right]$$

m – масса молекулы; u_i, T_i, n_i – скорости, температуры и концентрации газового потока перед ($i=0$) и за ($i=1$) волной, k – постоянная Больцмана, $(c-u_i)$ – собственная скорость молекулы, коэффициент b задавался параметрически в интервале $0 \leq b \leq 1$ при прохождении газа через фронт ударной волны [9].

Величина относительной функции распределения $G(g, b)$ пар молекул имеет вид:

$$\tilde{G} = [(1-b)^2 \varepsilon_0^2 \tilde{G}_0 + b^2 + 2b(1-b)\varepsilon_0 \tilde{G}_{01}] \cdot [\varepsilon_0 + (1-\varepsilon_0)b]^{-2}, \quad (3)$$

где $\tilde{G} = \frac{G}{G_1}$, $\tilde{G}_0 = \frac{G_0}{G_1}$, $\tilde{G}_1 = 1$, $\tilde{G}_{01} = \frac{G_{01}}{G_1}$, G_0, G_1, G_{01} - соответственно «холодная» (перед волной), «горячая» (за волной) и «перекрестная» моды распределений.

Распределения G_0 и G_1 являются максвелловскими функциями по относительным скоростям g :

$$G_i(g) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{kT_i} \right)^{3/2} g^2 \exp \left[-\frac{mg^2}{4kT_i} \right].$$

Перекрестная мода имеет вид [9]:

$$G_{01}(g) = \left[\frac{m}{2\pi k(T_0 + T_1)} \right]^{3/2} \frac{g}{u} \left\{ \exp \left[-\frac{m(g-u)^2}{2k(T_0 + T_1)} \right] - \exp \left[-\frac{m(g+u)^2}{(T_0 + T_1)} \right] \right\}. \quad (4)$$

Макроскопические параметры, входящие в соотношения (1) - (4), связаны законами сохранения потоков массы, импульса и энергии в сечениях $i = 0$ (перед волной) и $i = 1$ (за волной):

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 + m_0(1 - \varepsilon_0^2), \quad \frac{n_0}{n_1} = \frac{u_1}{u_0} = \varepsilon_0 = \varepsilon(1 + m_0^{-1}), \quad u = u_0 - u_1 = u_0(1 - \varepsilon_0).$$

Здесь $m_0 = \varepsilon(1 - \varepsilon)^{-1} M_0^2$, $\varepsilon = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$, γ - отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении c_p и объеме c_v , $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = (1 + \varepsilon)(1 - \varepsilon)^{-1}$, M_0 - число Маха перед волной, $M_0 = \frac{u_0}{a_0}$, a_0 - скорость звука перед волной, $a_0 = \sqrt{\frac{\gamma k T_0}{m}}$.

Выражение (3) позволяет сформулировать следующие теоремы о «перехлесте» сверхскоростной поступательной неравновесности в бимодальной ударной волне.

Теорема 1 (необходимость и достаточность). Для сверхскоростного превышения («перехлеста», $\tilde{G} - 1$) величины поступательно неравновесной функции распределения пар молекул внутри фронта ударной волны над соответствующей равновесной величиной за волной необходимо, чтобы величина перекрестной моды удовлетворяла соотношению:

$$2\tilde{G}_{01} > 1 + \tilde{G}_0,$$

и достаточно, чтобы величина этой моды была больше единицы ($\tilde{G}_{01} > 1$).

Теорема 2 (о максимуме относительного «перехлеста»).

Величина относительного «перехлеста» ($\tilde{G} - 1$) в бимодальном однокомпонентном газе при выполнении достаточного условия из теоремы 1:

$\tilde{G}_{01} > 1$ достигает своего максимального значения

$$(\tilde{G} - 1)_{\max} = (\tilde{G} - 1)|_{\chi_b/2} = (2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0)(\chi_b/2)^2. \quad (5)$$

Доказательство теорем 1- 2. перейдем к переменной $\chi = \frac{(1-b)\varepsilon_0}{\varepsilon_0 + (1-\varepsilon_0)b}$, причем $0 \leq \chi \leq 1$ при $0 \leq b \leq 1$

Тогда на основании соотношения (3) для функции $\tilde{G}$ можно записать:

$$(\tilde{G}-1) + \chi(1-\tilde{G}_0) = (\chi - \chi^2)(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0),$$

или

$$(\tilde{G}-1) = \chi(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0)(\chi_b - \chi), \quad (6)$$

где $\chi_b = 2(\tilde{G}_{01} - 1)(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0)^{-1}$, $\tilde{G}_0 < 1$

В итоге при $(\tilde{G}-1) > 0$ из соотношения (5) следует выполнение необходимого неравенства $(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0) > 0$, поскольку функция $\tilde{G}_0$ всегда меньше 1.

И, наоборот, неравенство $(\tilde{G}-1) > 0$ следует из соотношения (6) при выполнении достаточного условия теоремы 1. Максимальное значение величины $(\tilde{G}-1)_{\max}$ достигается при $\chi = \frac{\chi_b}{2}$ т.к. при этом значении величины χ на основании соотношений (5) и (6) будет:

$$\left. \frac{d\tilde{G}}{d\chi} \right|_{\chi_b/2} = 0, \quad \left. \frac{d^2\tilde{G}}{d\chi^2} \right|_{\chi_b/2} = -2(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0) < 0$$

Для представления о том, как выполняется неравенство $(\tilde{G}-1) > 0$, рассмотрим асимптотический гиперзвуковой предельный переход в параметрах функции распределения пар молекул (3):

$$M_0 \gg 1, \quad (M_0 \rightarrow \infty),$$

$$m_0 \equiv \frac{\gamma-1}{2} M_0^2 = \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} M_0^2 \gg 1, \quad (m_0 \rightarrow \infty).$$

Физически этот предельный переход соответствует случаю бесконечно сильной гиперзвуковой ударной волны, когда $M_0 \rightarrow \infty$, $\frac{T_0}{T_1} \rightarrow 0$.

В результате для выражений, входящих в формулы (2-4) получим:

$$\frac{n_0}{n_1} = \frac{u_1}{u_0} \rightarrow \varepsilon, \quad u \rightarrow u_0(1-\varepsilon), \quad \tilde{G}_0 \rightarrow m_0^{3/2} \exp\left(-\frac{\gamma M_0^2}{4} \bar{g}^{-2}\right), \quad \bar{g} = g/u_0,$$

$$\tilde{G}_{01} \rightarrow \sqrt{2\varepsilon}(1-\varepsilon)\bar{g}^{-1} \left\{ 1 - \exp\left[\frac{-2\bar{g}}{\varepsilon(1-\varepsilon)}\right] \right\} \exp\left[\frac{2-(\bar{g}-2)^2}{4\varepsilon(1-\varepsilon)}\right].$$

Применение асимптотического гиперзвукового предельного перехода позволяет получить простое аналитическое выражение для величины высокоскоростного «перехлеста» функции пар молекул:

$$\tilde{G}_{*,\max} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{2}} e^{\frac{1}{2\varepsilon}},$$

где $\varepsilon = \frac{\rho_0}{\rho_1}$, ε^{-1} - степень сжатия в волне.

Значения этой функции приведены в работе [7]

Таким образом, в данной работе показано, что в бимодальной ударной волне в однокомпонентном многоатомном газе эффект поступательной неравновесности (сверхскоростной «перехлест») ограничен сверху величиной $\tilde{G} = \tilde{G}_{\max}$.

Теоремы 1-2 допускают обобщение на случай бинарной смеси газов, с различными, в общем случае, концентрациями n_γ и массами m_γ молекул ($\gamma = \alpha, \beta$). Для этого бимодальное распределение $F(b, c)$, записанное для каждого сорта молекул γ , следует представить в следующем виде

$$F^{(\gamma)} = n\chi\eta_0 F_0^{(\gamma)} + n(1-\chi)\eta_1 F_1^{(\gamma)}. \quad (7)$$

Здесь:

$$n = \sum_{(\gamma)} n_0^{(\gamma)} + \sum_{(\gamma)} n_1^{(\gamma)} \quad \chi = \sum_{(\gamma)} n_0^{(\gamma)} / n \quad \eta_0^{(\gamma)} = n^{(\gamma)} / \sum_{(\gamma)} n_0^{(\gamma)} \quad \eta_1^{(\gamma)} = n^{(\gamma)} / \sum_{(\gamma)} n_1^{(\gamma)}.$$

Функция распределения пар молекул $G^{(\alpha, \beta)}$, вычисленная аналогично функции (3) на основе соотношения (7), может быть записана как и в однокомпонентном (простом) газе, в форме полинома второй степени по параметру χ :

$$G^{(\alpha, \beta)} = \chi^2 Q_0^{(\alpha, \beta)} + 2\chi(1-\chi) \left[(Q_{01}^{(\alpha, \beta)} + Q_{10}^{(\alpha, \beta)}) \right] + (1-\chi)^2 Q_1^{(\alpha, \beta)}. \quad (8)$$

$$Q_0^{(\alpha, \beta)} = n^2 \eta_0^{(\alpha)} \eta_0^{(\beta)} G_0^{(\alpha, \beta)}; \quad Q_1^{(\alpha, \beta)} = n^2 \eta_1^{(\alpha)} \eta_1^{(\beta)} G_1^{(\alpha, \beta)};$$

$$Q_{01}^{(\alpha, \beta)} = (n^2/2) \eta_0^{(\alpha)} \eta_1^{(\beta)} G_{01}^{(\alpha, \beta)}; \quad Q_{10}^{(\alpha, \beta)} = (n^2/2) \eta_1^{(\alpha)} \eta_0^{(\beta)} G_{10}^{(\alpha, \beta)}.$$

Функции $G_0^{(\alpha, \beta)}$, $G_1^{(\alpha, \beta)}$, $G_{01}^{(\alpha, \beta)}$, $G_{10}^{(\alpha, \beta)}$ совпадают в простом газе с функциями G_0 , G_1 , G_{01} , G_{10} при $\alpha = \beta$.

Выражение (8) позволяет исследовать на экстремум (максимум) функцию пар молекул (8) отнесенную к поступательно равновесному значению этой функции за ударной волной:

$$\tilde{G}^{(\alpha, \beta)} = G^{(\alpha, \beta)} / G_1^{(\alpha, \beta)}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Великодный В.Ю., Битюрин В.А.* Кластерный термоядерный синтез. (Критический обзор публикаций) // Прикладная физика. – 2003. – № 6. – С. 61-67.
2. *Генич А.П., Куликов С.В., Соловьёва М.Е., Черешнев С.Л.* Влияние поступательной неравновесности в ударной волне на скорость элементарных молекулярных процессов. Фундаментальные проблемы физики ударных волн. Черноголовка Тезисы докладов, т.1., часть 2, 1987 г. с 240-242
3. *Забелинский И.Е., Романенко Ю.В., Шаталов О.П.* Экспериментальные неравновесности температуры во фронте плоской ударной волны // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, № 3. – С. 334-336.
4. *Коган М.Н.* Динамика разреженного газа. –М.: «Наука», гл. ред. физ.-мат. лит., 1967 г.
5. *Козлов П.В., Лосев С.А., Романенко Ю.В.* Поступательная неравновесность во фронте ударной волны // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 1998. – № 5. – С. 46-51.
6. *Козлов П.В., Лосев С.А., Романенко Ю.В.* Поступательная неравновесность во фронте ударной волны в смеси аргона и гелия // Препринт № 59-2000, МГУ. – 2000. – С. 1-15.
7. *Кузнецов М.М., Кулешова Ю.Д.* О реакционной способности молекул во фронте сильной ударной волны // Вестник МГОУ. – 2010. – № 3. – С. 10-14.
8. *Куликов С.В.* Нестационарное статистическое моделирование процессов в ударных трубах для газов с учетом внутренних степеней свободы молекул // Химическая физика. – 2008. – Т. 27, № 12. – С. 40-45.
9. *Куликов С.В., Терновская О.Н., Черешнев С.Л.* Специфика поступательной неравновесности во фронте ударной волны в однокомпонентном газе // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, № 3. – С. 340-342.
10. *Янке Е., Эмде Ф., Лёв Ф.* Специальные функции. –М.: «Наука», гл. ред. физ.-мат. лит., 1968 г.

**ON THE INCREASE OF THE KINETIC PROCESSES RATES
IN TAMM-MOTT-SMITH SHOCK WAVE MODEL**

M. Kuznetsov, Ju. Kuleshova, L. Smotrova

*Moscow Region State University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. The development of the possibilities of the analytical method of investigating the structure of shock wave front with the progressively nonequilibrium chemical reactions is considered. The method is based on the Tamm-Mott-Smith's bimodal approximation of the function of the molecules distribution in connection with to the analysis of the barrier chemical processes rates.

Key words: kinetic, equation, nonequilibrium, chemical reaction, shock wave, distribution, molecular.

УДК 537.868:537.876.4

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ТОНКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ

А.В. Латышев, А.А. Юшканов

*Московский государственный областной университет (МГОУ)
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Впервые показано, что для тонких металлических пленок, толщина которых не превосходит скин-слоя, задача описания поверхностных плазменных колебаний допускает аналитическое решение при произвольном соотношении между длиной свободного пробега электронов и толщиной пленки. Выведена зависимость частоты поверхностных плазменных колебаний от волнового вектора.

Ключевые слова: вырожденная плазма, металлическая пленка, поверхностные плазмоны, дисперсионное уравнение.

1. Введение

Электромагнитные свойства металлических пленок уже в течение длительного времени являются предметом пристального внимания [1], [2], [6], [14], [15]. В последнее время особый интерес привлекает к себе задача о поверхностных плазменных колебаниях [7]-[8], [10], [11], [16]-[18]. Это связано как с теоретическим интересом к этой проблеме, так и с многочисленными практическими приложениями. При этом большинство исследований основано на описании свойств пленок с использованием методов макроскопической электродинамики. Для тонких пленок такой подход неадекватен, так как для описания пленок толщиной порядка и менее длины свободного пробега электронов макроскопическая электродинамика не применима. Учет рассеивания электронов на поверхности требует кинетического рассмотрения. Это серьезно усложняет задачу.

В настоящей работе показывается, что для тонких пленок, толщина которых не превышает толщины скин-слоя, задача описания поверхностных плазменных колебаний допускает аналитическое решение при произвольном соотношении между длиной свободного пробега электронов и толщиной пленки.

Отметим, что большая часть наших рассуждений будет справедлива для более общего случая проводящей (в частности, и полупроводниковой) пленки.

2. Постановка задачи

Рассмотрим тонкую металлическую пленку. Возьмем декартову систему координат с осью x , направленной перпендикулярно поверхности пленки. Ось z направим вдоль направления распространения поверхностной электромагнитной волны. Отметим, что в этом случае магнитное поле направлено вдоль оси y . При таком выборе системы координат векторы напряженностей электрического и магнитного полей имеют следующий вид:

$$\mathbf{E} = \{E_x(x, z, t), 0, E_z(x, z, t)\}, \quad \mathbf{H} = \{0, H_y(x, z, t), 0\}.$$

Начало координат поместим на нижней плоскости, ограничивающей пленку. Обозначим толщину пленки через d .

Вне пленки электромагнитное поле описывается уравнениями [3]:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{E} = 0, \quad \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{H} = 0.$$

Здесь c – скорость света, Δ – оператор Лапласа.

Решение этих уравнений, убывающее на бесконечности, имеет вид:

$$\mathbf{E} = \begin{cases} \mathbf{E}_1 e^{-i\omega t + \alpha x + ikz}, & x < 0, \\ \mathbf{E}_2 e^{-i\omega t + \alpha(d-x) + ikz}, & x > d, \end{cases} \quad (1a)$$

$$\mathbf{H} = \begin{cases} \mathbf{H}_1 e^{-i\omega t + \alpha x + ikz}, & x < 0, \\ \mathbf{H}_2 e^{-i\omega t + \alpha(d-x) + ikz}, & x > d. \end{cases} \quad (1b)$$

Здесь ω – частота волны, k – волновое число, параметр затухания α связан с этими величинами соотношением:

$$\alpha = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}, \quad (2)$$

$\mathbf{E}_j$ и $\mathbf{H}_j$ ($j = 1, 2$) – постоянные амплитуды.

Далее компоненты векторов напряженностей электрического и магнитного полей ищем в виде:

$$E_x(x, z, t) = E_x(x) e^{-i\omega t + ikz}, \quad E_z(x, z, t) = E_z(x) e^{-i\omega t + ikz},$$

и

$$H_y(x, z, t) = H_y(x) e^{-i\omega t + ikz}.$$

Тогда поведение электрического и магнитного полей волны внутри пленки описывается следующей системой дифференциальных уравнений [2]:

$$\begin{cases} \frac{dE_z}{dx} - ikE_x + \frac{i\omega}{c} H_y = 0, \\ \frac{i\omega}{c} E_x - ikH_y = \frac{4\pi}{c} j_x, \\ \frac{dH_y}{dx} + \frac{i\omega}{c} E_z = \frac{4\pi}{c} j_z. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{j}$ – плотность тока.

Уравнения (3) справедливы и вне слоя при условии $\mathbf{j} = 0$.

Импеданс на нижней поверхности слоя (пленки) определен следующим образом:

$$Z = \frac{E_z(-0)}{H_y(-0)}. \quad (4)$$

Мы рассматриваем в данной работе случай, когда z – компонента электрического имеет антисимметричную конфигурацию относительно середины пленки. Тогда [12] y - компонента магнитного поля и x - компонента электрического поля имеет симметричную конфигурацию относительно середины пленки. Таким образом,

$$H_y(0) = H_y(d), \quad E_x(0) = E_x(d), \quad E_z(0) = -E_z(d). \quad (5)$$

Требуется найти пространственную дисперсию поверхностного плазмона, т.е. найти зависимость частоты колебаний собственной моды системы (3) от величины волнового вектора $\omega = \omega(k)$.

3. Поверхностный плазмон

Рассмотрим случай, когда ширина слоя d меньше глубины скин-слоя δ . Отметим, что глубина скин-слоя существенно зависит от частоты излучения, монотонно уменьшаясь по мере роста последней. Наименьшее значение величина δ принимает в так называемом инфракрасном случае [16] $\delta_0 = c/\omega_p$, где ω_p - плазменная частота. Для типичных металлов [5] $\delta_0 \approx 10^{-5}$ см. Таким образом для пленок, толщина которых d меньше δ_0 , наше предположение справедливо для любых частот.

Величины H_y и E_z мало меняются на расстояниях меньших глубины скин-слоя. Поэтому при выполнении данного предположения ($d < \delta_0$) эти поля будут мало меняться внутри слоя.

Рассмотрим первое из условий (5) $H_y(0) = H_y(d)$. В силу этого условия можно принять, что величина H_y постоянна внутри слоя. Изменение же величины z - проекции электрического поля E_z на толщине слоя можно определить из первого уравнения системы (3):

$$E_z(d) - E_z(0) = -\frac{i\omega}{c}dH_y + ik \int_0^d E_x dx.$$

Из второго уравнения системы (3) с учетом условия непротекания тока через границу пленки и непрерывности электрического и магнитного полей следует, что на границе пленки справедливо соотношение:

$$E_x(0) = E_x(d) = \frac{ck}{\omega}H_y. \quad (7)$$

Входящий в соотношение (6) интеграл пропорционален значению величины нормальной к поверхности составляющей электрического поля на поверхности, а, следовательно, - величине H_y . Поэтому естественно ввести коэффициент пропорциональности:

$$G = \frac{1}{E_x(0)} \int_0^d E_x(x) dx.$$

Для случая $kl \ll 1$ величину G можно вычислить из задачи о поведении слоя плазмы в переменной электрическом поле, перпендикулярном поверхности слоя [4].

С учетом (7) этот коэффициент переписывается в виде:

$$G = \frac{1}{H_y \left(\frac{ck}{\omega} \right)} \int_0^d E_x(x) dx. \quad (8)$$

Следовательно, выражение (6) с использованием (8) тогда можно записать как

$$E_z(d) - E_z(0) = ikdH_y \left(1 - \frac{ck}{\omega} G \right).$$

Учитывая антисимметричный характер z - проекции электрического поля в этом случае получаем:

$$E_z(0) = ik \frac{d}{2} H_y \left(1 - \frac{ck}{\omega} G \right). \quad (9)$$

Согласно (9) для импеданса (4) имеем:

$$Z = ik \frac{d}{2} \left(1 - \frac{ck}{\omega} G \right). \quad (10)$$

Из третьего уравнения системы (3) с учетом соотношений (1) получаем следующую связь между y - проекцией магнитного поля и z - проекцией электрического поля в непосредственной близости от нижней поверхности слоя вне его (когда $j_z = 0$):

$$\alpha H_y(0) = -\frac{i\omega}{c} E_z(0).$$

Отсюда получаем следующее выражение для поверхностного импеданса:

$$Z = \frac{i\alpha c}{\omega}. \quad (11)$$

Приравняв выражение (10) и (11), получаем:

$$\frac{\alpha c}{\omega} = \frac{kd}{2} \left(1 - \frac{ck}{\omega} G \right). \quad (12)$$

Учитывая соотношение (2) выражение (11) можно преобразовать к виду

$$\sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} = \frac{\omega kd}{2c} \left(1 - G \frac{ck}{\omega} \right). \quad (13)$$

Уравнение (13) является дисперсионным уравнением, из решения которого находится связь $\omega = \omega(k)$.

В общем случае функция G , введенная соотношением (8), является функцией двух переменных: $G = G(\omega, k)$. Поэтому дисперсионное уравнение (13) представляет собой сложное трансцендентное уравнение.

Рассмотрим далее случай низких частот, то есть частот существенно меньше частоты объемного плазменного резонанса металла. В этом случае $|G| \ll 1$. Тогда дисперсионное уравнение (13) можно преобразовать к следующему виду: $(ck)^2 - \omega^2 = \omega^2 k^2 d^2 / 4$. Решение этого уравнения запишется как:

$$\omega(k) = \frac{ck}{\sqrt{1 + \left(k \frac{d}{2}\right)^2}}.$$

При малых значениях волнового вектора k , когда $kd \ll 1$, отсюда получаем:

$$\omega(k) = ck \left(1 - \frac{k^2 d^2}{8}\right).$$

4. Заключение

В настоящей работе выведено дисперсионное соотношение для поверхностного плазмона в случае антисимметричной конфигурации z - компоненты электрического поля, направленной вдоль распространения электромагнитной волны и симметричных y - компоненты магнитного поля и x - компоненты электрического поля (рис.1).

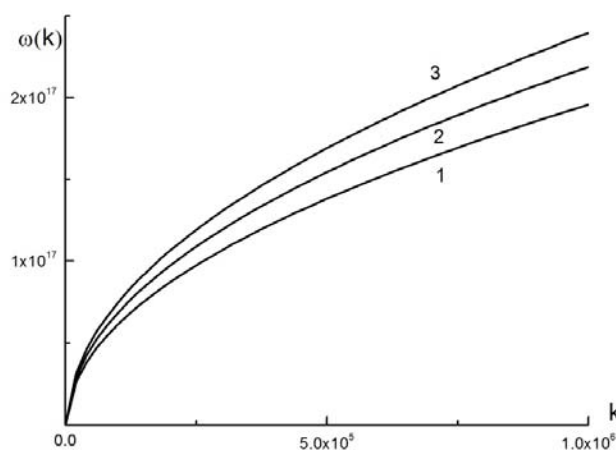


Рис. 1. Дисперсионное соотношение для поверхностного плазмона.
Кривые 1, 2, 3 отвечают значениям толщины слоя $d = 10^{-6}$, $0.5 \cdot 10^{-6}$, 10^{-7} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Карпушов Е.Н. Проводящие и отражающие свойства тонких металлических пленок// ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 11. С. 102–106.

2. Кондратенко А.Н. Проникновение волн в плазму. М.: Атомиздат, 1979. 232 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.
4. Латышев А.В., Юшканов А.А. Плазма в слое металла во внешнем высокочастотном электрическом поле// ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 5. С. 29–37.
5. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика, М.: Физматлит, 2001. 536 с.
6. Паредес–Хуарес А., Диас–Монхе С., Макаров М.Н., Перес–Родригес Ф. Нелокальные эффекты в электродинамике металлических пластин// Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 9. С. 687–692.
7. Anttu N., Xu H.Q. Light scattering and plasmon resonances in a metal film with sub-wavelength nano-holes// J. Phys.: Conference Series. V. 100. 2008. P. 1-4. 052037.
8. Apostol M., Vaman G. Plasmons and polaritons in a semi-infinite plasma and a plasma slab// arXiv:0904.2662v1 [physics.optics]. 2009. 20 P.
9. Cade N. I., Ritman–Meer C. T., Richards D. Strong coupling of localized plasmons and molecular excitons in nanostructured silver films// arXiv:0904.2674v1 [cond-mat.mes-hall]. 2009. 4 P.
10. Chang R., Chiang H.P., Leung P.T., Tse W.S. Nonlocal electrodynamic effects in the optical excitation of the surface plasmon resonance // Optics Communications. 2003. V. 225. P. 353–361.
11. Economou E. N. Surface Plasmons in Thin Films // Phys. Rev. 1969. V. 182. No. 2. P. 539–554.
12. Fuchs R., Kliwer K.L., Pardee W.J. Optical properties of an ionic crystal slab// Phys. Rev. 1966. V. 150. No. 2. P. 589–596.
13. Inagaki T., Motosuga M., Arakawa E.T. and Goudonnet J.P. Coupled surface plasmons in periodically corrugated thin silver films// Phys. Rev. B. 1985. Vol. 32. No. 10. P. 6238–6245.
14. Jones W.E., Kliwer K.L., Fuchs R. Nonlocal theory of the optical properties of thin metallic films// Phys. Rev. 1969. Vol. 178. No. 3. P. 1201–1203.
15. Kliwer K.L., Fuchs R. Optical properties of an electron gas: Further studies of a non-local. Description// Phys. Rev. 1969. Vol. 185. No. 3. P. 805– 913.
16. Maarouf A.I., Gentle A., Smith G.B., Cortie M.B. Bulk and surface plasmons in highly nanoporous gold films//J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 5675–5682.
17. Pitarke J.M., Silkin V.M., Chulkov E.V. and Echenique P.M. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons// Rep. Prog. Phys. 2007. Vol. 70. P. 1–87.
18. Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. Springer. Berlin. 1988. 133 P. Published 1988 by Springer-Verlag in Berlin, New York.

SURFACE PLASMA OSCILLATIONS IN THIN METALLIC FILMS

A. Latyshev, A. Yushkanov

*Moscow Region State University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. For the first time it is shown, that for thin metal films, a thickness which does not surpass skin-layer, a problem of the description surface plasma fluctuations supposes the analytical decision at any parity between length of free run of electrons and thickness of a film. Dependence of frequency surface plasma fluctuations from a wave vector is deduced.

Key words: degenerate plasma, metallic films, surface plasmons, dispersion equation.

УДК 537.868:537.876.4

К ВОПРОСУ ОБ ОТКЛОНЕНИИ ОТ ЗАКОНА ВИДЕМАНА-ФРАНЦА В ТОНКОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПРОВОЛОКЕ ИЗ МЕТАЛЛА

Э.В. Завитаев*, О.В. Русаков**, А.А. Юшканов***

**Московский государственный университет леса (МГУЛ)*

141005, Московская область, г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1.

***Московский государственный областной гуманитарный институт (МГОГИ)*

164010, Московская область, г. Орехово-Зуево, ул. Зелёная, д. 22.

****Московский государственный областной университет (МГОУ)*

105005, г. Москва, ул. Радио, д. 10-а.

Аннотация. Впервые решена задача о влиянии отклонения от закона Видемана-Франца на электрическую проводимость тонкой цилиндрической проволоки из металла. В качестве граничного условия задачи принято условие зеркально-диффузного отражения электронов от внутренней поверхности проволоки. Проведено обсуждение полученных результатов.

Ключевые слова: тонкая проволока, функция распределения, электрическая проводимость.

1. Введение

Электрические свойства проводников, характерный линейный размер которых сравним с длиной свободного пробега электронов, существенно отличается от свойств «массивных» проводников [1, 2].

В работе [3] рассчитана высокочастотная электрическая проводимость тонкой цилиндрической проволоки (отношение её радиуса к длине много меньше единицы). В работе [4] решена задача о влиянии на электрическую проводимость цилиндрической проволоки продольного магнитного поля. В упомянутых работах применяется подход, основанный на решении кинетического уравнения Больцмана для электронов в металле при произвольном характере их отражения от внутренней поверхности проволоки.

В работах Видемана и Франца в 1853 г. экспериментально установлен закон, согласно которому отношение коэффициента теплопроводности λ к коэффициенту удельной электрической проводимости σ для всех металлов при одной и той же температуре одинаково и увеличивается пропорционально термодинамической температуре:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = L_0 T, \quad (1)$$

где в законе Видемана - Франца L_0 – число Лоренца, равное $3^{-1}(\pi k)^2 e^{-2}$, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона и T – абсолютная температура.

Исследование отклонения от закона Видемана-Франца до сих пор остается актуальной задачей, что подтверждается широким спектром научных публикаций, например, [5-8].

Величины отклонения от этого закона при низких температурах могут принимать существенные значения [9, 10]. В данной работе мы проведём учёт подобного эффекта, к которому в последнее время наблюдается заметный интерес.

Заметим, что задачи о проводимости тонких металлических проволок становятся особенно актуальными в связи с бурным развитием микроэлектроники, где такие проволоки широко применяются.

В настоящей работе моментным методом рассчитана функция распределения, описывающая линейный отклик электронов в однородной цилиндрической проволоке на переменное электрическое поле, ориентированное вдоль оси симметрии проволоки. По найденной функции распределения удаётся рассчитать зависимость локальной и интегральной проводимостей проволоки от «коэффициента Видемана-Франца» (отношения коэффициента теплопроводности к произведению коэффициента удельной электрической проводимости на число Лоренца и на абсолютную температуру металла), от отношения радиуса проволоки к длине свободного пробега электронов и частоты, а также от коэффициента зеркальности металла.

2. Постановка задачи

Рассматривается цилиндрическая проволока из немагнитного металла радиуса R и длины L (считаем, что $L \gg R$), к концам которой приложено переменное электрическое напряжение частоты ω . Принимается, что направление электрического поля совпадает с осью симметрии проволоки. Скин-эффект не учитывается, т. к. радиус проволоки R предполагается малым по сравнению с характерной глубиной скин-слоя δ .

Однородное периодическое по времени электрическое поле

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) \quad (2)$$

действует на электроны проводимости (они рассматриваются как вырожденный ферми-газ) внутри проволоки и вызывает отклонение f_1 их функции распределения f от равновесной фермиевской f_0 :

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

где $\mathbf{r}$ - радиус - вектор (начало системы координат выбирается на оси симметрии проволоки), $\mathbf{v}$ - скорость электрона, m - эффективная масса электрона в металле.

Это приводит к возникновению высокочастотного тока плотности

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

где h - постоянная Планка [11].

В формуле (3) используется стандартная нормировка функции распределения f , при которой плотность электронных состояний равна $2/h^3$. Для равновесной функции $f_0(\varepsilon)$ далее используется ступенчатая аппроксимация [8]:

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

где $\varepsilon_F = m v_F^2 / 2$ – 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 высокочастотного поля (2). В линейном приближении по электрическому полю, функция f_1 удовлетворяет кинетическому уравнению [12-14]

$$-i\omega f_1 + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + e(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{f_1}{\tau}, \quad (4)$$

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

Кинетическое уравнение в τ – приближении соответствует случаю, когда рассеяние электронов носит чисто изотропный характер. Данный характер рассеяния электронов реализуется при рассеянии на примесях. Для чистых металлов при низких температурах оказываются существенными электрон - электронные столкновения. При таких столкновениях, суммарный импульс электронной подсистемы сохраняется, и соответствующее рассеяние электронов не носит изотропный характер. По этой причине одной теплопроводностью нельзя выразить всех кинетических характеристик металла, и необходимо изменить правую часть уравнения (4), моделирующую интеграл столкновений, чтобы описать ситуацию, при которой рассеяние электронов уже не является чисто изотропным. Интеграл столкновений, учитывающий электрон - электронные столкновения впервые был предложен в [15]. Кинетическое уравнение с учётом данного интеграла столкновений имеет вид:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + e(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{1}{\tau} \left(f_1 - \frac{3g_0 m}{4\pi v_F^3} \mathbf{v} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \int \mathbf{v} f_1 d^3 \mathbf{v} \right). \quad (5)$$

Введём безразмерный коэффициент W , который назовем коэффициентом Видемана-Франца, равный $W = \lambda / (\sigma L_0 T) = 1 - g_0$. (g_0 – числовой параметр, $0 \leq g_0 \leq 1$). При выполнении закона Видемана - Франца $W = 1$ и $g_0 = 0$ (уравнение (5) переходит в (4)), это соответствует тому, что электроны при рассеянии полностью утрачивают свой первоначальный импульс, т.е. рассеяние происходит изотропно. При $g_0 = 1$ электроны в результате рассеяния сохраняют свой импульс, то есть трение электронного газа о кристаллическую решетку отсутствует.

Заметим, что

$$W = \frac{\sigma_0}{\sigma},$$

где $\sigma_0 = ne^2 \tau / m$ – объёмная статическая удельная проводимость металла при отсутствии отклонения от закона Видемана-Франца, n – концентрация электронов проводимости в металле.

3. Функция распределения

Преобразуем кинетическое уравнение (5) используя функцию:

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = g(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) \exp(-i\omega t), \quad (6)$$

в результате получим новое уравнение:

$$-i\omega g + \mathbf{v} \frac{\partial g}{\partial \mathbf{r}} - e \mathbf{v} \mathbf{E}_0 = -\frac{g}{\tau} - \frac{3g_0 m}{4\pi v_F^3 \tau} \mathbf{v} \int \mathbf{v} g \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) d^3 \mathbf{v}.$$

Перейдя в последнем уравнении к цилиндрическим координатам [16], выбрав направление полярной оси Z , так, чтобы она совпадала с осью симметрии проволоки, имеем:

$$\begin{aligned} -i\omega g + v_r \frac{\partial g}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial g}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial g}{\partial z} + \frac{v_\phi^2}{r} \frac{\partial g}{\partial v_r} - \frac{v_r v_\phi}{r} \frac{\partial g}{\partial v_\phi} - e v_z E_z = \\ = -\frac{g}{\tau} - \frac{3g_0 m}{4\pi v_F^3 \tau} v_z \int v_z g \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) d^3 \mathbf{v}. \end{aligned} \quad (7)$$

Решение уравнения (7) проведём с помощью моментного метода [16], согласно которому функция g в приближении двух моментов представляется в виде:

$$g = a_1(r) v_z + a_2(r) v_z v_r. \quad (8)$$

Найдем соответствующие частные производные от выражения (8) и подставим их в уравнение (7). В результате получим:

$$\begin{aligned} v(a_1(r) v_z + a_2(r) v_z v_r) + v_r v_z \frac{\partial a_1(r)}{\partial r} + v_r^2 v_z \frac{\partial a_2(r)}{\partial r} + \frac{v_\phi^2 v_z}{r} a_2(r) - e v_z E_0 = \\ = -\frac{3g_0 m}{4\pi v_F^3 \tau} v_z \int v_z (a_1(r) v_z + a_2(r) v_z v_r) \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) d^3 \mathbf{v}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь мы учли, что $v = 1/\tau - i\omega$.

Вычислив интеграл, стоящий в правой части уравнения (9) (учитывая связи $v_r = v_\perp \cos \phi$, $v_\phi = v_\perp \sin \phi$, $v_\perp^2 + v_z^2 = v_F^2$), имеем:

$$v(a_1(r) v_z + a_2(r) v_z v_r) + v_r v_z \frac{\partial a_1(r)}{\partial r} + v_r^2 v_z \frac{\partial a_2(r)}{\partial r} + \frac{v_\phi^2 v_z}{r} a_2(r) - e v_z E_0 = -\frac{g_0 v_z}{\tau} a_1(r). \quad (10)$$

Умножим выражение (10) на v_z и проинтегрируем по пространству скоростей:

$$\begin{aligned} \left(v a_1(r) - e E_0 + \frac{g_0}{\tau} a_1(r) \right) \int v_z^2 d^3 \mathbf{v} + \left(v a_2(r) + \frac{\partial a_1(r)}{\partial r} \right) \int v_z^2 v_r d^3 \mathbf{v} + \\ + \frac{\partial a_2(r)}{\partial r} \int v_r^2 v_z^2 d^3 \mathbf{v} + \frac{a_2(r)}{r} \int v_\phi^2 v_z^2 d^3 \mathbf{v} = 0. \end{aligned}$$

Далее вычислив значения всех четырех интегралов и подставив их в последнее равенство, приходим к уравнению

$$v a_1(r) - e E_0 + \frac{1}{7} v_F^2 \frac{\partial a_2(r)}{\partial r} + \frac{1}{7} v_F^2 \frac{a_2(r)}{r} = -\frac{g_0}{\tau} a_1(r). \quad (11)$$

Ещё одно уравнение для нахождения моментных коэффициентов $a_1(r)$ и $a_2(r)$, найдем, умножив (10) на $v_z v_r$, и, интегрируя по пространству скоростей:

$$\frac{\partial a_1(r)}{\partial r} = -v a_2(r). \quad (12)$$

Объединим уравнения (11) и (12) в систему, разрешив её относительно $a_1(r)$:

$$\frac{\partial^2 a_1(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial a_1(r)}{\partial r} - \frac{7v^2}{v_F^2} \left(1 + \frac{g_0}{v\tau} \right) a_1(r) = -\frac{7veE_0}{v_F^2}.$$

Перейдем в полученном уравнении к новой безразмерной переменной $\xi = r/R$, также учтём, что $z = \frac{R}{v_F} v = \frac{R}{v_F} \left(\frac{1}{\tau} - i\omega \right) = x - iy$, тогда

$$\frac{\partial^2 a_1}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial a_1}{\partial \xi} - 7z^2 \beta^2 a_1 = -\frac{7zeE_0 R}{v_F}, \quad (13)$$

где $\beta = \sqrt{1 + \frac{x}{z} g_0}$.

В результате для определения моментного коэффициента $a_1(\xi)$ мы получили неоднородное модифицированное уравнение Бесселя, частное решение которого

$$a_1 = A_0 = \frac{eE_0 R}{z v_F \beta^2}. \quad (14)$$

Общее решение однородного модифицированного уравнения Бесселя:

$$a_1 = A_1 I_0(z\beta\sqrt{7}\xi) + A_2 K_0(z\beta\sqrt{7}\xi), \quad (15)$$

где

$$I_0(z\beta\sqrt{7}\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \exp(\xi z \beta \sqrt{7} \cos \alpha) d\alpha, \quad (16)$$

$$K_0(z\beta\sqrt{7}\xi) = \int_0^\infty \frac{\cos(\xi z \beta \sqrt{7} t)}{\sqrt{t^2 + 1}} dt. \quad (17)$$

Учитывая то обстоятельство, что при $\xi = 0$ плотность тока внутри проволоки не должна быть расходящейся функцией, константу A_2 естественно положить равной нулю.

В результате решение (13) примет следующий вид:

$$a_1(\xi) = A_0 + A I_0(z\beta\sqrt{7}\xi), \quad (18)$$

где $A \equiv A_1$.

Обезразмерим уравнение (12) и воспользуемся им для нахождения моментного коэффициента $a_2(\xi)$. В результате получим:

$$a_2(\xi) = -\frac{A\beta\sqrt{7}}{v_F} I_1(z\beta\sqrt{7}\xi), \quad (19)$$

где

$$I_1(z\beta\sqrt{7}\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \exp(\xi z\beta\sqrt{7} \cos \alpha) \cos \alpha d\alpha. \quad (20)$$

Однозначное решение поставленной задачи возможно при выборе граничного условия для неизвестной функции $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ на цилиндрической поверхности металлической проволоки. В качестве такого принимаем условия зеркально-диффузного отражения электронов от поверхности ($r = R$):

$$\int_{v_r < 0} v_z f_1(v_r) d^3 v = q \int_{v_r < 0} v_z f_1(-v_r) d^3 v, \quad (21)$$

где v_r и v_z – соответственно, компоненты скорости электрона в плоскости перпендикулярной к оси симметрии проволоки и вдоль оси симметрии проволоки; q - коэффициент зеркальности (вероятность зеркального отражения): $0 \leq q \leq 1$.

При $q = 0$ получаем условие диффузного отражения электронов проводимости от внутренней поверхности металлической проволоки, а при $q = 1$ условие чисто зеркального отражения. При значениях $q \neq 0$ и $q \neq 1$ получаем различные варианты смешанного зеркально-диффузного отражения электронов.

Граничное условие (21) позволяет получить выражение, связывающее значения моментных коэффициентов $a_1(\xi)$ и $a_2(\xi)$ на границе проволоки. После проведения соответствующих вычислений, имеем

$$\frac{2}{3} a_1(1)(1-q) = \frac{v_F}{4} a_2(1)(1+q). \quad (22)$$

Учитывая (18) и (19) получим, при $\xi = 1$, для определения константы A выражение:

$$A = V A_0, \quad (23)$$

где

$$V = \frac{q-1}{3 \left[\frac{1}{3} (1-q) I_0(z\beta\sqrt{7}) + \frac{\beta\sqrt{7}}{8} (1+q) I_1(z\beta\sqrt{7}) \right]}.$$

Соотношения (14), (18), (19) и (23) полностью определяют отклонение (6) функции распределения от равновесной в случае зеркально-диффузного отражения электронов от внутренней поверхности цилиндрической проволоки с учётом отклонения от закона Видемана-Франца.

4. Расчёт проводимости

Функция (6) позволяет определить плотность тока (3) внутри проволоки. При вычислении интеграла (3) удобно перейти к цилиндрическим координатам, как в пространстве координат, так и в пространстве скоростей. Вектор $\mathbf{E}$ параллелен оси Z , ось симметрии проволоки совпадает с осью Z .

Поле (2) в цилиндрических координатах имеет лишь z – компоненту, соответственно, и плотность тока (3) обладает лишь z – компонентой (линии тока являются прямыми параллельными оси Z).

В силу симметрии задачи интегрирование по всему диапазону скоростей $\mathbf{v}_z$ заменяется интегрированием по положительному диапазону, и результат удваивается, поэтому, подставляя пределы интегрирования, и, воспользовавшись свойствами δ -функции [3, 4], приходим к выражению:

$$j_z = \frac{4em^2}{h^3} \exp(-i\omega t) \int_0^{v_F} \int_0^{2\pi+\infty} \int_0^{\infty} \frac{v_z^2 \delta(v_z - \sqrt{v_F^2 - v_{\perp}^2})}{\sqrt{v_F^2 - v_{\perp}^2}} [a_1(\xi) + a_2(\xi) v_{\perp} \cos \phi] v_{\perp} dv_{\perp} d\phi dv_z =$$

$$= \frac{8\pi em^2 v_F^3}{3h^3} a_1(\xi) \exp(-i\omega t).$$

Окончательно получим:

$$j_z = \frac{ne}{m} \exp(-i\omega t) a_1(\xi). \quad (24)$$

Здесь мы учли, что концентрация электронов n в проволоке определяется по стандартной формуле, согласно которой

$$n = 2 \frac{m^3}{h^3} \int f_0 d^3 v = 2 \frac{m^3}{h^3} \frac{4\pi v_F^3}{3}.$$

Воспользовавшись законом Ома в дифференциальной форме, найдем удельную электрическую проводимость проволоки:

$$\sigma = \frac{en a_1(\xi)}{m E_0}. \quad (25)$$

Учитывая выражения (14), (18) и (23), получим:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{x}{z\beta^2} (1 + V I_0(z\beta\sqrt{7}\xi)), \quad (26)$$

где $\sigma_0 = ne^2\tau/m$ – объёмная статическая удельная проводимость металла при отсутствии отклонения от закона Видемана-Франца, а интеграл $I_0(z\beta\sqrt{7}\xi)$ определен равенством (16).

Воспользовавшись (23) получим выражение для расчёта безразмерной удельной электрической проводимости проволоки:

$$\tilde{\sigma}(x, y, \xi, q, g_0) = \frac{x}{z\beta^2} \left(1 + \frac{(q-1)I_0(z\beta\sqrt{7}\xi)}{3 \left[\frac{1}{3}(1-q)I_0(z\beta\sqrt{7}) + \frac{\beta\sqrt{7}}{8}(1+q)I_1(z\beta\sqrt{7}) \right]} \right). \quad (27)$$

Проинтегрировав выражение (24), определяем полный ток через поперечное сечение цилиндрической проволоки:

$$I = \frac{2\pi ne}{m} e^{-i\omega t} R^2 \left(\frac{A_0}{2} + \frac{A}{z\beta\sqrt{7}} I_1(z\beta\sqrt{7}) \right). \quad (28)$$

Формально воспользовавшись законом Ома в виде $I = G U$, где U – напряжение на концах проволоки, получаем формулу для расчёта интегральной проводимости проволоки G (электрическое поле внутри проволоки однородное, поэтому $U = E L$):

$$G = \frac{2\pi neR^2}{mLE_0} \left(\frac{A_0}{2} + \frac{A}{z\beta\sqrt{7}} I_1(z\beta\sqrt{7}) \right).$$

Преобразуем полученное выражение, используя равенство (23):

$$G = \frac{\pi neR^2 A_0}{mLE_0} \left(1 + \frac{2V}{z\beta\sqrt{7}} I_1(z\beta\sqrt{7}) \right).$$

Учитывая (14), получим

$$G = \frac{G_0 x}{z\beta^2} \left(1 + \frac{2V}{z\beta\sqrt{7}} I_1(z\beta\sqrt{7}) \right), \quad (29)$$

где $G_0 = \pi R^2 \sigma_0 / L$, а интеграл $I_1(z\beta\sqrt{7})$ определен равенством (20) при $\xi = 1$.

Снова воспользовавшись (23) получим выражение для расчёта безразмерной интегральной электрической проводимости проволоки:

$$\tilde{G}(x, y, q, g_0) = \frac{x}{z\beta^2} \left(1 + \frac{2}{z\beta\sqrt{7}} \frac{(q-1)I_1(z\beta\sqrt{7})}{3 \left[\frac{1}{3}(1-q)I_0(z\beta\sqrt{7}) + \frac{\beta\sqrt{7}}{8}(1+q)I_1(z\beta\sqrt{7}) \right]} \right). \quad (30)$$

Заметим, что при проведении численных расчётов результаты, полученные после применения формул (27) и (30) в случае отсутствия поправки к закону Видемана-Франца, когда $g_0 = 0$ (при этом коэффициент Видемана-Франца $W = 1$), совпадают с результатами работы [3], в которой использовался другой математический подход к проблеме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Ю.И. Физика малых частиц. Наука. М. 1984.
2. Dingle R.B. The electrical conductivity of thin wires. // Proc. Roy. Soc. A. 1950. V. 201. P. 545-560.
3. Завитаев Э.В., Юшканов А.А. Высокочастотная проводимость тонкой цилиндрической проволоки из металла. // Микроэлектроника. 2008. Т. 37. С. 429-438.
4. Завитаев Э.В., Юшканов А.А. Зависимость электрической проводимости тонкой цилиндрической проволоки в продольном магнитном поле от характера отражения электронов. // ЖЭТФ. 2006. Т. 130. С. 887-894.
5. Catelani G., Aleiner I.L. Interaction corrections to the thermal transport coefficients in disordered metals: quantum kinetic equation approach. // Препринт. ArXiv: cond-mat/0405333. 2004. P. 35.
6. Булыгин В.С. Определение отношения коэффициентов теплопроводности и электропроводности методом Кольрауша. // Физическое образование в Вузах. 2004. Т. 10. № 4. С. 75-80.
7. Снарский А.А., Женировский М.И., Безсуднов И.В. О законе Видемана-Франца в термоэлектрических композитах. // Термоэлектричество. 2006. № 3. С. 59-65.
8. Моисеев И.О., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Использование двухпараметрического кинетического уравнения для вычисления электромагнитного поглощения мелкой металлической частицей. // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 101. № 5. С. 857-861.
9. Медведь А.И. Температурные изменения термоэдс и отклонение от закона Видемана-Франца сплава Fe-Ni-Ti в мартенситно-аустенитных состояниях. // Термоэлектричество. 2006. № 4. С. 19-29.
10. Wakeham N., Bangura A.F., Xu X., Mercure J-F., Greenblatt M., Hussey N.E. Gross violation of the Wiedemann–Franz law in a quasi-one-dimensional conductor. // Nature Communications. – DOI: 10.1038/ncomms1406. – Published 19 Jul 2011.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц И.М. Электродинамика сплошных сред. Наука. М. 1982.
12. Харрисон У. Теория твердого тела. Мир. М. 1972.
13. Займан Дж. Электроны и фононы. ИЛ. М. 1962.
14. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов. Наука. М. 1971.
15. De Gennaro S., Rettori A. The low-temperature electrical resistivity of potassium size effects and the role of normal electron-electron scattering. // J. Phys. F: Met. Phys. 1984. V.14. P. 237-242.
16. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. Наука. М. 1967.

**FOR THE QUESTION OF THE DEPARTURE FROM THE WIDEMAN-FRANZ LAW
IN THE THIN CYLINDRICAL METAL WIRE.**

E. Zavitaev*, O. Rusakov, A. Yushkanov*****

**Moscow State Forest University,
141005, Moscow Region, Mytishi, street 1st Institute, 1.*

***Moscow Regional State Humanitarian Institute
164010, Moscow Region, Orekhovo-Zuyevo, street Green, 22.*

****Moscow Regional State University
105005, Moscow, Radio street, 10-A.*

Abstract. For the first time the problem of the influence of the departure from the Wide-
man-Franz law to the thin cylindrical metal wire. In the capacity of the boundary condi-
tion of the problem the condition of the smooth-diffuse reflection of the inner surface of
the thin cylindrical metal wire is accepted. The discussion of the derived results was
made.

Key words: a thin wire, cumulative distribution curve, electrical conduction of smth.

УДК 621.382

**САПР ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ
ИНДИКАТОРОВ**

Д.А. Евсевичев, О.В. Максимова

*ГОУ ВПО Ульяновский государственный технический университет
432027 г. Ульяновск, ул. Северный Венец, д. 32*

Аннотация. Проведен сравнительный анализ современных средств отображения
информации. Описаны конструкции монохромного и полноцветного
тонкопленочных электролюминесцентных индикаторных элементов. Выделены
функциональные характеристики, необходимые для описания режимов работы
тонкопленочных электролюминесцентных средств отображения информации.

Ключевые слова: тонкопленочный индикатор, автоматизация, яркость, светоотдача,
электролюминесценция, алгоритмы, программы, полноцветные индикаторы, тонкие
пленки.

Одними из наиболее перспективных современных информационных дисплейных
устройств являются тонкопленочные электролюминесцентные (ТПЭЛ) индикаторы.
Это обусловлено такими свойствами индикаторов, как плоская безвакуумная твердо-
тельная конструкция, небольшая потребляемая мощность, высокие стабильность, раз-
решающая способность и контрастность, продолжительный срок службы, совмести-
мость технологий создания ТПЭЛ структур и гибридных пленочных микросхем. Кроме
того, такие индикаторы имеют высокую ударо- и вибропрочность конструкции, и в них
полностью отсутствует рентгеновское излучение.

Проведенный сравнительный анализ основных индикаторных устройств позво-
лил составить табл. 1.

Таблица 1

Сравнительная таблица параметров основных видов дисплеев

Параметр	ЖК дисплей	OLED дисплей	ТПЭЛ дисплей
Яркость, кд/м ²	250	1000	400
Диапазон рабочих температур, °С	-30 ... +50	-40 ... +70	-50 ... +85
Угол обзора, °	160	170	>160
Время отклика, мс	15	0,1	<1
Контрастность	1300:1	1000000:1	20000:1
Среднее время безотказной работы, ч	50000	35000	100000
Радиационная стойкость	низкая	низкая	высокая

Как видно из сравнительной таблицы ТПЭЛ дисплеи превосходят по светотехническим характеристикам жидкокристаллические дисплеи, однако уступают OLED дисплеям, что, впрочем, компенсируется высокими конструкторско-технологическими параметрами (среднее время безотказной работы, диапазон рабочих температур, радиационная стойкость). Отсюда вытекает возможность применение ТПЭЛ устройств не только в технике общего назначения, но и в военной, медицинской, космической технике, где предъявляются специфичные, а порой и жесткие требования к аппаратуре.

Благодаря перечисленным достоинствам тонкопленочные электролюминесцентные индикаторные устройства находят широкое применение в средствах отображения информации.

Наиболее типичная конструкция электролюминесцентных конденсаторов содержит пять слоев, нанесенных на диэлектрическую подложку [2]: проводящий нижний, диэлектрический нижний, люминесцентный, верхний диэлектрический, верхний проводящий слой (рисунок 1).

Для создания полноцветных тонкопленочных электролюминесцентных экранов используются три варианта конструкций плоских индикаторов. Были исследованы три конструкции полноцветных ТПЭЛ индикаторов [2]: с ярким белым люминофором и тремя цветовыми фильтрами (рисунок 2), с тремя люминофорами различного цвета свечения (рисунок 3) и универсальная конструкция с поочередно нанесенными слоями люминофоров и диэлектриков (рисунок 4).

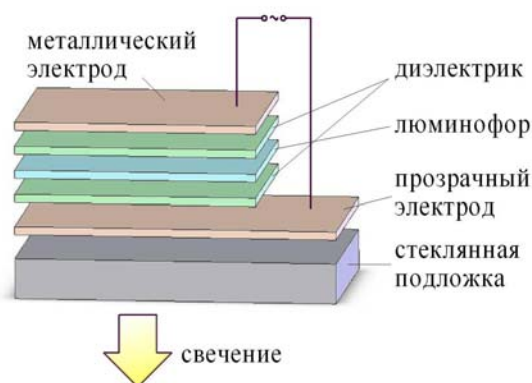


Рис.1. Типичная конструкция тонкопленочного электролюминесцентного источника излучения

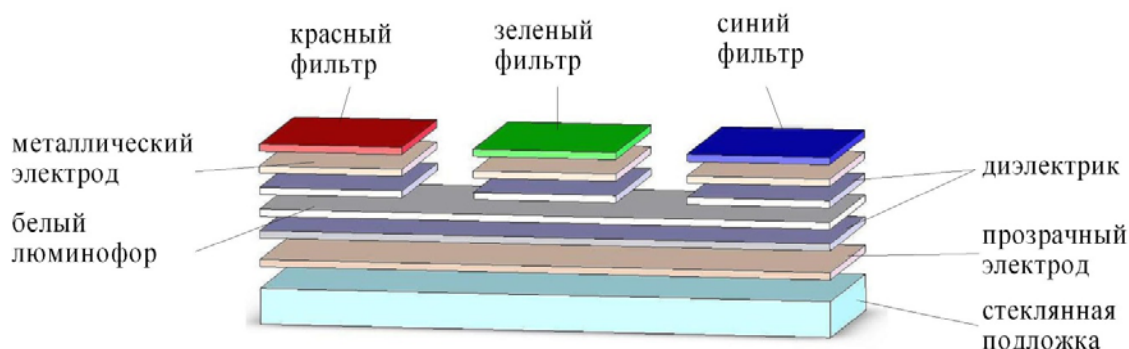


Рис.2. Конструкция полноцветного индикатора с белым люминофором

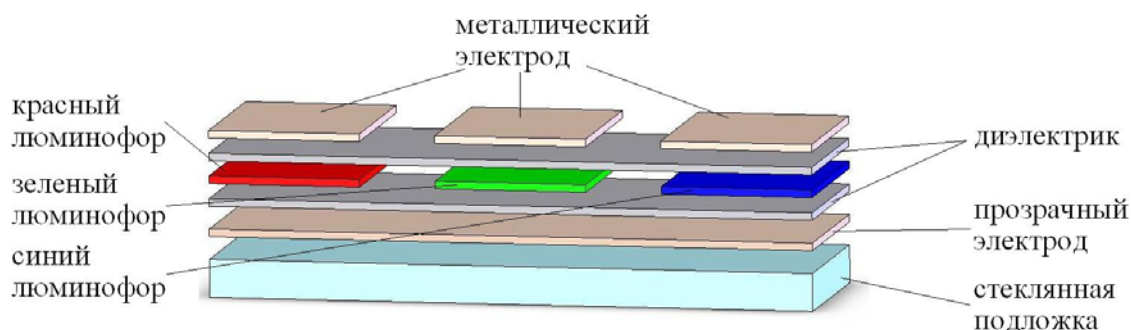


Рис.3. Конструкция полноцветного индикатора с тремя люминофорами

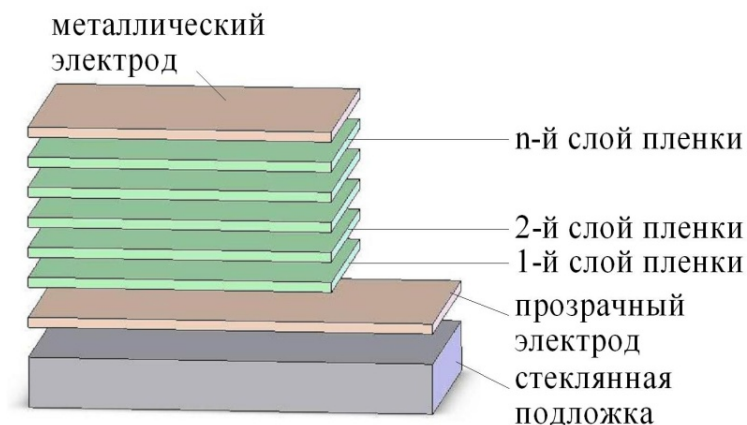


Рис.4. Конструкция полноцветного индикатора с последовательно нанесенными пленками

Первый вариант полноцветного экрана предусматривает получение плоского источника излучения с одним слоем люминофора белого свечения, а излучения трех основных цветов формируются с помощью трех светофильтров. Данный способ построения экрана требует использования люминофора с высокой яркостью свечения.

Второй вариант конструкции представляет собой структуру, в которой люминесцентный слой наносится в виде трех полосок люминофоров с тремя основными цветами свечения. Данный вариант позволяет обеспечить более низкую разрешающую способность, при более высокой надежности.

В третьем варианте используются последовательное нанесение пленок индикаторных элементов различных цветов. К недостаткам данной конструкции относится низкая надежность, обусловленная наличием большого числа слоев.

Для описания работы электролюминесцентных приборов необходимо определить их основные электрические характеристики [1]: максимальное рабочее напряжение $U_{\max}$, пороговое напряжение $U_{\text{п}}$, средняя рассеиваемая мощность $P_{\text{ср}}$; светотехнические характеристики: яркость свечения B , коэффициент светоотдачи η , координаты цветности XYZ ; конструктивные параметры: толщины плёнок d , также на этом этапе производится выбор материалов слоев.

При использовании электрических и светотехнических характеристик, выделенных в техническом задании, можно определять конструкцию индикаторного устройства и находить соответствующие параметры. На основе данной методики был разработан алгоритм проектирования ТПЭЛ индикаторного устройства. Другой подход в изучении ТПЭЛ индикаторов подразумевает нахождение основных функциональных характеристик при определенных конструктивных параметрах, то есть проведение исследования уже спроектированного ТПЭЛ индикаторного элемента.

На основе данных алгоритмов была разработана система автоматизации проектирования тонкопленочных электролюминесцентных индикаторов, позволяющая не только разработать конструкцию и технологический маршрут проектирования монохромного либо полноцветного ТПЭЛ индикаторного элемента, но и провести исследование уже готового изделия. Программа TFEL DDS написана на языке Object Pascal в среде разработки Delphi 7 и представляет собой модуль расчета основных функциональных характеристик и параметров ТПЭЛ-структур. Программа выполнена в виде исполняемого файла, который запускается из операционной системы.

Разработанные схемы и этапы проектирования тонкопленочных электролюминесцентных индикаторных устройств могут быть использованы для разработки конструкций и режимов работы приборов в лабораториях и конструкторских бюро, занимающихся проектированием и исследованием электролюминесцентных источников излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Евсевичев Д. А. Разработка алгоритмов и программы расчета основных функциональных характеристик тонкопленочных электролюминесцентных индикаторов / Д. А. Евсевичев, О. В. Максимова // Автоматизация процессов управления. Сборник докладов Молодежной научно-технической конференции. – Ульяновск: ФНПЦ ОАО «НПО «Марс», 2011. – С. 34–40.
2. Самохвалов М. К. Конструкции и технология тонкопленочных электролюминесцентных индикаторов / М. К. Самохвалов. – Ульяновск: УлГТУ, 1997. – 56 с.

CAD THIN-FILM ELECTROLUMINESCENT INDICATORS

D. Evsevichev, O. Maksimova

*The Ulyanovsk State Technical University
32, Sev. Venec st., Ulyanovsk, 432027, Russia, 432027*

Abstract. Comparative analysis of modern means of information display was made. The structures full-color and monochrome thin-film electroluminescent indicator elements were presented. Functional characteristics necessary to describe the modes of thin-film electroluminescent display facilities were determined.

Keywords: Thin-film indicator, automation, brightness, light efficiency, electroluminescence, algorithms, programs, full-color indicator, thin films.

УДК 533.15

ФОРМИРОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОГО СЛОЯ ИЗ МОЛЕКУЛ ГАЗА В УЗКОМ КАНАЛЕ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ ПРИ УСЛОВИИ ПРИЛИПАНИЯ МОЛЕКУЛ НА ПОВЕРХНОСТЬ

А.А. Титов

*Московский физико-технический институт (Государственный университет)
141700, Московская обл., г. Доломрудный, Институтский переулок, 9*

Аннотация: В статье рассмотрено формирование пристеночного слоя из молекул газа внутри узкого прямоугольного канала. Предполагалось, что молекулы газа прилипают к поверхности или к уже налившимся слоям с некоторым коэффициентом прилипания. Нарастание пристеночного слоя пропорционально количеству прилипших молекул. Количество прилипших молекул найдено методами Монте-Карло. Построена поверхность в момент закрытия канала, найдены автомодельные переменные и формулы, по которым поверхность можно аппроксимировать.

Ключевые слова: пристеночный слой из молекул газа, прямоугольный канал, налившиеся слои, коэффициент прилипания, нарастание пристеночного слоя, методы Монте-Карло, поверхность в момент закрытия канала.

Введение

Течение газа в узких капиллярах и порах достаточно хорошо исследовано многими авторами на примерах каналов с простой геометрией, таких как щели и трубки. Введены различные теоретические методики, проведены численные расчеты и эксперименты в большом диапазоне чисел Кнудсена. На поверхности материала обычно берется условие непротекания. Однако если предположить, что молекулы газа будут поглощаться на поверхность, то внутри щелей и капилляров будут образовываться слои из молекул газа, что конечно будет влиять на поведение газа. Если дано пористое вещество, или материал с маленькими дырками, через которое будет пропускаться газ, то

поры могут забиваться пылью. Например, проводились опыты по откачиванию пограничного слоя через очень маленькие отверстия на крыле, которые были удачными в аэродинамической трубе, но в реальных условиях из-за пыли поры быстро забивались. Однако этот эффект можно использовать для заделки узких глубоких трещин в каком-нибудь материале. Вполне вероятно, для этого лучше подходят наножидкости, в которых дисперсным компонентом является некоторый «клей». Если этим клеем заполнить трещины в материале, то это скажется на его свойствах, что открывает новые возможности для создания композитных материалов. Так же может представлять интерес задача о напылении газа на поверхность с нано-щелями и определении, к примеру, на какую глубину заделается нано-щель.

В общем случае поставить и решить любую и вышеперечисленных задач достаточно сложно, поэтому целесообразно рассмотреть самый простейший случай – налипание молекул разреженного газа на внутреннюю поверхность прямоугольного канала.

Постановка задачи для прямоугольной щели

Рассмотрим канал прямоугольного сечения с геометрией на рис. 1.

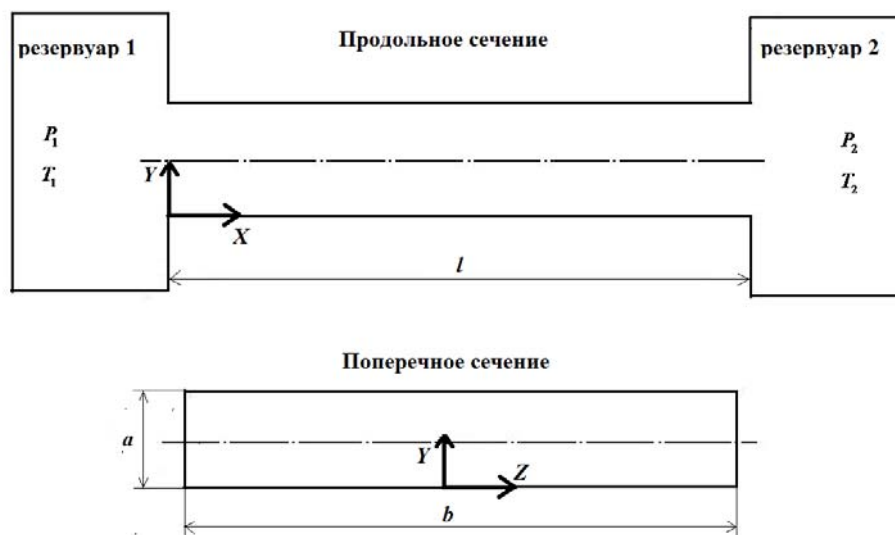


Рис 1

Размеры резервуаров с газом много больше размеров l и a . Принимаем и $b = \infty$ что переводит задачу в двумерный случай. Давления и температуры в резервуарах взяты таким образом, что длина свободного пробега молекул в резервуарах была много больше l и a . Молекулы газа в резервуарах имеют распределение скоростей по Максвеллу. Температура внутренней стенки канала T_w . Молекулы от стенки отражаются диффузно без зеркального отражения. Потоки N_1 и N_2 из резервуаров 1 и 2 через границу канала можно вычислить по формулам:

$$N_1 = \frac{P_1}{\sqrt{2\pi k_B T_1 m}}, \quad N_2 = \frac{P_2}{\sqrt{2\pi k_B T_2 m}},$$

где m - масса молекулы, k_B - постоянная Больцмана[1;2;3].

Распределение Максвелла отраженных молекул по скоростям хорошо описывает массовый поток в изотермическом режиме, поэтому примем $T_1 = T_2 = T_w$.

Предположим, что при попадании молекулы на стенку канала молекула прилипает с вероятностью k_s . Предположим, что k_s не зависит или слабо зависит от энергии падающих молекул, от угла падения, от температуры стенки, так что ее можно принять постоянной по всей поверхности материала. Так же предположим, что вероятность прилипания молекулы на уже налипшие слои так же равна k_s .

Введем функции $S_1(x, t): x \in [0, 1], t \in [0, t_1]$ (рис.2) и $S_2(x, t): x \in [0, 1], t \in [0, t_1]$, которые обозначают нижнюю и верхнюю поверхность внутри щели в момент времени t , причем время t_1 - время, за которое нижняя и верхняя поверхности соприкоснутся хотя бы в одной точке. Предполагаем, что слои молекул, налипших снаружи, слабо влияют на формирование поверхности внутри канала. Так как задача симметрична относительно плоскости $y = \frac{a}{2}$ (рис 2), то $S_2(x, t) = a - S_1(x, t)$.



Рис 2.

Так как поверхность нарастает только от прилипших молекул, то можно считать, что приращение поверхности пропорционально количеству прилипших молекул и поверхность увеличивается вдоль нормали, т.е. $S_1^{(0,1)}(x, t)$ будет

$$S_1^{(0,1)}(x, t) = Ak_s N(x, S_1(x, t), t) \frac{1}{\sqrt{1 + S_1^{(1,0)}(x, t)^2}}, \quad (3)$$

где $\frac{1}{\sqrt{1 + S_1^{(1,0)}(x, t)^2}}$ является проекцией нормали к поверхности $S_1(x, t)$ на ось Y (нор-

маль направлена в сторону газа), A – коэффициент пропорциональности (его можно экспериментально найти по толщине налипшей пленки за определенное время, если, например, поместить пластинку из материала канала в резервуар с данным газом с известными параметрами), $N(x, S_1(x, t), t)$ – поток падающих молекул в точке на нижней поверхности. Предположим, что A постоянен на всей поверхности и не зависит от её кривизны.

Так как газ разряжен, то слои будут нарастать очень медленно, поэтому поток $N(x, S_1(x, t), t)$ можно рассматривать уже устоявшимся в момент времени t , то есть $N(x, S_1(x, t), t) = N(x, S_1(x, t))$. С учетом этого уравнение (3) можно преобразовать:

$$S_1^{(0,1)}(x, t) = Ak_s N(x, S_1(x, t)) \frac{1}{\sqrt{1 + S_1^{(1,0)}(x, t)^2}}. \quad (4)$$

Уравнение (4) можно решать численно. Поток $N(x, S_1(x, t))$ находится методом пробной частицы Монте-Карло[3] с условием прилипания на поверхность. Поверхность интерполируется кусочно-линейной функцией. После расчета $N(x, S_1(x, t))$ находится приращение $S_1^{(0,1)}(x, t)$ к поверхности, и строится новая поверхность. Это процесс повторяется до момента времени t_1 , когда поверхности перекроют канал.

Нахождение поверхности в случае одинакового потока из резервуаров 1 и 2.

Рассмотрим случай $N_1 = N_2$. Поверхность в момент времени t_1 будет зависеть только от геометрии канала и коэффициента прилипания. Из численного решения уравнения (4) были получены автомодельные переменные для результирующей поверхности:

$$x_1 = \frac{x}{l}, \quad (5)$$

$$\xi = k_s \left(\frac{l}{a} \right)^2. \quad (6)$$

Так же в этом случае было найдено выражение для результирующей поверхности на всем диапазоне переменных (5) и (6):

$$S_1(x_1, \xi) \approx 0.5a \frac{e^{-B(\xi)x_1^{0.6}} + e^{-B(\xi)(1-x_1)^{0.6}}}{1 + e^{-B(\xi)}}, \quad (7)$$

$$S_2(x_1, \xi) \approx a - S_1(x_1, \xi), \quad (8)$$

где $S_1(x_1, \xi)$ и $S_2(x_1, \xi)$ - поверхности, образовавшиеся внутри канала в момент времени t_0 . $B(\xi)$ находится численно. Ее можно аппроксимировать следующим образом:

$$B(\xi) \approx \sqrt{2}\xi^{0.3}, \xi \in (0, \infty). \quad (9)$$

На рис. 3 показан численный результат и аппроксимация (7) $S_1(x_1, \xi)$ при различных значениях ξ . На рис. 4 показана функция $B(\xi)$ и аппроксимация (9).

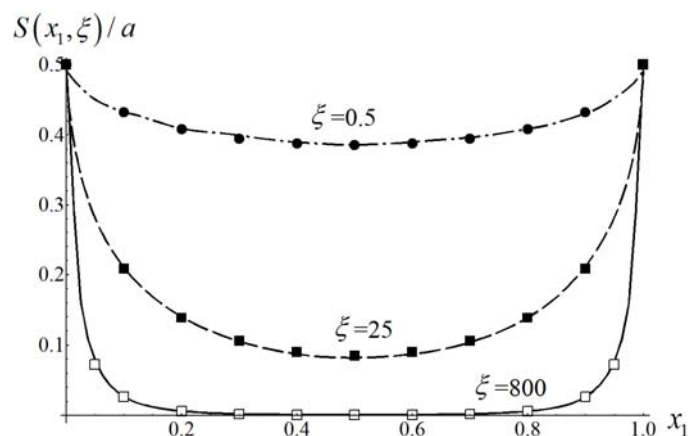


Рис. 3.

Сплошная линия – расчетная поверхность, точки – формула (7)

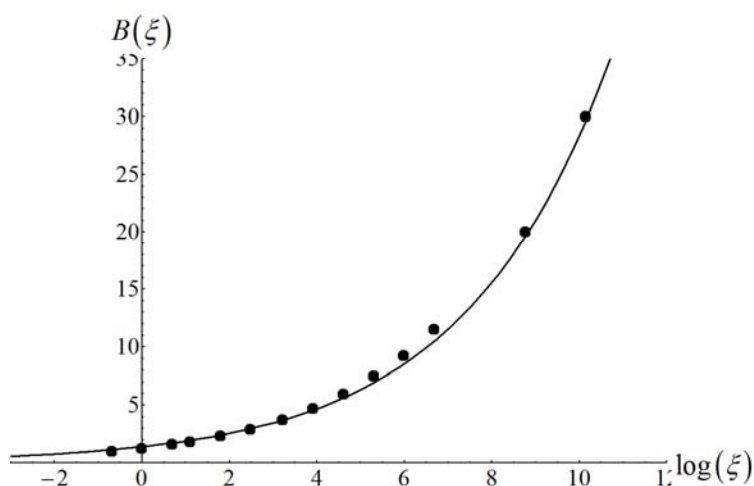


Рис. 4.

Черные точки - значения функции $B(\xi)$,
сплошная линия – аппроксимация (9)

Аппроксимация в случае разных потоков из резервуаров 1 и 2.

В случае $N_1 \neq N_2$, $t_1 \leq t_2$ поверхность можно аппроксимировать по формуле:

$$S_1(x_1, \xi, t) \approx 0.5a \left(c_1 e^{-B(\xi)g_1(x_1)^{0.6}} + c_2 e^{-B(\xi)(1-g_2(x_1))^{0.6}} \right), \quad (10)$$

$$S_2(x_1, \xi) \approx a - S_1(x_1, \xi), \quad (11)$$

где $g_1(x_1) = d_1(x_1 - 0.5) + 0.5$, $g_2(x_1) = d_2(x_1 - 0.5) + 0.5$;

$d_1 = d_1(\xi, N_1, N_2, t)$, $d_2 = d_2(\xi, N_1, N_2, t)$, $c_1 = c_1(\xi, N_1, N_2, t)$ и $c_2 = c_2(\xi, N_1, N_2, t)$ - коэффициенты, которые могут быть подобраны по результатам численного решения

или эксперимента. Переменные (5) и (6) так же автомодельны для этого случая, а $B(\xi)$ та же самая функция, что и в формуле (7).

Для примера рассмотрим задачу при $N_2 = 0.5N_1$ в момент времени t_1 . Из значений функции $S_1(0, \xi, t_1)$ и $S_1(1, \xi, t_1)$ на границе с резервуаром можно найти c_1 и c_2 . Значения d_1 и d_2 можно подобрать или оценить из значений $S_1^{(1,0,0)}(0, \xi, t_0)$ и $S_1^{(1,0,0)}(1, \xi, t_0)$.

На рис.5 показан численный результат и аппроксимация (10) для $S_1(x_1, \xi)$ при различных значениях ξ и при $N_1 \neq N_2$, $t_1 = t_2$.

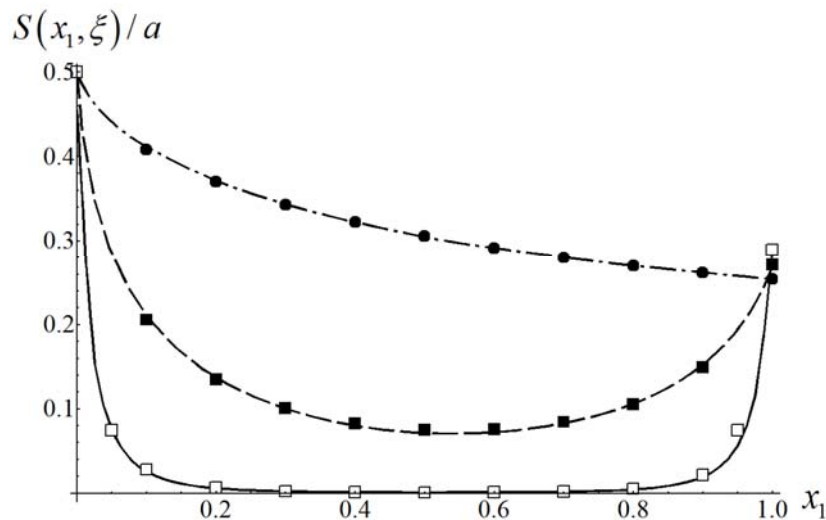


Рис. 5.

Сплошная линия – расчетная поверхность, точки – формула (10).

Выводы

Получен результат, который описывает выросший слой из молекул газа внутри длинной узкой щели в случае разреженного газа, при условии прилипания молекул газа на поверхность, диффузного рассеяния от стенок непрлипших молекул, отсутствия заметного влияния концов щели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. – М., 1967 г. – 440с.
2. Кошмаров Ю.А., Рыжов Ю.А. Прикладная динамика разреженного газа. – М: Машиностроение, 1977. – 184 с.
3. Шарипов Ф.М. Движение разреженных газов в каналах и микроканалах: монография/Ф.М.Шарипов, В.Д. Селезнев-Екатеринбург: УрО РАН, 2008 (Екатеринбург). – 231с.

**THE FORMATION OF THE BOUNDARY LAYER OF GAS MOLECULES
IN A NARROW RECTANGULAR CHANNEL,
PROVIDED ADHESION MOLECULES ON THE SURFACE**

A. Titov

*Moscow Institute of Physics and Technology (State University)
9, Institutsky pereulok, Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia*

Abstract: In the paper considered is the formation of the boundary layer of gas molecules inside a narrow rectangular channel. As assumed the gas molecules stick to the surface or to the build-up layers with a sticking coefficient. The growth of the boundary layer is proportional to the number of the trapped molecules which is found by Monte Carlo methods. The surface at the closure of the channel is constructed, self-similar variables and formulas by which the surface can be approximated are found.

Keywords: boundary layer of gas molecules, rectangular channel, build-up layers, sticking coefficient, growth of the boundary layer Monte Carlo methods, surface at the closure of the channel.

УДК 530.1

**ИЗМЕНЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГАЗОВ
ПРИ ОБРАЗОВАНИИ В НИХ ПРОСТЕЙШИХ КЛАСТЕРОВ**

А.В. Гелиев

*Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского,
Московский физико-технический институт
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9*

Аннотация. Основываясь на ab-initio методах квантовой химии, изучаются физико-химические свойства простейших ван-дер-ваальсовых кластеров азота, метана и углекислого газа. Рассчитываются структуры и энергетические характеристики димеров (кластеров, содержащих две молекулы): энергии диссоциации, вращательные постоянные, частоты межмолекулярных колебаний. По данным расчётов определяются суммы по квантовым состояниям различных видов движений, константы равновесия реакций образования димеров. Используя константы равновесия реакций, на основе предложенной газокинетической кластерной модели определяются молярные доли димеров газов, показывается существенное влияние димеров на теплоёмкость газообразного азота, метана и углекислого газа.

Ключевые слова: кластер, димер, ассоциаты, константа равновесия, квазихимическая кластерная модель, молекулярная орбиталь, гамильтониан, уравнение Шрёдингера.

Употребление термина "кластер" в современной научной литературе становится все более частым. В работе речь пойдет об ассоциатах, состоящих из двух молекул, которые могут существовать в газовой фазе и которые принято называть ван-дер-ваальсовыми кластерами. Часто под ван-дер-ваальсовыми силами подразумевают силы

межмолекулярного взаимодействия, поэтому данным названием подчеркивается, что именно эти взаимодействия удерживают частицы в ассоциате, а не сильные химические связи. Интерес к ван-дер-ваальсовым кластерам возрастает. В книге [1] приведен список примерно 100 кластеров, строение которых было установлено к 1988 году. По некоторым оценкам, число надежно экспериментально исследованных кластеров за десятилетие возросло на порядок и близко к 1000. Кластеры могут формироваться при впуске сверхзвуковой газовой струи в вакуум [2]. В результате расширения пучка поступательная температура уменьшается до чрезвычайно низких значений, и поскольку в расширяющемся пучке количество столкновений между частицами становится малым, в нем сохраняются слабо связанные комплексы-ассоциаты. Поведение кластеров, как и молекул, описывается законами квантовой механики, в нерелятивистской основе которой лежит уравнение Шрёдингера. Это уравнение легко решается для атома водорода, однако для систем, состоящих из нескольких атомов, найти точное решение не удаётся, что вызвало известное замечание Дирака 1929 года: «Таким образом, фундаментальные законы, необходимые для математического описания значительной части физики и всей химии, полностью известны, и проблема заключается только в том, что применение этих законов приводит к уравнениям, слишком сложным, чтобы их можно было решить».

1. Методы квантовой химии. В настоящее время в квантовой химии созданы теории, использующие только фундаментальные физические постоянные, и разработаны численные методы решения уравнения Шрёдингера небольших молекулярных систем. Про такие теоретические модели, не содержащие эмпирических поправок, обычно говорят, что они построены *из первых принципов (ab initio-методы)*. Рассмотрим простейшие из них.

Стационарное уравнение Шрёдингера для кластера выглядит следующим образом:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{8\pi^2} \sum_k \frac{1}{m_k} \nabla_k^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(-\sum_i \sum_l \frac{Z_i e^2}{r_{il}} + \sum_i \sum_{j<i} \frac{e^2}{r_{ij}} + \sum_I \sum_J \frac{Z_I Z_J e^2}{R_{IJ}} \right) \right\} \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) . \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое есть оператор суммарной кинетической энергии всех частиц кластера (ядер и электронов), остальные слагаемые соответствуют кулоновскому притяжению электронов с ядрами, электрон-электронному отталкиванию и ядерному отталкиванию между собой соответственно. При использовании атомной системы единиц уравнения упрощаются. За атомную единицу длины принимается боровский радиус

$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \approx 0.53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, энергия измеряется в единицах *Хартри*, определяемая как

кулоновская энергия отталкивания двух электронов, расположенных на расстоянии a_0 , масса измеряется в единицах массы электрона.

Одним из основных допущений, используемых для нахождения решения уравнения Шрёдингера, является приближение Борна-Оппенгеймера. Предполагается, что ядра атомов в кластере движутся медленно по сравнению с движением электронов, поскольку масса электрона в тысячи раз меньше массы ядра, что позволяет заключить, что распределение электронов внутри молекулярной системы зависит от расположения ядер и не зависит от скоростей ядер. Таким образом, в уравнении (1) можно пренебречь оператором кинетической энергии ядер и записать оператор Гамильтона в атомной системе единиц как:

$$\hat{H}^{elec} = -\frac{1}{2} \sum_i^{electrons} \nabla_i^2 - \sum_i^{electrons} \sum_I^{nuclei} \frac{Z_I}{|\vec{R}_I - \vec{r}_i|} + \sum_i^{electrons} \sum_{j < i}^{electrons} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} + \sum_I^{nuclei} \sum_J^{nuclei} \frac{Z_I Z_J}{|\vec{R}_I - \vec{R}_J|} . \quad (2)$$

Гамильтониан (2) затем используется в уравнении Шрёдингера, описывающем движение электронов в поле фиксированных ядер:

$$\hat{H}^{elec} \psi^{elec}(\vec{r}, \vec{R}) = E^{eff}(\vec{R}) \psi^{elec}(\vec{r}, \vec{R}) \quad (3)$$

Решая уравнение для электронной волновой функции, находим эффективную ядерную потенциальную функцию E^{eff} . Она зависит от координат ядер и описывает поверхность потенциальной энергии системы. Соответственно, E^{eff} также используется как эффективный потенциал для ядерного Гамильтониана:

$$\hat{H}^{nucl} = \hat{T}^{nucl}(\vec{R}) + E^{eff}(\vec{R}) . \quad (4)$$

Этот Гамильтониан используется в уравнении Шрёдингера для ядерного движения, описывающего колебательные, вращательные и поступательные состояния ядер.

Так как волновая функция интерпретируется как плотность вероятности нахождения частицы в пространстве, то она должна удовлетворять условию нормировки. Помимо этого, она должна быть антисимметричной относительно перестановки двух электронов системы, поскольку последние являются фермионами:

$$\psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_i, \dots, \vec{r}_j, \dots, \vec{r}_n) = -\psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_j, \dots, \vec{r}_i, \dots, \vec{r}_n) . \quad (5)$$

Как известно, волновая функция простейшей атомной системы - водородоподобного атома зависит от трёх квантовых чисел (без учёта спина электрона). Такую волновую функцию, соответствующую определённому набору квантовых чисел называют атомной орбиталью (АО). По теории молекулярных орбиталей волновая функция системы строится из функций, описывающих поведение отдельных электронов в поле, создаваемом остальными электронами и всеми атомными ядрами. Простейшей волновой функцией, являющейся комбинацией этих молекулярных орбиталей есть волновая функция Хартри $\psi(\vec{r}) = \phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2)\dots\phi_n(\vec{r}_n)$, форма которой предполагает взаимонезависимость функций $\phi_i(\vec{r}_i)$ и, следовательно, независимость движения каждого электрона в кластере от всех остальных. Однако, такая функция не является антисимметричной и не учитывает спиновую составляющую электрона. Для двухэлектронной системы функция Хартри примет вид $\psi_a(\vec{r}) = \phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2)$. Операция перестановки электронов ведёт к функции $\psi_b(\vec{r}) = \phi_1(\vec{r}_2)\phi_2(\vec{r}_1)$. Антисимметричную волновую функцию можно получить в виде линейной комбинации $\psi(\vec{r}) = \psi_a(\vec{r}) - \psi_b(\vec{r}) = \phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2) - \phi_1(\vec{r}_2)\phi_2(\vec{r}_1) = \begin{vmatrix} \phi_1(\vec{r}_1) & \phi_1(\vec{r}_2) \\ \phi_2(\vec{r}_1) & \phi_2(\vec{r}_2) \end{vmatrix}$.

Можно определить спиновые функции α и β следующим способом:

$$\alpha(\uparrow) = 1, \alpha(\downarrow) = 0, \beta(\uparrow) = 0, \beta(\downarrow) = 1 . \quad (6)$$

Спиновые функции $\alpha=1$ и $\beta=0$ если проекция спина электрона на избранную ось $s_z = \frac{\hbar}{2}$ и $\alpha=0$, $\beta=1$ если $s_z = -\frac{\hbar}{2}$. Произведение молекулярной орбитали на спиновую функцию называют спин-орбиталью. Слэтер [3] показал, что единственной возможной формой построения антисимметричной волновой функции n -электронной системы из независимых ортонормированных спин-орбиталей отдельных электронов является определитель n -го порядка:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{n!}} \begin{vmatrix} \phi_1(\vec{r}_1)\alpha(1) & \phi_1(\vec{r}_1)\beta(1) & \phi_2(\vec{r}_1)\alpha(1) & \phi_2(\vec{r}_1)\beta(1) & \dots & \phi_{n/2}(\vec{r}_1)\alpha(1) & \phi_{n/2}(\vec{r}_1)\beta(1) \\ \phi_1(\vec{r}_2)\alpha(2) & \phi_1(\vec{r}_2)\beta(2) & \phi_2(\vec{r}_2)\alpha(2) & \phi_2(\vec{r}_2)\beta(2) & \dots & \phi_{n/2}(\vec{r}_2)\alpha(2) & \phi_{n/2}(\vec{r}_2)\beta(2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \phi_1(\vec{r}_n)\alpha(n) & \phi_1(\vec{r}_n)\beta(n) & \phi_2(\vec{r}_n)\alpha(n) & \phi_2(\vec{r}_n)\beta(n) & \dots & \phi_{n/2}(\vec{r}_n)\alpha(n) & \phi_{n/2}(\vec{r}_n)\beta(n) \end{vmatrix}. \quad (7)$$

Следующее приближение включает представление молекулярных орбиталей в виде линейной комбинации ранее определённых одноэлектронных функций, известных как базисные функции. Эти базисные функции обычно центрированы на атомных ядрах и поэтому схожи с атомными орбиталями. Каждая молекулярная орбиталь разлагается в ряд:

$$\phi_i = \sum_{\mu=1}^N c_{\mu i} \chi_{\mu}. \quad (8)$$

Базисные функции $\chi_1, \dots, \chi_N$ выбираются нормированными и принадлежащими к классу гауссовых функций:

$$G(\alpha, \vec{r}) = c x^n y^m z^l \exp\{-\alpha r^2\}; \quad \int G^2(\alpha, \vec{r}) d\vec{r} = 1. \quad (9)$$

Линейные комбинации гауссовых функций используются для образования базисного набора функций. В итоге молекулярная орбиталь (8) имеет вид:

$$\phi_i = \sum_{\mu=1}^N c_{\mu i} \chi_{\mu} = \sum_{\mu=1}^N c_{\mu i} \left(\sum_p d_{\mu p} G_p \right). \quad (10)$$

В методе Хартри есть существенный недостаток - не учитывается корреляция между движениями электронов в молекулярной системе, в особенности это касается движения электронов с противоположными спинами. Одним из способов преодоления этой трудности является применение теории возмущений Меллера-Плессе. Теория основывается на разделении Гамильтониана системы на две части $\hat{H} = \hat{H}_0 + \lambda \hat{V}$. $\lambda \hat{V}$ - есть возмущение, налагаемое на Гамильтониан $\hat{H}_0$, малое по сравнению с $\hat{H}_0$. Предположение, что $\hat{V}$ - есть малое возмущение $\hat{H}_0$ позволяет возмущённую волновую функцию и энергию разложить в ряд по λ :

$$\begin{aligned} \psi &= \psi^{(0)} + \lambda \psi^{(1)} + \lambda^2 \psi^{(2)} + \lambda^3 \psi^{(3)} + \dots \\ E &= E^{(0)} + \lambda E^{(1)} + \lambda^2 E^{(2)} + \lambda^3 E^{(3)} + \dots \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя возмущённую волновую функцию и энергию в уравнение Шрёдингера, и используя ортонормированность функций $\psi^{(i)}$, а также разложение $\psi^{(1)} = \sum_s a_s \psi_s$ по собственным функциям оператора $\hat{H}_0$ и эрмитовость оператора Гамильтона, получаем выражение для первой поправки к возмущённой волновой функции системы:

$$\psi^{(1)} = \sum_t \frac{\langle \psi_t | \hat{V} | \psi^{(0)} \rangle}{E^{(0)} - E_t} \psi_t. \quad (12)$$

Используя функцию $\psi^{(1)}$, можно определить вторую поправку к энергии системы $E^{(2)} = \langle \psi^{(0)} | \hat{V} | \psi^{(1)} \rangle$. Таким образом, волновая функция и энергия системы принимает вид:

$$\begin{aligned} \psi &= \psi^{(0)} + \sum_t \frac{\langle \psi_t | \hat{V} | \psi^{(0)} \rangle}{E^{(0)} - E_t} \psi_t + \dots \\ E &= \langle \psi^{(0)} | \hat{H} | \psi^{(0)} \rangle - \sum_t \frac{|\langle \psi^{(0)} | \hat{V} | \psi_t \rangle|^2}{E_t - E^{(0)}} + \dots \end{aligned} \quad (13)$$

Среди базисных наборов наибольшую популярность получил базис 6-31G(d). Это базис, в котором атомная орбиталь (АО) внутренней оболочки представлена шестью гауссовыми функциями. Валентные АО представлены соответственно тремя и одной функциями. В базисный набор включаются также 5 или 6 гауссовых функций *d*-типа. Если есть необходимость учета поляризации для атомов водорода, то в базисный набор добавляют 3 гауссовы функции *p*-типа. Такой базис обозначается как 6-31G** или 6-31G(d,p).

2. Результаты квантово-химических расчётов структур димеров азота, метана и углекислого газа. Для определения геометрии и энергетических характеристик кластеров $(N_2)_2$, $(CO_2)_2$, $(CH_4)_2$ использовался универсальный пакет квантово-химических программ GAMESS. Расчёт проводился методом теории возмущений Меллера-Плессе 2-го порядка в базисе функций 6/31 G(d,p) для димеров азота и углекислого газа, а для определения свойств димера метана использовался базис *aug-cc-pVDZ* [4]. Равновесные геометрические характеристики $(N_2)_2$, $(CO_2)_2$ и $(CH_4)_2$, соответствующие минимуму потенциальной энергии димеров представлены на рис.1,2,3 соответственно.



Рис.1. Конфигурация димера азота $(N_2)_2$.



Рис.2. Конфигурация димера углекислого газа $(CO_2)_2$.



Рис.3. Конфигурация димера метана $(CH_4)_2$.

Необходимые для определения мольных и массовых долей димеров при принятой модели кинетики кластеров энергии диссоциации, вращательные постоянные и характеристические температуры межмолекулярных мод колебаний представлены в табл.1.

Таблица 1
Энергетические характеристики димеров $(N_2)_2$, $(CO_2)_2$, $(CH_4)_2$

Димер	$(N_2)_2$	$(CO_2)_2$	$(CH_4)_2$
$E_{dis}(K)$	170.25	535.07	133.58
Вращательные постоянные (1/см)	1.8833	0.2817	2.6035
	0.0747	0.0565	0.1545
	0.0718	0.047	0.1545
$T_{vib}(K)$	28.47	36.69	44.11
	39.47	44.89	93.02
	57.82	66.03	93.43
	79.59	153.46	118.99
	-	-	122.79
	-	-	122.96

Как видно из табл.1, характеристические колебательные температуры и энергии диссоциации димеров сильно отличаются от соответствующих величин для молекул, из которых состоят димеры. Это приводит к уникальным физико-химическим свойствам кластеров, что и позволяет рассматривать их как отдельные частицы.

3. Квазихимическая кластерная модель газа (КХКМ). Предполагается, что простейшие кластеры-димеры могут в газовой фазе образовываться в результате тройного столкновения молекул и разрушаться при столкновении с другой частицей газа, а рост и разрушение кластеров больших размеров (тримеров, четырёхмеров и т.д.) происходит за счёт присоединения и отрыва одиночного мономера (молекулы газа). Тогда цепочка элементарных процессов образования и гибели кластеров A_n может быть записана в виде:



Здесь M -любая молекула или кластер газовой фазы. Таким образом, рассматриваемая система представляет собой реагирующий кластерный газ, статистическую сумму которого можно представить в виде [5]:

$$Q = \prod_{i=1}^k \left\{ \frac{\left[\frac{Q(i)}{h^3} (2\pi m_i k T)^{\frac{3}{2}} \right]^{N(i)}}{N(i)!} \right\} \int \exp \left[-\frac{H_{\text{int}}}{kT} \right] d^3 R_{11} \dots d^3 R_{1N(1)} \dots d^3 R_{kN(k)} , \quad (15)$$

где H_{int} - гамильтониан взаимодействия молекул с молекулами и молекул с кластерами, $R_{i\mu}$ - радиус-вектор центра масс μ -го i -мера, $Q(i)$ - статистическая сумма внутренних движений i -го кластера. В дальнейшем будем пренебрегать гамильтонианом взаимодействия между мономерами и кластерами.

При установлении термохимического равновесия скорости прямой и обратной реакции связаны между собой константой равновесия, которая в случае реакции образования димера принимает вид:

$$K_p(T) = \frac{V}{kT} \frac{Z_{\text{dim}}}{Z_{\text{mon}}^2} , \quad (16)$$

где Z_{dim} - сумма по квантовым состояниям димера, Z_{mon} - сумма по квантовым состояниям мономера (молекулы), V - объём газа, T - температура. Согласно приближению Борна-Оппенгеймера, можно разделить энергию кластера на электронную и ядерную. Энергию ядерного движения можно, в свою очередь, разделить на энергию вращения ядер вокруг центра масс кластера и на энергию колебаний атомов около центра масс. При таких допущениях статистическая сумма кластера представляет собой произведение статистических сумм его отдельных видов движений $Z_n = Z_n^{\text{tr}} Z_n^{\text{el}} Z_n^{\text{rot}} Z_n^{\text{vib}} Z_n^{\text{nucl}}$. Поскольку образование кластеров характеризует стадию предконденсации газа [6], то при невысоких температурах можно ограничиться основным электронным уровнем энергии. Данных таблицы 1 достаточно для определения статистических сумм всех видов движений димеров. Используя кинетическую модель (14), можно определить мольную долю димеров в зависимости от температуры и давления $\alpha_2(p, T) = 1 - \frac{\sqrt{1 + 4PK_p(T)} - 1}{2PK_p(T)}$.

4. Теплоёмкость кластерного газа. Используя связь термодинамических функций частиц с их статистическими суммами, можно определить температурную зависимость молярной колебательной теплоёмкости димеров при постоянном объёме от температу-

ры рис.4,5,6 $C_{vib} = R \frac{\partial}{\partial T} (T^2 (\frac{\partial \ln Z_{vib}}{\partial T})_V)$, где Z_{vib} - колебательная сумма по квантовым состояниям димера.

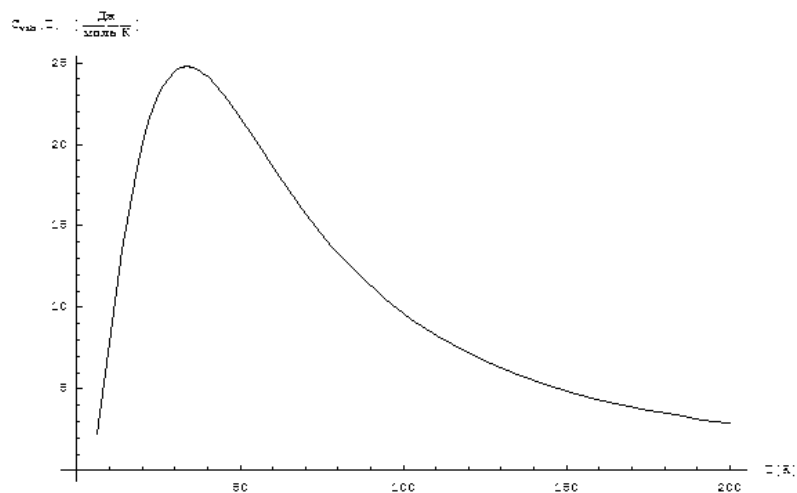


Рис. 4. Колебательная теплоёмкость димера азота

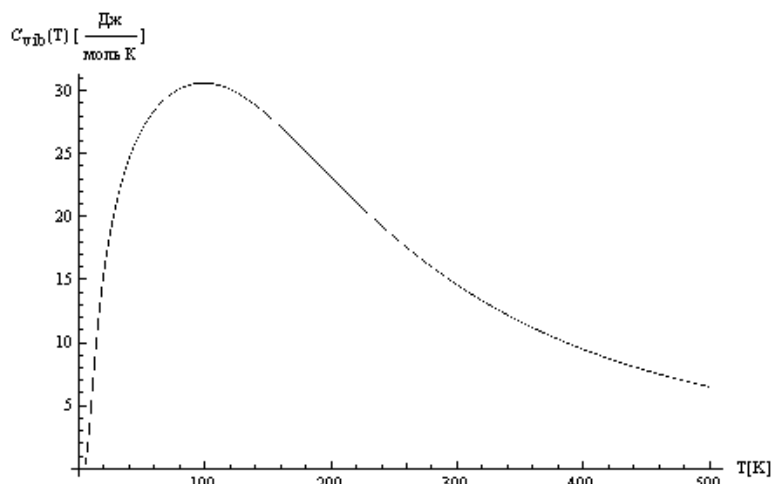


Рис. 5. Колебательная теплоёмкость димера углекислого газа.

Из рис.4,5,6 видно, что отличительными особенностями колебательных теплоёмкостей слабосвязанных комплексов, в отличие от теплоёмкости молекул азота, углекислого газа и метана являются наличие максимума при низких температурах и стремление теплоёмкости к нулю при высоких температурах, что обусловлено малым количеством колебательных уровней такой системы на каждую колебательную моду. Такое поведение теплоёмкости систем с конечным числом квантовых уровней было отмечено ещё В.Г. Левичем в 1962г. [7].

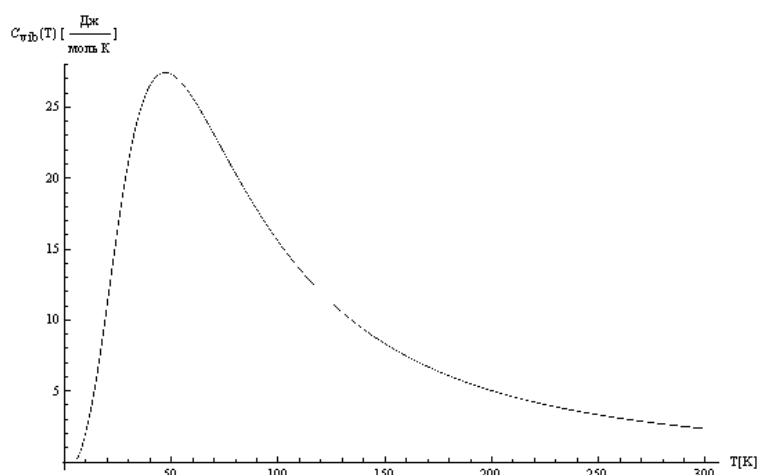


Рис. 6. Колебательная теплоёмкость димера метана.

Далее будем предполагать, что исследуемые газы можно представить в виде идеальной химически реагирующей бинарной смеси, состоящей из мономеров и димеров. Тогда к системе применим закон Дальтона:

$$p = \sum_{i=1}^2 p_i = \sum_{i=1}^2 \frac{\rho_i}{\mu_i} RT = \rho RT \sum_{i=1}^2 \frac{c_i}{\mu_i} = \frac{1+c_1}{2} \frac{\rho}{\mu_1} RT.$$

где c_i - массовая доля кластера i -го размера, μ_i - молярная масса мономера. Удельная теплоемкость при постоянном давлении находится дифференцированием удельной энтальпии по температуре. Однако существенным моментом является то обстоятельство, что доли кластеров также являются функциями температуры и давления системы, и поэтому теплоемкость системы не есть аддитивная величина и представима в виде:

$$C_p = \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\sum_{i=1}^2 \frac{c_i}{m_i} kT^2 \left(\frac{\partial \ln Z_i}{\partial T} \right)_V \right) \right)_p + \frac{R}{2\mu_1} \frac{\partial}{\partial T} (T(1+c_1))_p. \quad (17)$$

Сравнение экспериментальных данных изобарной удельной теплоёмкости углекислого газа [8] и метана [9] с теоретической зависимостью (17) при различных давлениях отображают рис. 7,8.

При определении молярной теплоёмкости азота при постоянном давлении (рис. 9.) следует учесть то обстоятельство, что экспериментальные данные [10] обрабатывались, пользуясь предположением о том, что газ состоит только из молекул. Поэтому для определения этой термодинамической величины следует умножить выражение (17) на молярную массу молекулы азота.

Из рис. 7 и 8 видно, что при давлении 2 бар расчет теоретической удельной теплоёмкости не соответствует экспериментальному значению, в то время как при 0.5 бар совпадение теории и эксперимента хорошее; тоже самое можно сказать и о поведении молярной теплоёмкости азота при давлениях 0.1 МПа и 0.5 МПа. Такое расхождение результатов при давлениях, выше 1 атм. по-видимому вызвано не учётом образования в газе кластеров более крупных размеров, чья колебательная теплоёмкость становится существенно выше, поскольку при увеличении размера кластера от n до $n+1$ количе-

ство колебательных межмолекулярных степеней свободы увеличивается на 6 для $(CO_2)_n$ и $(CH_4)_n$ и на 5 для $(N_2)_n$. Возбуждение энергетических уровней межмолекулярных мод колебаний при температурах, меньших 100К (таблица 1) ведёт к росту теплоёмкости. Вклад в суммарную теплоёмкость кластера могут дать также и вращательные степени свободы, т.к. при увеличении размера кластера энергетически более выгодными по сравнению с колебательными могут быть степени свободы, характеризующие внутреннее вращение отдельных молекул в нём.

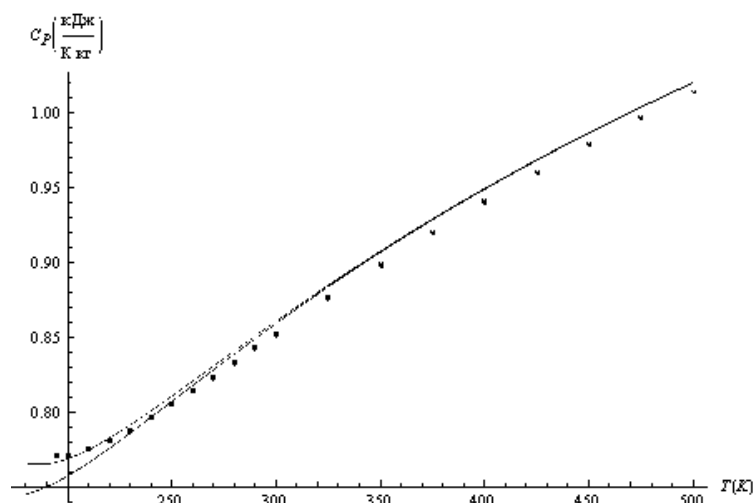


Рис.7. Зависимость удельной изобарной теплоёмкости углекислого газа от температуры при давлениях 0,5 Бар, 1 Атм и 2 Бар.

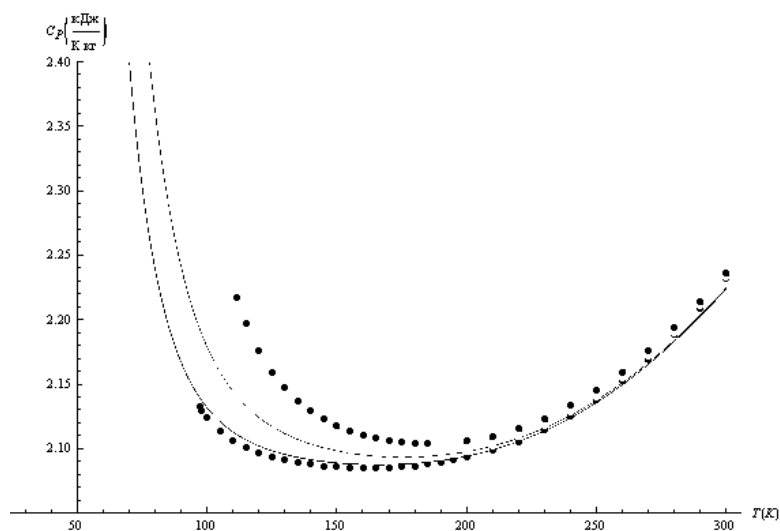


Рис.8. Зависимость удельной изобарной теплоёмкости метана от температуры при давлениях 0,25 Бар, 0,5 Бар, 1 Атм и 2 Бар.

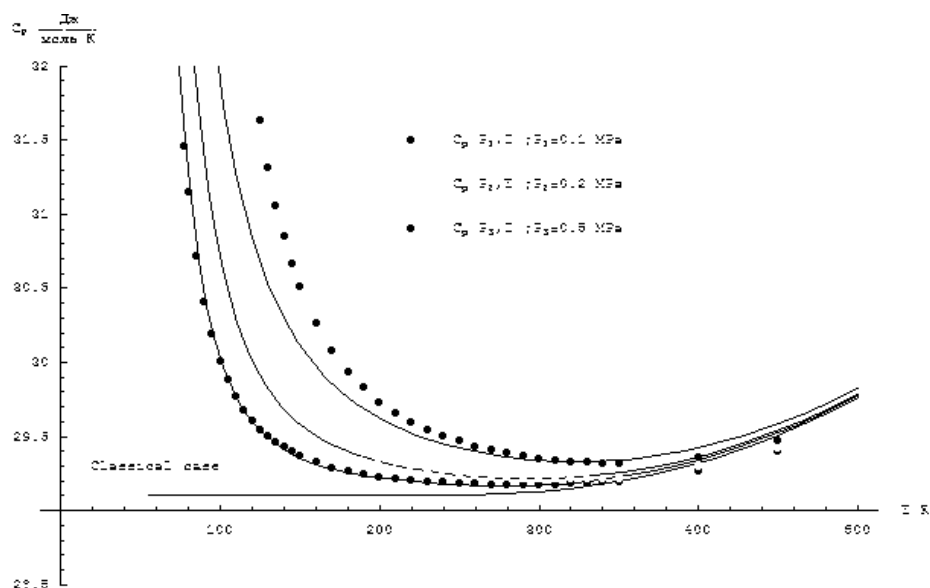


Рис. 9. Молярная изобарная теплоёмкость азота 0,1 МПа, 0,2 МПа и 0,5 МПа.

Следует отметить, что для замкнутых равновесных систем, какой представляется рассматриваемая смесь, физический смысл имеет именно удельная теплоёмкость при постоянном давлении, поскольку общая масса смеси является постоянной величиной, не зависящей от температуры и давления. При экспериментальном же определении величины молярной теплоёмкости, следует учитывать зависимость молярной массы реагирующего газа от давления и температуры.

5. Заключение.

Предложенная газокINETическая кластерная модель позволяет получать сведения о поведении термодинамических функций, уравнении состояния газов. Полученные в работе теоретические зависимости теплоёмкостей газообразных азота, метана и углекислого газа дали хорошее согласие с экспериментом в диапазоне давлений от 0.2 до 2 атм. Кластерный подход успешно применялся для объяснения термодинамических характеристик свойств паров воды [6].

Простые кластеры азота интенсивно изучаются в качестве возможных кандидатов для создания новых ракетных топлив, характеризующихся большой удельной энергией, высвобождаемой при распаде кластеров азота на молекулы азота. Кластерная модель газа универсальна относительно природы молекул, входящих в его состав - модель позволяет определять вклад как гомогенных, так и гетерогенных кластеров в термодинамические свойства газов. Это позволяет предсказывать термодинамические и P - V - T свойства газовых смесей особенно в области низких температур, когда количество ассоциированных комплексов молекул становится большим.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хобза П., Заградник Р. Межмолекулярные комплексы: Роль ван-дер-ваальсовых систем в физической химии и биодисциплинах. М.: Мир, 1989.
2. Chadwick K.H. Hypersonic Shock Tunnel Measurements and Simulation with a Generic Re-entry Vehicle Configuration // AIAA-Paper, 2000, N2000-2441, 10 p.

3. Джон А. Поппл, Квантово-химические модели. «УФН», том 172, № 3, 2002.
4. Arvin Huang - TeLi and Sheng D. Chao. Intermolecular potentials of the methane dimer calculated with Moller-Plesset perturbation theory and density functional theory //The Journal of Chemical Physics 125, 094312 (2006)
5. Kobraei H.R. and Anderson B.R. Extension of microscopic theory of nucleation to macroscopic clusters//The Journal of Chemical Physics 94(1), 1 January (1991)
6. Артюхин А.С., Егоров Б.В., Забабурин Е.А. и др. Кинетика формирования ультра-легкой фракции нейтральных и заряженных кластеров в газодинамических потоках летательного аппарата// ХФ, 2004, т. 24, с. 28-46.
7. Левич В.Г. Курс теоретической физики, т. 1, 1962г., М.: Физматлит.
8. Span R. and Wagner W. A new equation of state for carbon dioxide covering the fluid region from the triple-point temperature to 1100 K at pressures up to 800 MPa// J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 25, № 6, 1996.
9. Setzmann U. and Wagner W. A new equation of state and tables of thermodynamic properties for methane covering the range from the melting line to 625 K at pressures up to 1000 MPa// J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 20, № 6, 1991.
10. Span et al. A Reference of State for the Thermodynamic Properties of Nitrogen for Temperatures from 63.151 to 1000K and Pressures to 2200 MPa // J. Phys. Ref. Data — 2000. — Vol. 29, No. 6. — P. 1407-1413.

CHANGING OF GASES THERMODYNAMIC PROPERTIES PRODUCED BY SIMPLEST CLUSTERS FORMATION

A. Geliev

*Central Aerohydrodynamic Institute,
Moscow Institute of Physics and Technology (State University)
9, Institutsky pereulok, Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia*

Abstract. The physicochemical properties of the simplest nitrogen, methane and carbon dioxide van der Waals clusters have been investigated on the basis of ab initio quantum chemistry methods. Dimers (clusters including two molecules) structure and energy characteristics such as the dissociation energy, rotational constants, intermolecular vibrational frequencies have been calculated. Various kinds of motion partition functions, equilibrium constants for the dimerization reactions have been determined with the use of the calculations results. The mole fraction of gas dimers have been determined and significant influence of the dimers on the thermal capacity of gaseous nitrogen, methane and carbon dioxide have been shown on the basis of the introduced gas-kinetic cluster model with the use of the reactions equilibrium constants.

Key words: cluster, dimer, associates, equilibrium constant, quasi-chemical cluster model, molecular orbital, Hamiltonian, Schrödinger equation.

УДК 533.6.071.08.632.57

КИНЕТИКА МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ И ГИДРОТЕРМОДИНАМИКА КАПЕЛЬ В ПРОБЛЕМЕ ОБЛЕДЕНЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

И.А. Амелюшкин*, Э.С. Гринац**, А.Л. Стасенко**

*Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ);
140180, Россия, Московская область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1

**Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ);
140180, Россия, Московская область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1

**Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет) (МФТИ);
141700, Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

Аннотация. Рассмотрены физические процессы, сопровождающие обтекание тел в переохлажденном облаке. Методом молекулярной газодинамики исследовано взаимодействие наночастиц воды, образовавшихся в обтекающем воздухе, с поверхностью твердого тела. Предложена простая физико-математическая модель гидротермодинамики фрагментов жидкости (пленки, ручейков, капель) на поверхности тела, описывающая зависимости их скорости и температуры от макrofизических свойств воздуха, воды и подложки, а также их адгезионное взаимодействие с поверхностью (в терминах угла смачивания).

Ключевые слова: воздушное облако с переохлажденными каплями воды, молекулярная динамика, гидроаэротермодинамика нано- и микрокапель, краевой угол смачивания, барьерный лед.

Введение. Несмотря на более чем вековую историю авиации, до настоящего времени не найдено стопроцентно эффективного способа борьбы с обледенением летательного аппарата в переохлажденных облаках. Наиболее успешным путем решения этой проблемы могло бы стать создание поверхностей, физические свойства которых предотвращали бы само начало этого процесса. В течение десятков лет идет поиск веществ, обладающих идеально водоотталкивающим свойством (гидрофобностью) [8, 10].

Одной из опаснейших форм обледенения является так называемый барьерный лёд, который может образоваться ниже по течению, например, в результате управляемого плавления наледи на передней кромке крыла. Если локализация «обычной» наледи более или менее определена (на передних кромках крыла, стабилизатора, киля), что позволяет расположить соответствующим образом противообледенительные устройства, то предсказание места образования барьерного льда затруднительно.

Схему образования барьерного льда можно представить в виде нескольких последовательных процессов (рис. 1а): предшествующее движение капель воды, сформировавшихся в облаках и обладающих широким массовым спектром (от наночастиц до субмиллиметрового размера); их попадание на поверхность; подвод тепла, сопровождающийся подогревом падающей жидкой воды, течение плёнки по поверхности под действием обдува воздухом, её распад на ручейки, дробящиеся затем на капли, движение капель по поверхности, их охлаждение и, наконец, примерзание или сдув капель с поверхности растущей наледи.

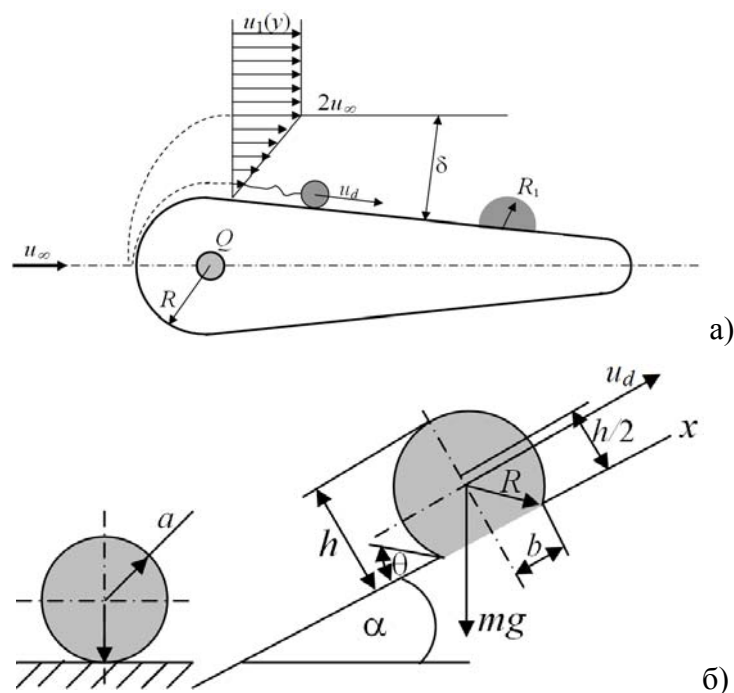


Рис.1. а) схема течения; δ – толщина пограничного слоя с модельным профилем $u_1(y)$;
б) капля на идеально гидрофобной поверхности (слева)
и на наклонной плоскости

Взаимодействие наночастицы с поверхностью твердого тела. Прежде всего, рассмотрим поведение наночастиц воды, состоящей из взаимодействующих друг с другом молекул согласно потенциалу Леннарда-Джонса

$$U(r) = 4\epsilon \left(\left(\sigma_{\text{H}_2\text{O}} / r \right)^{12} - \left(\sigma_{\text{H}_2\text{O}} / r \right)^6 \right),$$

где $\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$ – расстояние между центрами двух взаимодействующих молекул, на котором $U = 0$. Отметим, что образование и динамика наночастиц в свободном потоке рассматривались ранее методами квантовой химии, например в [1]. Пусть ранее сформировавшаяся наночастица (рис. 2) попадает на поверхность тела также с заданным распределением потенциала (функции расстояния). Ее динамика рассматривается в окрестности передней кромки крыла: линии или точки торможения потока. В этих предположениях с учетом потенциала взаимодействия $N_{\text{H}_2\text{O}}$ молекул воды, N_a воздуха и поверхности твердого тела численно решена многочастичная проблема пространственно-временной эволюции кластера воды (аналогичное исследование проведено в [12] для случая капли в вакууме в отсутствии тепловой энергии молекул). Характерные значения параметров потенциалов и моментов их инерции заимствованы из литературы. В конечном состоянии наночастицы на поверхности может быть измерен краевой угол смачивания и найдена его связь с параметрами Леннарда-Джонса веществ частицы и твердого тела $\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$, σ_w , соответственно. В качестве геометрического масштаба в этих расчетах при-

нят размер $50r_{\text{H}_2\text{O}}$, где $2r_{\text{H}_2\text{O}} = \sqrt[6]{2}\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$ ($\sigma_{\text{H}_2\text{O}} = 2.6 \text{ \AA}$). Глубина потенциальной ямы составляет $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 809k_{\text{B}} \approx 1.12 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$ (k_{B} – постоянная Больцмана). Для вещества подложки принято $r_w = r_{\text{H}_2\text{O}}$, $\epsilon_w = 5\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$.

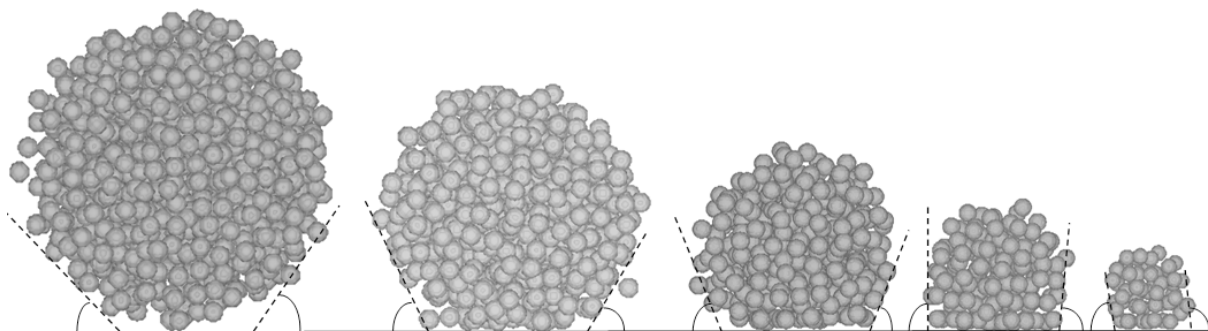


Рис.2. Нанокapли (1080, 647, 349, 159 и 54 молекулы соответственно) на плоской поверхности

На рис.2 показано поведение нанокapлей различных размеров ($2R/\sigma_{\text{H}_2\text{O}} = 12, 10, 8, 6$ и 4 , соответственно) на поверхности. Видно, что с уменьшением размера нанокapли угол смачивания увеличивается; что обусловлено тепловой энергией молекул и их взаимным притяжением друг к другу (на расстояниях превышающих $2r_{\text{H}_2\text{O}}$), которое тем больше, чем больше нанокapля. Из рисунка также видна немонотонная зависимость площади соприкосновения нанокapли с поверхностью тела. Это обусловлено тем, что в малом кластере воды все молекулы находятся в непосредственной близости к молекулам стенки, «чувствуют» их влияние и начинают притягиваться к поверхности. С увеличением размера капли все более значительное число молекул воды находится на расстояниях, на которых силы межмолекулярного взаимодействия молекул воды много больше сил их взаимодействия с поверхностью, что и приводит к притяжению ближайших к стенке молекул внутрь нанокapли.

На рис.3 показано влияние потенциала взаимодействия молекул нанокapли с молекулами стенки поверхности. Из рисунка видно, что с увеличением потенциальной энергии взаимодействия молекул нанокapли с молекулами стенки (она меняется в диапазоне $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}^w = (5 \div 50)\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$) увеличивается краевой угол смачивания и, как следствие, площадь соприкосновения капли с поверхностью тела.

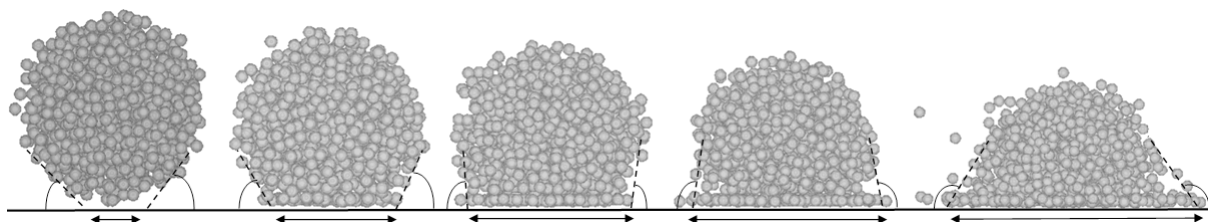


Рис.3. Влияние энергии взаимодействия молекул воды и стенки на краевой угол смачивания и размер области соприкосновения

Таким образом, рассмотренное численное моделирование воспроизводит классические эксперименты по измерению угла смачивания, позволяя экстраполировать их возможности к размерам частиц на уровне нанометров.

Моделирование гидротермодинамики жидкости на поверхности. К настоящему времени накоплен большой опыт исследования предшествующих процессов [3, 6] и гидродинамики плёнки, как свободно стекающей по вертикальной поверхности [2], так и движущейся по поверхности, например, лопаток энергетических установок и обдуваемой высокоскоростным потоком газа с образованием штормовых волн и срывом капель [5, 7, 11]. Теоретическое описание перечисленных выше явлений осложняется существенно трёхмерным характером обтекания фрагментов жидкости, движущихся по твёрдой поверхности, воздухом, пограничный слой и пульсации которого тоже трёхмерны. Более того, неизвестна сама форма фрагмента жидкости (например, капли, движущейся по поверхности твёрдого тела под действием увлекающего потока воздуха), которая, таким образом, должна определяться в процессе решения самосогласованной проблемы. Поэтому в настоящей работе в качестве «опорных» использованы известные соотношения для свободной капли в безграничном потоке или сдвиговом течении, к которым приписаны подгоночные коэффициенты, определяемые в дальнейшем сравнением с экспериментальными данными. Понятно, что использование при оценках таких коэффициентов обосновано тем более, чем ближе угол смачивания θ к π , т. е., чем больше степень гидрофобности и, следовательно, ближе форма капли к шаровой (рис. 1б). Предполагается, что капля на поверхности в виде обрезанного шара не изменяет своей массы и формы (и, следовательно, площадь ее пятна контакта остается постоянной), но в процессе движения жидкость в ее объеме циркулирует, вызывая диссипацию энергии вследствие вязкости.

Иллюстративные расчёты выполнены для следующего набора значений определяющих параметров, близких к условиям экспериментов, проводимых в ЦАГИ: радиус цилиндрической передней кромки $R_w = 13$ мм; скорость и температура невозмущённого потока $u_\infty = 40 - 80$ м/с, $T_\infty = 233 - 263$ К; водность потока $\rho_\infty = 1.4 \cdot 10^{-3}$ кг/м³. Подогреватель (обозначенный Q на рис. 1а) предотвращает обледенение передней кромки обтекаемого профиля.

Жидкая пленка и погранслои воздуха на передней кромке профиля. Используя известные выражения для турбулентного потока на цилиндре [4], можно получить следующие значения толщины жидкой плёнки и средней по толщине скорости воды в ней ($u_\infty = 40$ м/с): $h_l \approx 60$ мкм; $\langle u_l \rangle \approx 12$ см/с (на линии сопряжения полуцилиндра с плоскостью) (рис. 1а). Аналогично, для толщины погранслоя газа (индекс g) оценка дает $\delta_0 \approx 50$ мкм, $u_{g0}^+ = 2u_\infty = 80$ м/с (верхний индекс + соответствует внешней границе погранслоя). Таким образом, суммарная толщина жидкой плёнки и погранслоя воздуха на полуцилиндре имеет порядок 0.1 мм $\ll R_w$, что оправдывает использованное предположение о незначительном искажении его формы и приемлемости выражений классической гидродинамики.

На плоском участке происходит дальнейшая эволюция жидкой плёнки, которая может идти по нескольким сценариям: она может свернуться в ручейки или начать отвердевать на холодной подложке; возможен и смешанный режим. В любом из этих случаев, до наступления режима интенсивного роста барьерного льда, плёнка некоторое время остаётся тонкой, так что рост пограничного слоя воздуха происходит почти так же, как и на «сухой» пластине, поскольку средняя по толщине пленки (индекс f)

скорость жидкости много меньше скорости газа на внешней границе погранслоя $\langle u_f \rangle \ll u_g^+$. Учитывая, что на цилиндре уже образовался погранслоем толщиной δ_0 , оценим его дальнейший рост ($x > 0$) выражением $\delta \sim \delta_0 + 5\sqrt{v_a x / u_1}$, где $u_1 = 2u_\infty$, из соображений непрерывности значения скорости воздуха при $x = 0$. Эта толщина потребуется в дальнейшем при ответе на вопрос, насколько глубоко погружены возможные ручейки или капли в увлекающий их пограничный слой газа.

Геометрия ручейка на плоской поверхности. Для описания образования ручейка радиуса R_c ($c \equiv \text{cylinder}$) из плёнки толщиной h_f использовано предельное предположение энергетической равноценности этих двух состояний. В дополнительном предположении $h_f \ll B_f$ (расстояние между осями ручейков) полученная система уравнений имеет решение:

$$\frac{R_c}{h_f} = \frac{2}{U} \frac{(\theta + 1 + \cos\theta \sin\theta)}{(3/2 + \cos\theta)(\theta - 1/2 \sin 2\theta)},$$

$$\frac{2B_f}{h_f} = \frac{4}{U} \frac{(\theta + 1 + \cos\theta \sin\theta)^2}{(3/2 + \cos\theta)^2 (\theta - 1/2 \sin 2\theta)},$$

$$U = \langle u_c \rangle / \langle u_f \rangle.$$

Здесь $\langle u_c \rangle$ и $\langle u_f \rangle$ – среднемассовые скорости образовавшегося цилиндрического сегмента («ручейка») и плоской жидкой плёнки. В частности, для $\theta = 150^\circ$ и 180° (идеальная гидрофобность) имеем, соответственно (при $U = 1$)

$\theta = 150^\circ$	$R_c/h_f = 2.4$	$2B_f/h_f = 20$
180°	4	50

В этой модели пренебрежено разностью потенциальных энергий ручейка – цилиндрического сегмента и плоской плёнки в поле тяготения.

Для оценки времени сворачивания плёнки в «ручейёк» получено:

$$\tau_c \sim \frac{\pi}{2} B_f \left[\frac{h_f \rho_l}{\sigma(1 - \cos\theta)} \right]^{1/2}.$$

Например, для $\theta = \pi/2$, $h_f = 60$ мкм, $B_f = 25h_f$ имеем $\tau_c \sim 3 \cdot 10^{-3}$ с.

Физико-математическая модель капель на поверхности. Система обыкновенных дифференциальных уравнений кинематики ускоряемой капли, динамики и её теплового режима имеет вид:

$$m_d \frac{du_d}{dt} = \xi_g \mu_g \frac{h}{2} (u_1 - u_d) - \xi_l \mu_l \frac{u_d \pi b^2}{h/2} - \frac{1}{2} \xi_\sigma \pi b \sigma_l (1 + \cos\theta) - m_d g \sin \alpha,$$

$$m_d c_l \frac{dT_d}{dt} = -2\pi R \left((T_d - T_w) \frac{\sin^2 \theta}{1 - \cos\theta} \text{Nu}_w \frac{\alpha_w \lambda_w \alpha_l \lambda_l}{\alpha_w \lambda_w + \alpha_l \lambda_l} + \right.$$

$$\left. + (T_d - T_l) \left[1 - \frac{(1 + \cos\theta)^2 + 2 \sin^2 \theta}{4} \right] \text{Nu}_g \frac{\alpha_g \lambda_g \beta_l \lambda_l}{\alpha_g \lambda_g + \beta_l \lambda_l} \right), \quad x_d = \int_0^t u_d dt.$$

Здесь $m_d = 4\pi a^3 \rho_l / 3$ – масса капли, ρ_l – плотность воды, α – локальный угол атаки.

Геометрические характеристики капли определяются выражениями (рис. 1б):

$$R = a \left[1 - \frac{1}{4}(1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta) \right]^{-1/3}, \quad h = R(1 + \cos(\theta)), \quad b = R \sin \theta.$$

$$\xi_g = 6\pi(1 + A), \quad A = \frac{9}{16} \tilde{\varepsilon} \left(1 + \frac{9}{16} \tilde{\varepsilon} \right); \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{a}{h/2};$$

$Re_g = h |u_1 - u_d| / \nu_g$ – число Рейнольдса;

$Nu_w = 0.35 Pr_l^{1/3} \frac{h}{2} \sqrt{\frac{u_d}{\nu_l h/2}} + 2$; $Nu_g = 2 + Pr_g^{1/3} Re_g^{1/2} / 2$ – числа Нуссельта, описывающие

теплообмен капли с поверхностью (индекс w) и газом (индекс g),

Pr_j – число Прандтля ($j = l, g$).

Уравнение динамики содержит квазистоксову силу, увлекающую массу жидкости (например, каплю) в движение по поверхности и зависящую от разности скоростей капли и воздуха $u_d - u_g(h/2)$ (первое слагаемое в правой части уравнения динамики капли); диссипативную силу, связанную с движением вязкой жидкости внутри капли (второе слагаемое); силу адгезии, зависящую от угла смачивания θ (определяемую законом Юнга–Дюпре) – третье слагаемое, а также тангенциальную компоненту веса капли (в случае движения последней по наклонной плоскости) – последнее слагаемое (рис. 1б). Скорость u_d увлекающего потока воздуха берётся на полувысоте капли $h/2$ и может принадлежать как погранслою, так и внешнему потоку, в зависимости от отношения $h/\delta(x)$ (δ – «толщина» погранслоя). Если $h/2 > \delta$, то $u_1 = 2u_\infty$; если $h/2 \leq \delta$, то $u_1 = h2u_\infty/(2\delta)$; множитель ξ_g учитывает влияние предельной близости капли к поверхности на силу их взаимодействия [9, 13].

Изменение температуры капли $T_d(x)$ зависит от скорости теплоотдачи капли в воздух и в подложку. Предполагается, что вследствие циркуляции жидкости в капле, последнюю можно считать объёмно-изотермической. В результате процесс охлаждения капли зависит от скорости её обдува $u_d - u_g(h/2)$, площади пятна контакта $\pi b^2(\theta)$, коэффициентов теплопроводности воздуха и обтекаемого тела.

Ниже представлены численные результаты для следующего набора параметров:

$\rho_l = 10^3 \text{ кг/м}^3$	$\nu_g = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$	$Pr_g = 0.72$
$C_l = 4.23 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$	$\xi_l = 1$	$Pr_l = 10$
$\lambda_w = 100 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$	$\xi_\sigma = 0.1$	$T_w = T_l = T_\infty$
$\lambda_g = 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$	$\alpha = 0$	$T_d(0) = 5^\circ \text{ C}$
$\lambda_l = 0.5 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$	$\delta_0 = 10^{-4} \text{ м}$	$u_d \geq 0, u_d(0) = 0.1 \text{ м/с}$
$\sigma_l = 0.07 \text{ Н/м}$	$\alpha_g = 1$	$\theta > \pi/2$
$\nu_\infty = 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$	$\alpha_l = 1$	$a = 0.5; 0.4; 0.3; 0.2 \text{ мм}$
$\nu_l = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$	$\beta_l = 1$	

На рис. 4 и 5 даны примеры расчёта гидротермодинамики капель различного радиуса a при двух значениях угла смачивания $\theta = 120^\circ$ и 150° . Значение $x = 0$ приписывается линии, на которой уже образовались капли (индекс d). Видно, что с ростом гидро-

фобности поверхности скорость движения капли заметно растёт вследствие уменьшения пятна контакта. По этой же причине капля охлаждается из-за теплоотдачи в тело полойки менее интенсивно. В результате её температура может не достичь значения $T_d = 0$, что позволит избежать её примерзания к поверхности и начала образования барьерного льда. Отметим, что число Nu_w было помножено на 0.435 из условия совпадения с экспериментом.

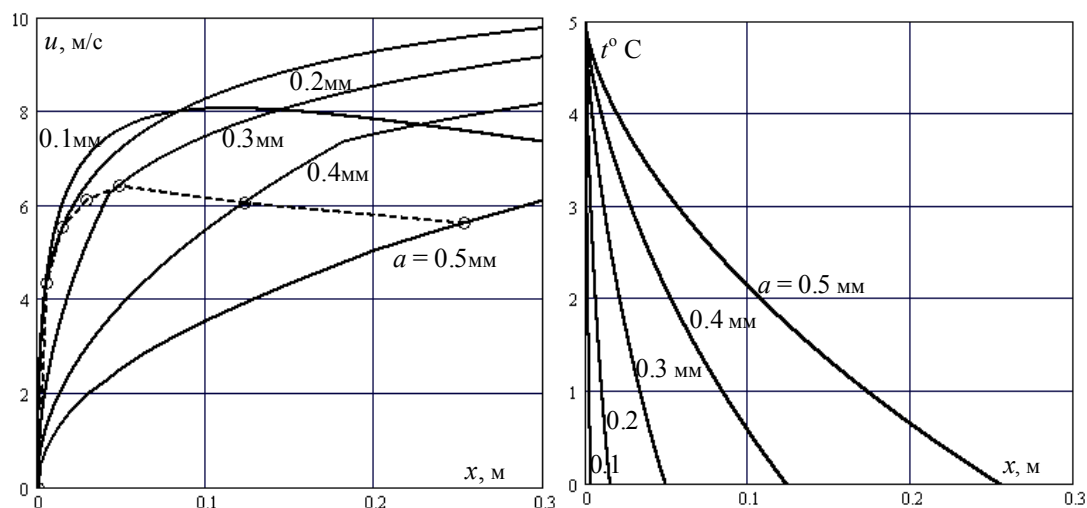


Рис.4. Изменение скорости и температуры капли вдоль плоской поверхности для «условий полета»: $u_\infty = 80$ м/с, $T_\infty = -10^\circ \text{C}$, $p_\infty = 760$ Торр, $\theta = 120^\circ$

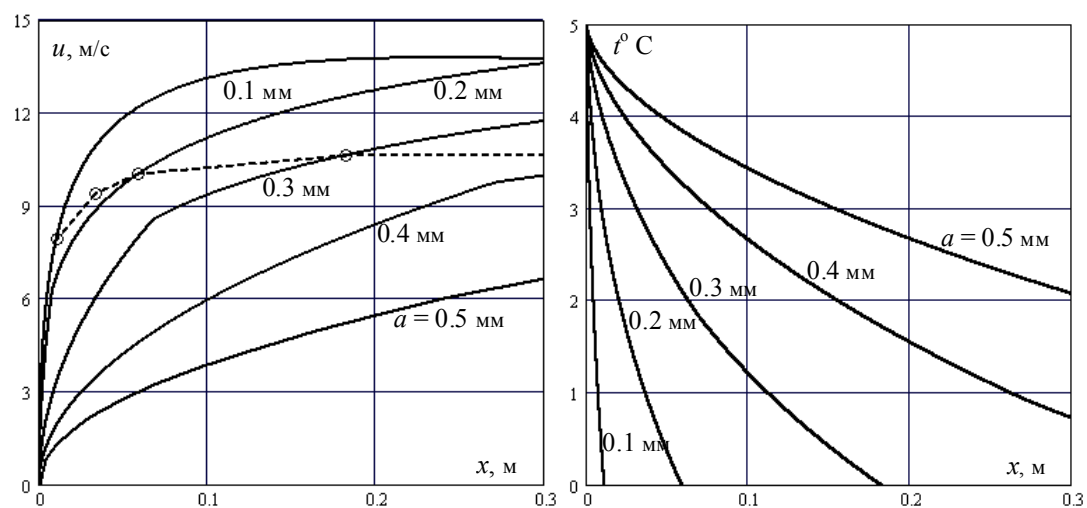


Рис.5. То же (см. рис.4) для $\theta = 150^\circ$

Вычисления были выполнены вплоть до нулевой температуры капли. Соответствующая абсцисса указывает точку начала замерзания капли. В окрестности этой точки ($T(x^*) = T^* = 273$ К) начинается примерзание капли к поверхности, поэтому кривые $u_d(x^*)$ должны обрываться до нуля. На рисунках 4, 5 эти точки обозначены кружками.

Оценка начального темпа роста наледи. Используем следующие соображения: будем считать образующийся валик льда полуцилиндром радиусом $R_i(t)$ ($i \equiv \text{ice}$), а масса прибывающих капель пусть равномерно размазывается по его поверхности (абсолютная гидрофильность воды ко льду). Тогда можно записать следующее приближенное соотношение: $\dot{\rho}_\infty u_\infty R_w dt = \rho_i \pi R_i dR_i$, откуда $R_i \sim \sqrt{2\dot{\rho}_\infty u_\infty R_w t / \pi \rho_i}$, (t – время). Для $\dot{\rho}_\infty = 1.4 \cdot 10^{-3}$; $\rho_i = 900$ кг/м³; $u_\infty = 80$ м/с получим $R_i \sim 10^{-3} \sqrt{t}$.

По мере роста радиуса может начаться сдвиг жидкости с вершины валика, что замедлит его рост.

На данном этапе развития предложенная модель позволяет лишь охарактеризовать относительную роль упомянутых физических процессов, препятствующих возникновению наледи.

Выводы. Методом молекулярной кинетики рассмотрено взаимодействие с поверхностью твердого тела наночастиц воды, которое может рассматриваться как начало процесса обледенения.

Развита простая математическая модель, иллюстрирующая тенденции зависимости гидротермодинамических параметров различных образований на твердой поверхности (плёнки, ручейка, капли) от скорости обдува и угла смачивания.

Показано, что увеличение угла смачивания существенно увеличивает скорость движения капель по поверхности и препятствует их примерзанию.

Представляется целесообразным тщательное развитие предложенной простой теории путем сопоставления экспериментальных и расчетно-теоретических результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 10–01–00745 и № 10–08–00820, а также в рамках Федеральной целевой программы на 2009 – 2013 гг. (гос. контракт № 14.740.11.0576).

ЛИТЕРАТУРА

1. Артюхин А.С., Егоров Б.В., Забабуринов Е.А., Кошечев А.В., Маркачев Ю.Е., Плеханов Е.А., Уфимцев И.С., Хлопков А.Ю., Чугреев А.Л. Кинетика формирования ультрамелкой фракции нейтральных и заряженных кластеров в газодинамических потоках летательного аппарата / ХФ, 2004. Т. 24. С. 28 – 46.
2. Капица П.Л. Волновое течение тонких слоёв вязкой жидкости / ЖЭТФ. 1948. Т. 18, вып. 1. С. 3 – 18.
3. Кашеваров А.В., Стасенко А.Л. Вынужденная кристаллизация капель перед телом, движущимся в переохлаждённом облаке / Математическое моделирование. 2010. Т. 22, №2. С. 139–147.
4. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М.: – Атомиздат. 1975. 416 с.
5. Поваров О.А., Васильченко Е.Г., Гришин В.Н., Петров П.Г. Измерение локальных параметров жидких плёнок электрическим методом / Изв. Вузов. Сер. Энергетика. 1976. №1. С. 141–145.

6. Стасенко А.Л., Толстых А.И., Ширококов Д.А. К моделированию оледенения самолёта: Динамика капель и поверхность смачивания / Математическое моделирование. 2001. Т.13, №6. С. 81–86.
7. Чан В.Ч., Шкадов В.Я. Неустойчивость слоя вязкой жидкости под воздействием граничного потока газа / Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. С. 28–36.
8. Antonini C., Innocenti M., Horn T., Marengo M., Amirfazli A. Understanding the effect of superhydrophobic coatings on energy reduction in anti-icing systems / Cold Regions Science and Technology. 2011. V. 67. P. 58–67.
9. Arcen B., Taniere A., Oesterle B. On the influence of near-wall forces in particle-laden channel flows / Intern. J. Multiphase Flow. 2006. Vol. 32. P. 1326–1339.
10. Farhadi S., Farzaneh M., Kulinich S.A. Anti-icing performance of superhydrophobic surfaces / Applied Surface Science. 2011. V. 257. P. 6264–6269.
11. Jurman L.A., Mc Cready M.J. Study of waves on thin fluid films sheared by turbulent gas flows / Phys. Fluids A. 1989. Vol. 1, No. 3. P. 522–536.
12. Matsumoto M. Nanoscale bubbles and droplets. – Investigation with Molecular Simulations / Proceedings 8th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing. August 21th–25th. 2011. Lomonosov Moscow State University. ISBN 978-5-8279-0093-1.
13. Mei R. An approximate expression for the shear lift force on the spherical particle at finite Reynolds number / Intern. J. Multiphase Flow. 1992. Vol. 18. No. 1, P. 145–147.

KINETICS OF MOLECULAR CLUSTERS AND HYDROTHERMODYNAMICS OF DROPS IN A PROBLEM OF AIRCRAFT ICE ACCRETION

A. Amelyushkin*, E. Grinats, A. Stasenko****

**Central Aerohydrodynamic Institute;
1, Zhukovsky, Zhukovsky Str, Moscow region, Russia, 140180.*

***Central Aerohydrodynamic Institute;
Russia, Moscow region, Zhukovsky, Zhukovsky Str. 1, 140180.
Moscow Institute of Physics and Technology (State University)
9, Institutsky pereulok, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia, 141700*

Abstract. Physical processes in streamline of bodies in air cloud with supercooled drops are considered. Interaction of water nano particles in the air with solid surface of the body is investigated via molecular dynamics method. A simple physic-mathematical model of hydro-thermodynamics of liquid fragments (film, rivulets, drops) is proposed on a solid body surface is proposed. This model describes drops velocities and temperatures dependencies on macrophysical air, water and surface properties, and also adhesion interaction of droplets with surface (in terms of limiting wetting angle).

Keywords: air cloud with supercooled water drops, molecular dynamics, hydroaerothermodynamics of nano and micro drops, limiting wetting angle, runback ice.

УДК 541.64:539.2:536.7

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЛКАНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ОЛИГОДИМЕТИЛСИЛОКСАНА

Д.Н. Чаусов, М.В. Светлов, В.В. Беляев, А.К. Дадиванян

Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, д.10а

Аннотация: В работе методом атом-атом потенциалов проведено моделирование ориентации молекул углеводородов – гептана (C_7H_{16}), декана ($C_{10}H_{22}$), додекана ($C_{12}H_{26}$) относительно поверхности олигодиметилсилоксана. Получена зависимость энергии взаимодействия молекул алканов от углов, характеризующих их ориентацию относительно поверхности кристалла олигодиметилсилоксана. Определены наиболее вероятные ориентационные состояния алканов на кристалле олигодиметилсилоксана. Построена зависимость энергии взаимодействия от числа атомов в цепи.

Ключевые слова. углеводороды, моделирование ориентации, поверхность кристалла, олигодиметилсилоксан.

Ориентация абсорбированных на поверхности кристаллов ароматических соединений хорошо изучена [1–6]. В то же время имеется мало работ, посвященных ориентации алифатических углеводородов на кристаллической поверхности.

Настоящая работа посвящена – исследованию межмолекулярных взаимодействий углеводородов с поверхностью олигодиметилсилоксана. Многие производные олигодиметилсилоксанов или кремнийорганические соединения известны как вещества, ориентирующие жидкие кристаллы [7–13].

Вычисления проводили методом атом-атом потенциалов [14–17]. Модели молекул были построены по координатам их атомов, считая молекулы алканов *транс*-цепями. Группы $\equiv CH$, $=CH_2$ и $-CH_3$ были заменены модельными атомами C', энергия взаимодействия которых хорошо описывает взаимодействие указанных групп [18–19]. Такая замена делает зависимость энергии взаимодействия от величин, определяющих взаимное расположение молекул, более гладкой, что значительно облегчает исследование.

Энергия взаимодействия E представляется в виде суммы величин энергии взаимодействия между атомами молекулы и атомами поверхности кристалла, которая определяется соотношением (потенциал Леннарда–Джонса) [17]:

$$E = \sum_{ij} E_{ij} ,$$
$$E_{ij} = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r_{ij}} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r_{ij}} \right)^6 \right] , \quad (1)$$

где $\varepsilon > 0$ – глубина ямы, σ – расстояние между отдельными атомами, при котором $E_{ij}=0$; r_{ij} – расстояние между атомом поверхности i и атомом молекулы j .

В структуре олигодиметилсилоксана атомы кремния и кислорода образуют зигзагообразную цепь. Расстояние между атомами Si–O в цепи равно $1.63\text{\AA}$, расстояние Si–C – $1.88\text{\AA}$. Величина валентного угла Si–O–Si составляет 168° , угла O–Si–O – 109.5° рис.1.

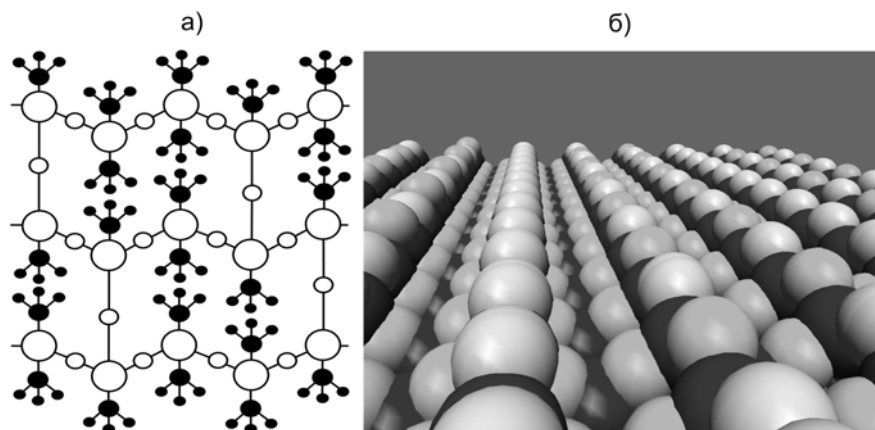


Рис.1. Структура пространственных молекул : $\bigcirc$ – (Si) кремний, $\circ$ – (O) кислород, $\bullet$ – (C) углерод (а); 3D модель поверхности олигодиметилсилоксана (б)

Энергия взаимодействия определяется соотношением (1), где значения параметров взаимодействия для групп C'...C', Si...Si, O...O были взяты из работ [24–26]. Потенциалы взаимодействия, C'...O, и C'...Si рассчитывались нами из хорошо зарекомендовавшего себя принципа аддитивности ван-дер-ваальсовых радиусов и правило среднего геометрического и приведены на рис. 2.

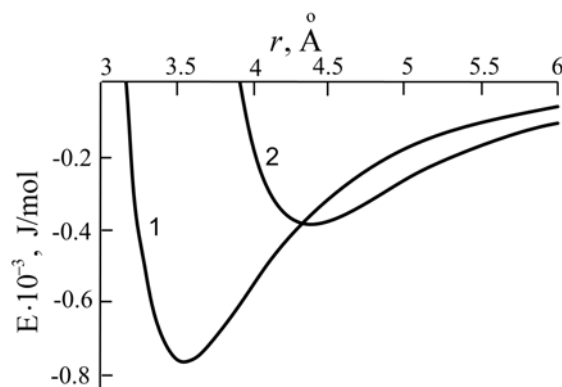


Рис.2. Энергия взаимодействия между атомами: кривая 1 - C'...O, кривая 2 - C'...Si

Из рисунка 2 видно, что для групп C'...O $\varepsilon = 0.76$ кДж/моль, $\sigma = 3.15\text{\AA}$, а для группы C'...Si $\varepsilon = 0.385$ кДж/моль, $\sigma = 3.89\text{\AA}$.

Можно отметить, что с этими значениями атом-атом потенциалов были получены значения ориентации молекул жидкокристаллического октилцианбифенила на поверхности кристаллов графита и полиэтилена [20–21] которые имеют хорошее согласие с экспериментальными данными [22–23].

Ориентация молекулы относительно поверхности кристалла определяется углами θ , φ , ψ (рис. 3), которые изменялись от 0° до 180° с шагом 10° . Здесь X,Y,Z – система координат, связанная с поверхностью кристалла; 1,2,3 – система координат, связанная с

макромолекулой; θ – полярный угол оси 1 в неподвижной системе координат; φ – азимут оси 1 (угол между плоскостями XZ и 1Z); ψ – азимут подвижной системы (угол между плоскостями 1Z и 12).

Начальное значение расстояния a от центра инерции молекулы до плоскости, проходящей через центры инерции атомов олигодиметилсилоксана, составляющих поверхность, брали равным 3 Å и проводили минимизацию энергии по высоте a .

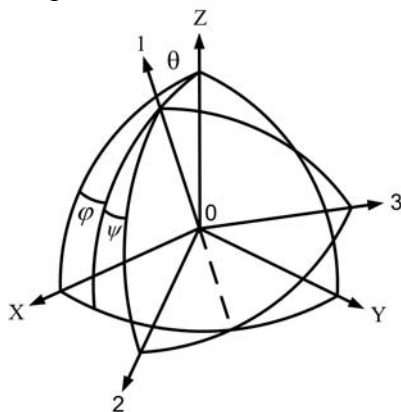


Рис.3. Взаимное расположение систем координат, связанных с молекулой (1, 2, 3) и поверхностью (x, y, z).
 θ – полярный угол оси 1 в системе x, y, z,
 φ – азимут оси 1 (угол между плоскостями xz и 1z)

В результате нами были получены зависимости энергии взаимодействия кристалла олигодиметилсилоксана с молекулами алканов – гептана (C_7H_{16}), декана ($C_{10}H_{22}$), додекана ($C_{12}H_{26}$), от углов ориентации θ , φ , ψ .

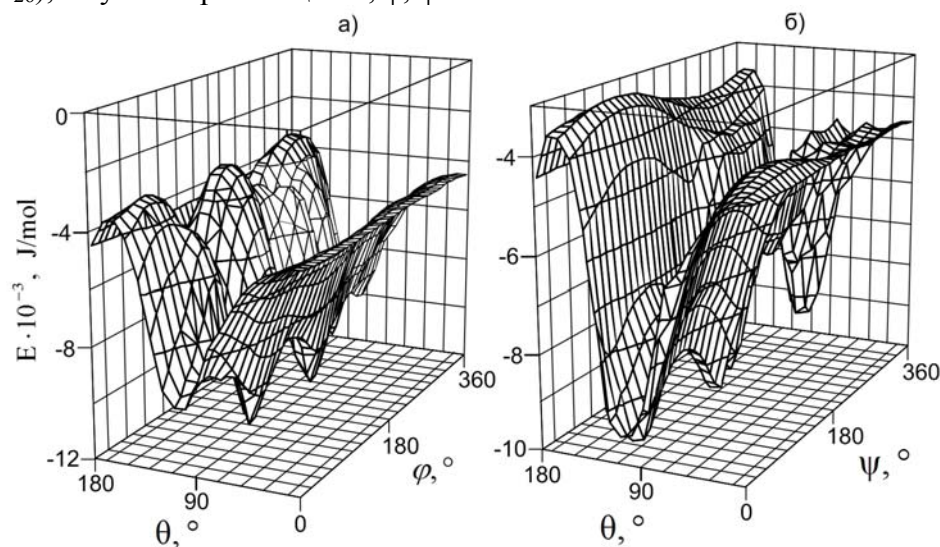


Рис.4. Зависимость энергии взаимодействия системы олигодиметилсилоксан – гептан (C_7H_{16}) от углов ориентации θ , φ , при $\psi=0^\circ$ (а) и от углов ориентации θ , ψ , при $\varphi=0^\circ$ (б)

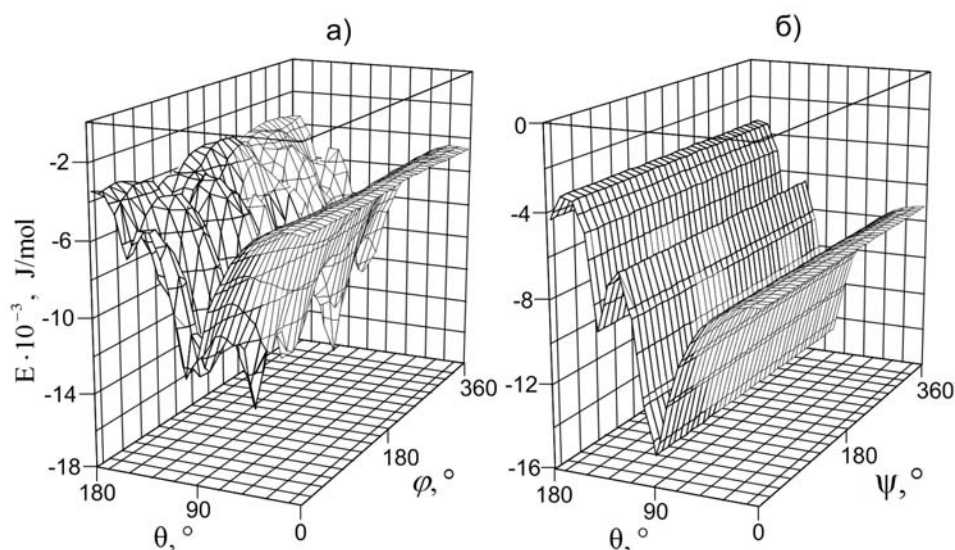


Рис.5. Зависимость энергии взаимодействия системы олигодиметилсилоксан – декан ($C_{10}H_{22}$) от углов ориентации θ , φ , при $\psi=30^\circ$ (а) и от углов ориентации θ , ψ , при $\varphi=30^\circ$ (б)

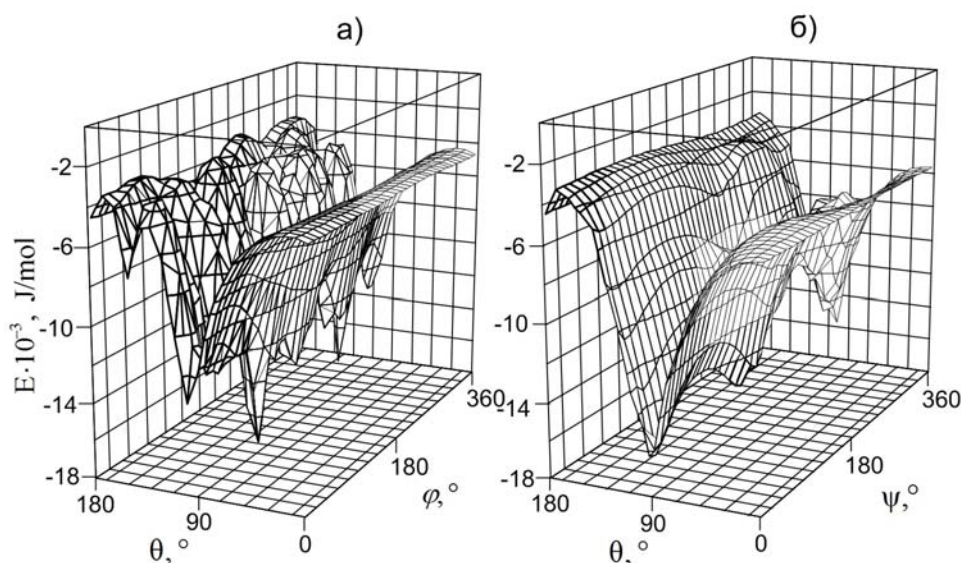


Рис.6. Зависимость энергии взаимодействия системы олигодиметилсилоксан – додекана ($C_{12}H_{26}$) от углов ориентации θ , φ , при $\psi=50^\circ$ (а) и от углов ориентации θ , ψ , при $\varphi=50^\circ$ (б)

Из рисунков 4 – 6 видно, что энергия межмолекулярного взаимодействия алканов на поверхности кристалла олигодиметилсилоксана существенно зависит от трех углов ориентации θ , φ , ψ , при этом отметим, что с увеличением числа атомов углерода в молекулярной цепи энергия взаимодействия увеличивается по абсолютной величине.

Зависимость минимума энергии взаимодействия между молекулами алканов и поверхностью олигодиметилсилоксана от длины цепи представлена на рисунке 7.

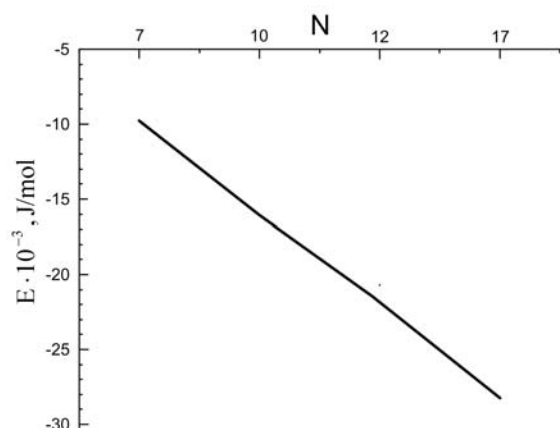


Рис. 7. Зависимость минимума энергии взаимодействия между молекулами алканов и поверхностью олигодиметилсилоксана от длины цепи (N – число модельных атомов углерода C' в молекуле)

Пользуясь функцией распределения Больцмана, и зная величину энергии взаимодействия E , были определены вероятности ориентаций при различных значениях углов θ , φ , ψ .

$$W_{nm} = \frac{\sum_l e^{\frac{E_{nml}}{kT}} \cdot \sin \theta_n \cdot \Delta \theta_n \cdot \Delta \varphi_m \cdot \Delta \psi_l}{\sum_{n,m,l} e^{\frac{E_{nml}}{kT}} \cdot \sin \theta_n \cdot \Delta \theta_n \cdot \Delta \varphi_m \cdot \Delta \psi_l}, \quad (2)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж / К – постоянная Больцмана.

На рис.8 – 10 приведены зависимости вероятности ориентации гептан (C_7H_{16}), декан ($C_{10}H_{22}$), додекан ($C_{12}H_{26}$) на поверхности кристалла олигодиметилсилоксана от углов θ , φ , ψ при $T=293$ К

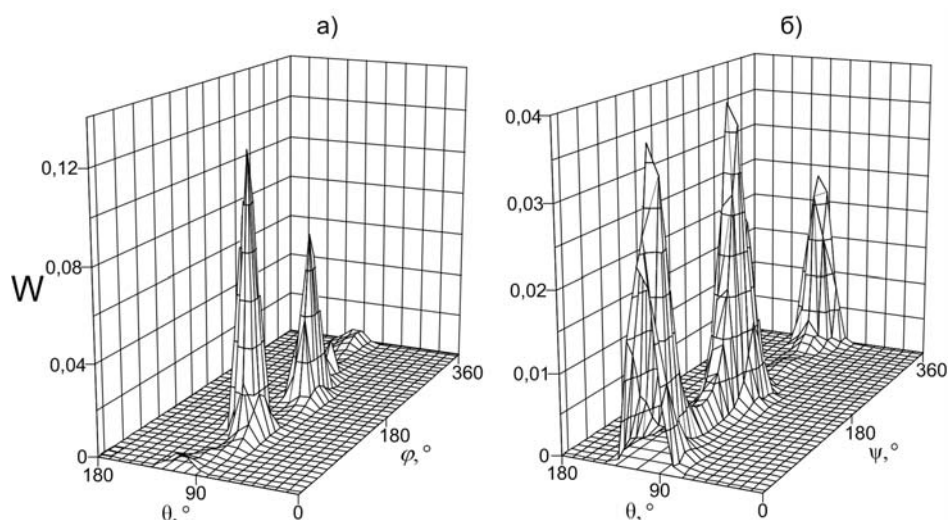


Рис.8. Вероятность ориентации молекулы гептан на поверхности олигодиметилсилоксана (а) зависимость от θ , φ , при $\psi=0^\circ$ (б) зависимость от θ , ψ , при $\varphi=0^\circ$

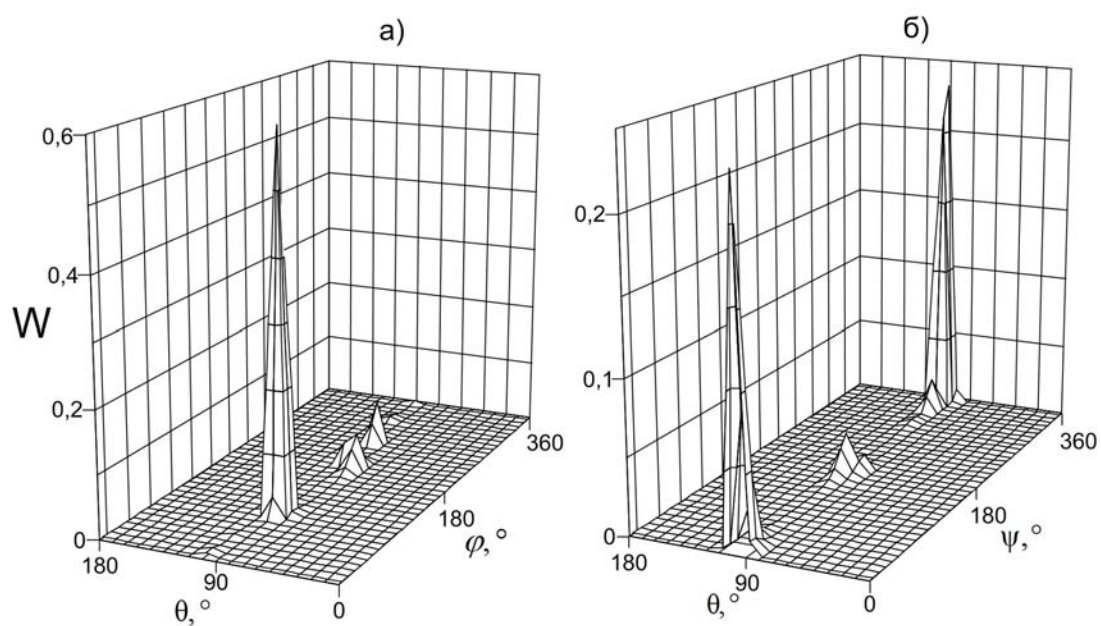


Рис.9. Вероятность ориентации молекулы декана на поверхности олигодиметилсилоксана (а), зависимость от θ , φ , при $\psi=0^\circ$ (б), зависимость от θ , ψ , при $\varphi=0^\circ$

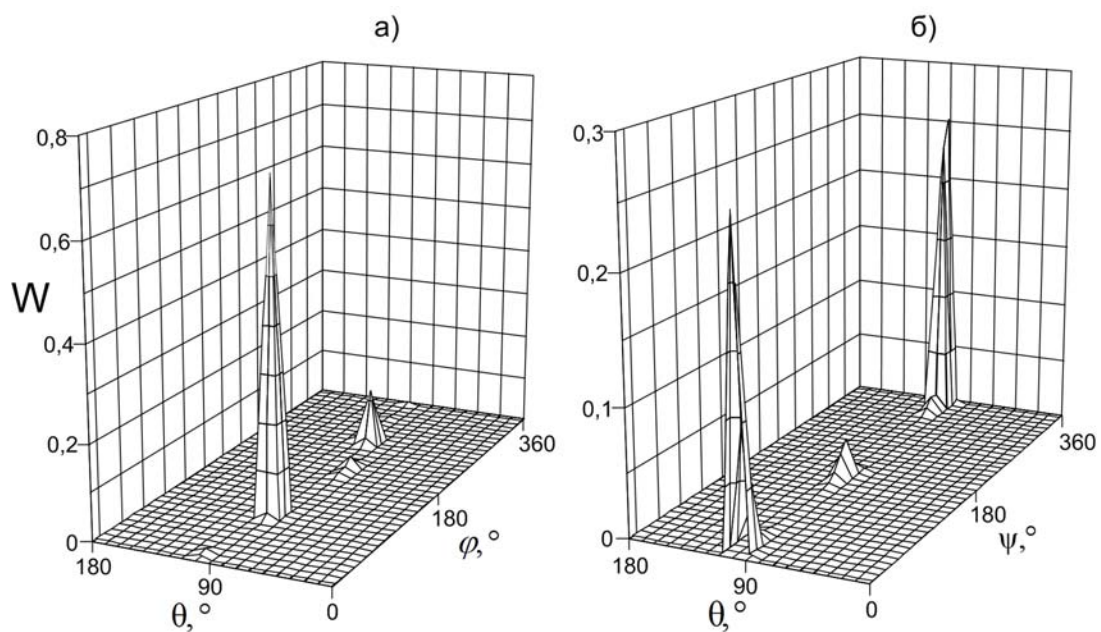


Рис.10. Вероятность ориентации молекулы додекана на поверхности олигодиметилсилоксана (а), зависимость от θ , φ , при $\psi=30^\circ$ (б), зависимость от θ , ψ , при $\varphi=30^\circ$

Как видно из рисунков 8 – 10, величина вероятности W реализации ~5% ориентационных состояний молекул алканов относительно поверхности олигодиметилсилоксана, на порядок больше вероятности реализации остальных состояний.

Получены зависимости энергии взаимодействия молекул углеводородов с поверхностью олигодиметилсилоксана от углов, характеризующих их ориентацию. Найдены вероятности ориентационных состояний. Получена зависимость энергии взаимодействия углеводородов с поверхностью олигодиметилсилоксана от числа атомов в молекуле.

Работа выполнена по грантам РФФИ №10-07-00385-а, 12-07-90007-Бел_а и грантам Президента Российской Федерации НШ-1495.2012.8 и МК-1969.2012.9.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hentschke, R., Schurmann, B.L. // Surf. Sci. 1992. V.262. P.180.
2. Israelachvili, J.N. // Intermolecular and Surface Forces (Academic, London, 1992).
3. Foster, J.S., Frommer, J.E. // Nature (London), 1988. V.333. P.542.
4. Hara, M. et al. // Nature (London), 1990. V.344, P.228.
5. Poulin, J.-C., Kagan, H.B. // Acad. Sci., Ser.II: Mec., Phys., Chim., Sci. Terre Univers, 1991. V.313. P.1533.
6. Дадиванян, А.К., Киракосян, Л.Х., Игнатов, Ю.А. // Вестник МГОУ, 2005. №1. С.59.
7. Cognard, J. Alignment of Nematic Liquid Crystals and Their Mixtures, *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, Suppl. 1 (Gordon and Breach, London, 1982).
8. Negoro, M., Kawata, K.: "Process for vertical alignment of rod-like liquid crystal molecules", US Patent 6,726,966, Publication Date: April 27, 2004.
9. Беляев, В.В., Мазаева, В.Г., Минько, А.А., Тимофеев, С.Н. // Вестник МГОУ, 2010. №1. С.52
10. Sobolevsky, M.V., Mazaeva, V.G., Kovalenko, V.I., Belyaev, V.V., Kalashnikov, A.Y. // Mol. Cryst. & Liq. Cryst., 1999. V.329. P.293.
11. Mazaeva, V.G., Belyaev, V.V., Sobolevsky, M.V. // J. SID. 2005. V.13. P.373
12. Muravsky A.A., Murausky A.A., Mazaeva V.G., Belyaev V.V. // J. SID, 2005. V.13. P.349.
13. Стороженко, П.А., Мазаева, В.Г., Лотарев, М.Б., Назарова, Д.В., Поливанов, А.Н., Беляев, В.В. // Патент РФ №2283338. Бюлл. изобретений РФ №25, 10.09.2006, приор. 07.07.2005
14. Пашина, Ю.М., Чаусов, Д.Н., Дадиванян, А.К. // Вестник МГОУ, Физика, 2010. № 3. С.48.
15. Дадиванян, А.К., Ноа, О.В., Чаусов, Д.Н. // Вестник МГОУ, 2007. №1, С.96.
16. Дадиванян, А.К., Чаусов, Д.Н. // Вестник МГОУ, Физика, 2007. №2, С.47.
17. Jones, J. E. // Proc. R. Soc. Lond. 1924. V. 106. P.463; Lennard-Jones, J. // Physica IY. 1937. №10. P.941
18. Глушко, Н.К., Губина, Л.Н., Дубровицкий, В.И., Смехов, Ф.М., Кабанов, Н.М., Дадиванян, А.К. // Высокомолек. соед. А, 1989. Т. 31, С.2224.

19. Katz, L., Levinthal, S. // Ann.Rev. of Biophys and Bioeng. 1972. V.1. P.465.
20. Дадиванян, А.К., Чаусов, Д.Н., Пашина, Ю.М., Беляев, В.В. // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2010. Вып. 4(34). С.61.
21. Dadivanyan, A.K., Pashinina, Y.M., Chausov, D.N., Belyaev, V.V., and Solomatin, A.S. // Mol. Cryst. & Liq. Cryst., 2011. V.545. P.159/[1383].
22. Poulin, J.-C., Kagan, H.B., Acad, C.R., // Sci., Ser. II: Mec., Phys., Chim., Sci. Terre Univers. 1991. V. 313, P. 1533.
23. Walba, D.M., Stevens, F., Parks, D.C., Clark, N.A., Wand, M.D. // Science. 1995. V.267. P.1144.
24. Дашевский, В.Г., Стручков, Ю.Т., Акопян, З.А. // Жур. структ. хим., 1966. Т.7. с.408.
25. Ahmed, N.A., Kitaigorodsky, A.I. and Mirskaya, K.V. // Acta Cryst. 1971. B.27. P.867.
26. Levitt, M. // J. Mol. Biol. 1974. V.82. P.393.

ALKANES INTERACTION WITH OLYGODIMETHYLSILOXANE SURFACE

D. Chausov, M. Svetlov, V. Belyaev, A. Dadivanyan

*Moscow Region State University,
10a, Radio str., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. Orientation of hydrocarbon molecules – heptane (C_7H_{16}), decane ($C_{10}H_{22}$), dodecane ($C_{12}H_{26}$) towards the surface of oligodimethylsiloxane crystals has been simulated. The dependence of the interaction energy of alkane molecules with the surface on angles characterizing their orientation relatively to the oligodimethylsiloxane crystal surface is calculated. The dependences of the probability of various orientational states on the orientation angles are found. The dependence of the minimal value of the hydrocarbons interaction energy of with the surface on the number of atoms in the molecule is found.

Key words: hydrocarbons, orientation simulation, crystal surface, oligodimethylsiloxane.

НАШИ АВТОРЫ

Акимова В.А. – аспирант кафедры математического анализа и геометрии Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: fakul-fm@mgou.ru

Амелюшкин И.А. – аспирант, младший научный сотрудник Центрального аэрогидродинамического института им. проф. Н.Е. Жуковского, 140180, Московская область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1; e-mail: amelyushkin_ivan@mail.ru

Аракчеев П.В. – кандидат технических наук, заместитель руководителя лаборатории лазерных информационных систем Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5; e-mail: arpv2002@inbox.ru

Бакунов Р.Р. – Пермский национальный исследовательский политехнический университет, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: bakunov_roman@mail.ru

Беляев В.В. – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: vic_belyaev@mail.ru

Бикметов Р.Р. – инженер кафедры информационных технологий автоматизированных систем Пермского национального исследовательского политехнического университета, 614990, Пермь, Комсомольский проспект, д. 29; e-mail: eepromemory@mail.ru

Богданов Д.Л. – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общей физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: kaf-obfiz@mgou.ru

Бугримов А.Л. – доктор технических наук, профессор, декан физико-математического факультета Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: al.bugrimov@mgou.ru

Бурый Е.В. – доктор технических наук, руководитель лаборатории лазерных информационных систем Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5; e-mail: buryi@bmstu.ru

Гелиев А.В. – Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Московский физико-технический институт, 140180, Московская область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1, 141700, Московская обл., г. Додопрудный, Институтский переулок, 9; e-mail: fakul-fm@mgou.ru

Голиков Д.В. – ассистент кафедры методики преподавания физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: junior146@mail.ru

Голикова Н.Н. – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры вычислительной математики и методики преподавания информатики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: nina.golikova@mail.ru

Гринац Э.С. – ведущий инженер Центрального аэрогидродинамического института им. проф. Н.Е. Жуковского и Московского физико-технического института, 140180, Московская область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1, 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9; e-mail: serpantin37@mail.ru

Гусев А.Н. – доктор технических наук, профессор кафедры прикладной математики и информатики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, 10-а; e-mail: angst51@rambler.ru

Дадиванян А.К. – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: fakul-fm@mgou.ru

Долгова Е.В. – доктор экономических наук, профессор кафедры информационных технологий и автоматизированных систем Пермского государственного технического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: elena.dolgova@gmail.com

Евсевичев Д.А. – Ульяновский государственный технический университет, 432027, г. Ульяновск, ул. Северный Венец, д. 32; e-mail: postmaster@nitpt.pti.simbirsk.su

Емельянов В.А. – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: kaf-obfiz@mgou.ru

Ефремов В.Е. – аспирант, ассистент кафедры математического анализа и геометрии Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: efremovam51@mail.ru

Жарков Д.В. – аспирант кафедры высшей алгебры, элементарной математики и методики преподавания математики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: zharkovdmitri@mail.ru.

Завитаев Э.В. – Московский государственный университет леса, 141005, Московская область, г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1; e-mail: kaf-tfiz@mgou.ru

Зверева Д.А. – соискатель кафедры вычислительной математики и методики преподавания информатики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: davlik07@mail.ru

Кротов Л.Н. – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой прикладной физики Пермского национального исследовательского политехнического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: levkrotov@ya.ru

Кулешова Ю.Д. – Московский государственный областной университет, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: kaf-tfiz@mgou.ru

Кузнецов М.М. – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: kaf-tfiz@mgou.ru

Кузнецова Т.И. – доктор педагогических наук, профессор Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 117218, г. Москва, ул. Кржижановского, д. 24/35, к. 1; e-mail: KUZ@topgen.net

Кузьмин М.К. – доктор физико-математических наук, профессор кафедры математического анализа и геометрии Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: lesir179@infoline.su

Курушин Д.С. – кандидат технических наук, старший преподаватель кафедры информационных технологий и автоматизированных систем Пермского национального исследовательского политехнического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: daniel.kurushin@gmail.com

Латышев А.В. – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой математического анализа и геометрии Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: fakul-fm@mgou.ru

Максимова О.В. – Ульяновский государственный технический университет, 432027, г. Ульяновск, ул. Северный Венец, д. 32; e-mail: postmaster@nitpt.pti.simbirsk.su

Марянина А.С. – инженер лаборатории лазерных информационных систем Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5; e-mail: buryi@bmstu.ru

Полевщиков И.С. – учебный мастер, магистрант кафедры информационных технологий и автоматизированных систем Пермского государственного технического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: hwgdi@mail.ru

Ромин Е.А. – магистрант Пермского национального исследовательского политехнического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: evgenromin@gmail.com

Русаков О.В. – Московский государственный областной гуманитарный институт 164010, Московская область, г. Орехово-Зуево, ул. Зелёная, д. 22; e-mail: kaf-tfiz@mgou.ru

Семеренко Д.А. – кандидат физико-математических наук, инженер лаборатории лазерных информационных систем Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5; e-mail: ddd183@mail.ru

Синявина А.А. – доктор педагогических наук, профессор кафедры методики преподавания физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: aas_47@mail.ru

Смотрова Л.В. – аспирант кафедры теоретической физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: kaf-tfiz@mgou.ru

Стасенко А.Л. – главный научный сотрудник Центрального аэрогидродинамического института им. проф. Н.Е. Жуковского, заместитель заведующего кафедрой общей физики Московского физико-технического института, профессор, 140180, Московская область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1, 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, e-mail: stasenko@serpantin.ru

Титов А.А. – Московский физико-технический институт (Государственный университет), 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, e-mail: fakul-fm@mgou.ru

Файзрахманов Р.А. – доктор экономических наук, профессор кафедры информационных технологий и автоматизированных систем Пермского национального исследовательского политехнического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: Fayzrakhmanov@gmail.com

Федоров А.Б. – аспирант кафедры информационных технологий автоматизированных систем Пермского национального исследовательского политехнического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: fab@perm.ru

Хабибуллин А.Ф. – ассистент кафедры информационных технологий автоматизированных систем Пермского национального исследовательского политехнического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: shimakenshi@gmail.com

Шилов В.С. – инженер кафедры информационных технологий автоматизированных систем Пермского национального исследовательского политехнического университета, 614109, г. Пермь, Комсомольский пр., 29; e-mail: vadim.shilov@gmail.com

Шубин А.В. – аспирант кафедры общей физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: alexeyshubin1406@yandex.ru

Юшканов А.А. – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: kaf-tfiz@mgou.ru

Чаусов Д.Н. – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: d.chausov@yandex.ru

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

<i>Акимов В.А., Бугримов А.Л., Латышев А.В., Юшканов А.А.</i> Нули дисперсионных уравнений из второй задачи Стокса о поведении газа над колеблющейся поверхностью	3
---	---

ФИЗИКА

<i>Ефремов В.Е., Кузьмин М.К.</i> Решение гидродинамической задачи в теории нестационарного диффузиофореза крупной твердой нелетучей сферической частицы	15
<i>Богданов Д.Л., Емельянов В.А., Шубин А.В.</i> Анизотропия диэлектрической проницаемости нематических жидких кристаллов на сверхвысоких частотах.....	30
<i>Аракчеев П.В., Бурый Е.В., Марянина А.С., Семеренко Д.А.</i> Реконструкция контура лоцируемого объекта по параметрам корреляционной функции 4-го порядка поля рассеянного лазерного излучения, регистрируемого матричным фотодетектором	36
<i>Гусев А.Н.</i> Физическая система простых веществ и их изотопов и математическая модель идентификации их свойств.....	47
<i>Долгова Е.В., Файзрахманов Р.А., Курушин Д.С., Кротов Л.Н., Федоров А.Б., Хабибуллин А.Ф., Шилов В.С., Ромин Е.А., Бакунов Р.Р., Бикметов Р.Р., Полевщиков И.С.</i> Моделирование динамики перемещения груза в компьютерном тренажере погрузочно-разгрузочного устройства.....	57

ТЕХНОЛОГИИ И МЕТОДИКИ ОБУЧЕНИЯ

<i>Голиков Д.В., Голикова Н.Н.</i> Формирование компетентности в области современного учебного физического эксперимента у бакалавров – будущих учителей физики	65
<i>Синявина А.А.</i> Методы познания природы как системообразующие факторы конструирования содержания курса физики основной школы (на примере электрического поля).....	72
<i>Кузнецова Т.И., Зверева Д.А.</i> Блок-схемное моделирование невычислительных задач как средство оптимизации их решения	82
<i>Жарков Д.В.</i> Преимущество и развитие как необходимые взаимосвязанные составляющие процесса обучения решению текстовых задач с параметрами.....	90

КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

<i>Юрий Иванович Яламов</i>	98
-----------------------------------	----

<i>Кузнецов М.М., Кулешова Ю.Д., Смотрова Л.В.</i> Эффект высокоскоростной по- ступательной неравновестности в бимодальной ударной волне	108
<i>Латышев А.В., Юшканов А.А.</i> Поверхностные плазменные колебания в тонкой металлической пленке	116
<i>Завитаев Э.В., Русаков О.В., Юшканов А.А.</i> К вопросу об отклонении от закона видемана-франца в тонкой цилиндрической проволоке из металла	122
<i>Евсевичев Д.А., Максимова О.В.</i> Сапр тонкопленочных электролюминесцентных индикаторов	131
<i>Титов А.А.</i> Формирование пристеночного слоя из молекул газа в узком канале прямоугольной формы при условии прилипания молекул на поверхность	135
<i>Гелиев А.В.</i> Изменение термодинамических свойств газов при образовании в них простейших кластеров	141
<i>Амелюшкин И.А., Гринац Э.С., Стасенко А.Л.</i> Кинетика молекулярных кластеров и гидротермодинамика капель в проблеме обледенения летательного аппарата ..	153
<i>Чаусов Д.Н., Светлов М.В., Беляев В.В., Дадиванян А.К.</i> Взаимодействие алка- нов с поверхностью олигодиметилсилоксана	162
НАШИ АВТОРЫ	170

CONTENTS

MATHEMATICS

<i>Akimova V., Bugrimov A., Latyshev A., Yushkanov A.</i> Zero of the dispersion equations from the second stokes problem about behaviour of gas over the fluctuating	3
--	---

PHYSICS

<i>Efremov V., Kuzmin M.</i> The solution of hydrodynamic problem in the theory of nonstationary diffusiophoresis of large non-volatile solid spherical particle	15
<i>Bogdanov D., Emelianov V., Shubin A.</i> Anisotropy of the dielectric permittivity of nematic liquid crystals in super high frequency range	30
<i>Arakcheev P., Buryi E., Maryanina A., Semerenko D.</i> Contour reconstruction of loca- tion object using parameters of correlation function of 4 th order scattered field of laser irradiation registered with matrix photo detector	36
<i>Gusev A.</i> Physical system of simple substances and their isotopes and mathematical model of properties identification	47
<i>Dolgova E., Fayzrakhmanov R., Kurushin D., Krotov L., Fedorov A., Khabibulin A., Shilov V., Romin E., Bakunov R., Bikmetov R., Polevshchikov I.</i> Modeling of dynamics of moving the weight in the computer simulator of the cargo handling device	57
	175

TECHNOLOGIES AND TECHNIQUES OF TRAINING

<i>Golikov D., Golikova N.</i> The formation of competence in the area of the contemporary school of physical experiment for bachelors - future teachers of physics	65
<i>Sinyavina A.</i> Methods of knowledge of nature as a system-factors designing the course content of the basic school physics (for example, the electric field)	72
<i>Kuznetsova T., Zvereva D.</i> Modeling of no-computing tasks by block diagrams as means of optimization of their solution	82
<i>Zharkov D.</i> Succession and development as essential mutual compositions in the process of studying problem solving exercises with parameters	90

THEORETICAL PHYSICS DEPARTMENT

<i>Yuriy Ivanovich Yalamov</i>	98
<i>Kuznetsov M., Kuleshova Ju., Smotrova L.</i> On the increase of the kinetic processes rates in tamm-mott-smith shock wave model	108
<i>Latyshev A., Yushkanov A.</i> Surface plasma oscillations in thin metallic films	116
<i>Zavitaev E., Rusakov O., Yushkanov A.</i> For the question of the departure from the wideman-franz law in the thin cylindrical metal wire	122
<i>Evsevichev D., Maksimova O.</i> CAD thin-film electroluminescent indicators	131
<i>Titov A.</i> The formation of the boundary layer of gas molecules in a narrow rectangular channel, provided adhesion molecules on the surface	135
<i>Geliev A.</i> Changing of gases thermodynamic properties produced by simplest clusters formation	141
<i>Amelyushkin A., Grinats E., Stasenko A.</i> Kinetics of molecular clusters and hydrothermodynamics of drops in a problem of aircraft ice accretion	153
<i>Chausov D., Svetlov M., Belyaev V., Dadivanyan A.</i> Alkanes interaction with olygodimethylsiloxane surface	162

OUR AUTHORS	170
-------------------	-----

Нули дисперсионных уравнений из второй задачи Стокса о поведении газа над колеблющейся поверхностью / В.А. Акимова, А.Л. Бугримов, А.В. Латышев, А.А. Юшканов // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.3-14.

В настоящей работе исследуются нули дисперсионной функции из второй задачи Стокса. Вторая задача Стокса — задача о поведении разреженного газа, заполняющего полупространство. Плоскость, ограничивающая полупространство, совершает гармонические колебания в своей плоскости. Используется линеаризованное кинетическое уравнение. Доказывается формула факторизации дисперсионной функции. С помощью формулы факторизации в явном виде находятся нули дисперсионной функции и проводится их исследование в зависимости от величины безразмерной частоты ограничивающей газ плоскости.

Ил.4. Библиогр.20.

УДК 533.72

Решение гидродинамической задачи в теории нестационарного диффузиофореза крупной твердой нелетучей сферической частицы / В.Е. Ефремов, М.К. Кузьмин // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.15-29.

Авторы начинают построение теории нестационарного диффузиофореза крупной твердой нелетучей частицы сферической формы в вязкой газовой среде. Приводится решение гидродинамической задачи, которая разбита на стационарную и строго нестационарную части. В результате решения этой задачи получены формулы, позволяющие получить зависимость стационарной и нестационарной составляющих диффузиофоретической скорости рассматриваемой частицы от соответствующих слагаемых градиента концентрации.

Библиогр.12.

УДК 544.25

Анизотропия диэлектрической проницаемости нематических жидких кристаллов на сверхвысоких частотах / Д.Л. Богданов, В.А. Емельянов, А.В. Шубин // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.30-36.

Измерены диэлектрические проницаемости ориентированных магнитным полем нематических жидких кристаллов ЖК-1282, ЖК-440 и Н-37 в СВЧ-диапазоне при атмосферном давлении в интервале температур 293-350К. У всех исследуемых жидких кристаллов зависимость диэлектрических проницаемостей $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\parallel}$ от температуры выражена слабо. У жидких кристаллов Н-37 и ЖК-1282 на частоте 30 ГГц наблюдается

анизотропия $\Delta\epsilon$ с противоположным знаком. У ЖК-440 смены знака на данной частоте не наблюдается.

Ил.6. Библиогр.8.

УДК 535.41

Реконструкция контура лоцируемого объекта по параметрам корреляционной функции 4-го порядка поля рассеянного лазерного излучения, регистрируемого матричным фотодетектором / П.В. Аракчеев, Е.В. Бурый, А.С. Марянина, Д.А. Семеренко // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.34-45.

Предложен и с применением физических моделей экспериментально исследован способ реконструкции контура лоцируемого объекта, основанный на определении величин угловых размеров объекта по параметрам корреляционной функции 4-го порядка поля излучения. Оценку каждого углового размера предложено получать, находя положение первого локального минимума корреляционной функции, отсчеты которой формируются в результате вычисления одномерной свертки отсчетов поля интенсивностей, регистрируемых матричным фотодетектором. Приведены результаты экспериментальных исследований, доказывающие возможность реконструкции контуров объектов при неэквидистантном пространственном размещении фоточувствительных элементов.

Ил.7. Библиогр.7.

УДК 539.183.2; 539.183.4; 004.891.2

Физическая система простых веществ и их изотопов и математическая модель идентификации их свойств / А.Н. Гусев // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.47-56.

Физическая система простых стабильных веществ и их изотопов построена на основе известных количественных значений физических параметров: атомный номер, атомная масса, число нейтронов в ядре, ядерная схема распада, период полураспада, спин, четность, энергия вылета нейтрона в схеме распада. Математическая модель физической системы позволяет каждый физический параметр выразить как функцию в виде аналитического выражения от остальных параметров и рассчитать его значения, если оно ещё неизвестно. Приведены результаты модельных расчетов неизвестных значений периода полураспада для изотопов кислорода, аргона и ванадия, а также энергии выделения нейтрона в схемах распада изотопов водорода, гелия, лития и бора.

Ил.3. Табл.5. Библиогр.6.

УДК 004.92+519.6

Моделирование динамики перемещения груза в компьютерном тренажере погрузочно-разгрузочного устройства / Е.В. Долгова, Р.А. Файзрахманов, Д.С. Курушин, Л.Н. Кротов, А.Б. Федоров, А.Ф. Хабибуллин, В.С. Шилов, Е.А. Ромин, Р.Р. Бакунов, Р.Р. Бикметов, И.С. Полевщиков // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.57-64.

В статье рассматривается построение имитационной модели перемещения груза, подвешенного на стреле погрузочно-разгрузочного устройства. Модель разработана для компьютерного тренажера и ориентирована на использование в режиме реального времени на базе графического движка. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (договор № 13.G25.31.0093) в рамках реализации Постановления Правительства РФ № 218 «О мерах государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства».

Ил.5. Библиогр.8.

УДК 37.016:53

Формирование компетентности в области современного учебного физического эксперимента у бакалавров – будущих учителей физики / Д.В. Голиков, Н.Н. Голикова // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.65-71.

В данной статье описываются особенности компетентностного подхода в обучении специалистов педагогического образования квалификации «бакалавр» по специальности учитель физики в области формирования у них компетентности в области современного учебного эксперимента. Так же описываются принципы, на основе которых происходит формирование экспериментальной компетентности у будущего учителя физики, и в соответствии с ними представлены профессиональные навыки, которые студенту необходимо приобрести в процессе обучения.

Библиогр.15.

УДК 53'373.1.02:372.8

Методы познания природы как системообразующие факторы конструирования содержания курса физики основной школы (на примере электрического поля)/ А.А. Сиявина // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.72-82.

В данной статье раскрыто понятие «метод» с использованием разных источников. Показано использование методов исследования природы при конструировании учебного материала об электрическом поле. Обоснованы и определены основные положения,

которые лежат в основе конструирования учебного материала курса физики основной и средней школы. Приведены характеристики способов действий, формируемых у учащихся в ходе изучения содержания учебного материала об электрическом поле. В ней также отражены планируемые результаты при изучении электрического поля.

Ил.1. Табл.5. Библиогр.17.

УДК 371.3

Блок-схемное моделирование невычислительных задач как средство оптимизации их решения / Т.И. Кузнецова, Д.А. Зверева // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.82-90.

В статье авторы показывают эффективность использования блок-схем в учебном процессе. Показано использование блок-схем для решения невычислительной задачи, задачи на логику. Приведён пример методологической блок-схемы для решения задачи на исследование. Последний из приведённых примеров относится к бытовым примерам с использованием элементов химии.

Ил.5. Библиогр.13.

УДК 37.016 : 51

Преемственность и развитие как необходимые взаимосвязанные составляющие процесса обучения решению текстовых задач с параметрами / Д.В. Жарков // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.90-97.

В данной статье рассматриваются основные вопросы, касающиеся некоторых аспектов понимания роли преемственности в обучении решению текстовых задач с параметрами. Наиболее важным и существенным является то, что на конкретных примерах показано использование преемственной связи при обучении школьников «обычным» текстовым задачам и текстовым задачам с параметрами. Дается описание взаимосвязи преемственности и развития как взаимозависимых явлений. В статье высказывается мнение автора о роли преемственности в истории математического образования в России.

Табл.1. Библиогр.23.

УДК 533.6.011

Эффект высокоскоростной поступательной неравномерности в бимодальной ударной волне / М.М. Кузнецов, Ю.Д. Кулешова, Л.В. Смотров // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.108-115.

Рассмотрено развитие аналитического метода исследования структуры фронта ударной волны с поступательно неравновесными химическими реакциями. Метод основан на бимодальной аппроксимации Тамма-Мотт-Смита функции распределения молекул, применённой к определению скоростей барьерных химических процессов.

Ил.1. Библиогр.10.

УДК 537.868:537.876.4

Поверхностные плазменные колебания в тонкой металлической пленке / А.В. Латышев, А.А. Юшканов // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.116-121.

Впервые показано, что для тонких металлических пленок, толщина которых не превосходит скин-слоя, задача описания поверхностных плазменных колебаний допускает аналитическое решение при произвольном соотношении между длиной свободного пробега электронов и толщиной пленки. Выведена зависимость частоты поверхностных плазменных колебаний от волнового вектора.

Ил.1. Библиогр.18.

УДК 537.868:537.876.4

К вопросу об отклонении от закона Видемана-Франца в тонкой цилиндрической проволоке из металла / Э.В. Завитаев, О.В. Русаков, А.А. Юшканов // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.122-136.

Впервые решена задача о влиянии отклонения от закона Видемана-Франца на электрическую проводимость тонкой цилиндрической проволоки из металла. В качестве граничного условия задачи принято условие зеркально-диффузного отражения электронов от внутренней поверхности проволоки. Проведено обсуждение полученных результатов.

Библиогр.16.

УДК 621.382

САПР тонкопленочных электролюминесцентных индикаторов / Д.А. Евсевичев, О.В. Максимова // Вестн. моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.131-135.

Проведен сравнительный анализ современных средств отображения информации. Описаны конструкции монохромного и полноцветного тонкопленочных

электролюминесцентных индикаторных элементов. Выделены функциональные характеристики, необходимые для описания режимов работы тонкопленочных электролюминесцентных средств отображения информации.

Ил.4. Табл.4. Библиогр.2.

УДК 533.15

Формирование пристеночного слоя из молекул газа в узком канале прямоугольной формы при условии прилипания молекул на поверхность / А.А. Титов // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.135-141.

В статье рассмотрено формирование пристеночного слоя из молекул газа внутри узкого прямоугольного канала. Предполагалось, что молекулы газа прилипают к поверхности или к уже налившимся слоям с некоторым коэффициентом прилипания. Нарастание пристеночного слоя пропорционально количеству прилипших молекул. Количество прилипших молекул найдено методами Монте-Карло. Построена поверхность в момент закрытия канала, найдены автомодельные переменные и формулы, по которым поверхность можно аппроксимировать.

Ил. Табл. Библиогр.

УДК 530.1

Изменение термодинамических свойств газов при образовании в них простейших кластеров / А.В. Гелиев // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.141-152.

Основываясь на *ab-initio* методах квантовой химии, изучаются физико-химические свойства простейших ван-дер-ваальсовых кластеров азота, метана и углекислого газа. Рассчитываются структуры и энергетические характеристики димеров (кластеров, содержащих две молекулы): энергии диссоциации, вращательные постоянные, частоты межмолекулярных колебаний. По данным расчётов определяются суммы по квантовым состояниям различных видов движений, константы равновесия реакций образования димеров. Используя константы равновесия реакций, на основе предложенной газокинетической кластерной модели определяются мольные доли димеров газов, показывается существенное влияние димеров на теплоёмкость газообразного азота, метана и углекислого газа.

Ил.9. Табл.1. Библиогр.10.

УДК 533.6.071.08.632.57

Кинетика молекулярных кластеров и гидротермодинамика капель в проблеме обледенения летательного аппарата / И.А. Амелюшкин, Э.С. Гринац, А.Л. Стасенко // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.153-161.

Рассмотрены физические процессы, сопровождающие обтекание тел в переохлажденном облаке. Методом молекулярной газодинамики исследовано взаимодействие наночастиц воды, образовавшихся в обтекающем воздухе, с поверхностью твердого тела. Предложена простая физико-математическая модель гидротермодинамики фрагментов жидкости (пленки, ручейков, капель) на поверхности тела, описывающая зависимости их скорости и температуры от макрофизических свойств воздуха, воды и подложки, а также их адгезионное взаимодействие с поверхностью (в терминах угла смачивания).

Ил.5. Библиогр.13.

УДК 541.64:539.2:536.7

Взаимодействие алканов с поверхностью олигодиметилсилоксана / Д.Н. Чаусов, М.В. Светлов, В.В. Беляев, А.К. Дадиванян // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2012. №2. С.162-169.

В работе методом атом-атом потенциалов проведено моделирование ориентации молекул углеводородов – гептана (C_7H_{16}), декана ($C_{10}H_{22}$), додекана ($C_{12}H_{26}$) относительно поверхности олигодиметилсилоксана. Получена зависимость энергии взаимодействия молекул алканов от углов, характеризующих их ориентацию относительно поверхности кристалла олигодиметилсилоксана. Определены наиболее вероятные ориентационные состояния алканов на кристалле олигодиметилсилоксана. Построена зависимость энергии взаимодействия от числа атомов в цепи.

Ил.10. Библиогр.26.

ПРАВИЛА

подготовки рукописей, представленных для опубликования в журнале
«Вестник Московского государственного областного университета.
Сер. Физика - математика»

Для публикации научных работ в выпусках серии «Вестник МГОУ» принимаются статьи на русском языке. Публикуются научные материалы преимущественно докторантов, аспирантов, соискателей, преподавателей ВУЗов, докторов и кандидатов наук.

Требования к оформлению статей. Статья должна быть представлена:

- в текстовом варианте (текст статьи должен быть подписан всеми авторами);
- в виде документа MS Word;
- в виде файла в формате rtf;

Файл должен содержать построчно:

На русском языке	УДК (в верхнем левом углу первого листа рукописи) НАЗВАНИЕ СТАТЬИ – прописными буквами Фамилия, имя, отчество Полное наименование организации (в скобках – сокращенное), почтовый адрес Должность (другие сведения, например, E-mail, телефон) Аннотация (1 абзац до 400 символов) под заголовком «АННОТАЦИЯ» Ключевые слова
На английском языке	НАЗВАНИЕ СТАТЬИ – прописными буквами Фамилия, инициалы Полное наименование организации, почтовый адрес Аннотация (1 абзац до 400 символов) под заголовком «Abstract» Ключевые слова (Key words)
На русском языке	Объем статьи ограничен темя уровнями: а) 12 страниц с числом иллюстраций до пяти (к этим статьям предъявляются повышенные требования); б) 6 страниц с числом иллюстраций до трех (содержатся основные результаты без излишних деталей выводов и доказательств); в) 4 страницы с числом иллюстраций до двух (выходят в разделе краткие сообщения вне очереди). Список использованной литературы под заголовком «ЛИТЕРАТУРА»

Формат страницы – А4, книжная ориентация. Поля – 2,5 см. Шрифт Times New Roman Cyrillic, цвет шрифта черный, размер 12 пикселей, междустрочный интервал – полуторный.

Запрещены специфические действия над текстом и встраиваемые коды: уплотнение интервалов, использование цветowych заливок, «красные строки», центрирование, табуляция, отступы, переносы в словах (делаемые автором), ссылки, гиперссылки, сноски (лучше их оформлять в виде примечаний, замечаний и т.п.). Не допускаются сокращения слов, имен, названий, за исключением общепринятых (и оговоренных).

Формулы нумеруются (справа) только те, на которые в тексте имеются ссылки.

Рисунки и таблицы допускаются в том случае, если описать процесс в текстовой форме невозможно. В этом случае каждый из объектов не должен превышать указанные размеры страницы, а шрифт в нем – 12 пикселей. Возможно использование только вертикальных таблиц и рисунков. Запрещены цветowe заливки, применение «фонов».

Рисунки, схемы, графики выполняются на отдельных листах в формате, обеспечивающем ясность передачи деталей. Места расположения иллюстраций в тексте должны быть указаны простым карандашом на полях. На обороте иллюстрации должны быть написаны фамилия ав-

тора и название статьи. Текст к иллюстрациям, а также таблицы следует поместить на отдельных страницах. Все рисунки, схемы, графики, таблицы должны иметь названия.

Все формулы должны быть созданы с использованием компонента Microsoft Equation, (MathType 4.0). Размер шрифта также 12 пикселей. Формула создается однократным запуском компонента Microsoft Equation (MathType 4.0). Запрещается создавать составные формулы! Небольшие строчные фрагменты типа ΔU_{ij} или $C^{(m)} = (c_{1m}, c_{1m}, \dots)^T$ следует набирать обычным способом в латинице, используя средства панели инструментов: изменение шрифта на курсив, написание верхних и нижних индексов, а также вставку символов. При этом следует обратить внимание на написание цифр, скобок, операторов и наименований функций (Δ , $\sin$, $\cos$, ...) прямым шрифтом. Хорошее представление об оформлении математических текстов дает чтение научных журналов Российской академии наук физико-математического направления, классических учебников по физике и математике для высших учебных заведений.

Абзацы должны быть отделены друг от друга пустой строкой (дополнительным «Enter»).

Список литературы должен содержать библиографические сведения о всех публикациях, упоминаемых в статье, и не должен содержать указаний на работы, на которые в тексте нет ссылок. Располагать публикации в списке следует в порядке упоминания о них в статье. Список литературы приводится на отдельном листе с обязательным указанием следующих данных: для книг (монография, сборник и т.д.) – фамилия (после фамилии ставится запятая), инициалы автора, название книги (после названия следует указание [Текст], [Text], [Электронный документ] и др. – в зависимости от языка издания и вида документа) издательство, место издания (город), год издания; для журнальных статей – фамилия и инициалы автора, название статьи, название журнала, год издания, том, номер, выпуск, страницы (первая и последняя). **Обращаем Ваше внимание!** С 01.07.2004 введен новый стандарт ГОСТ 7.1-2003 «Библиографическая запись. Библиографическое описание. Общие требования и правила составления». Наиболее распространенные примеры:

1. Иванов, И.И. Название книги [Текст] / И.И. Иванов. - М.: Наука, 2009. – 205 с.
2. Иванов, И.И. Название книги [Текст] / И.И. Иванов, П.М. Петров, К.Л. Данилов. - М.: Наука, 2009. – 205 с.
3. Иванов, И.И. Название книги [Текст] / И.И. Иванов [и др. (если 4 автора и более)]. - М.: Наука, 2009. – 205 с.
4. Название книги [Текст] / И.И. Иванов [и др.], под ред. И.И. Иванова. - М.: Наука, 2009. – 205 с.
5. Иванов, И.И. Название статьи [Текст] / И.И. Иванов, П.М. Петров, К.Л. Данилов // Название сборника. - М.: Механика, 2009. – С.51-59.
6. Иванов, И.И. Название статьи [Текст] / И.И. Иванов, П.М. Петров, К.Л. Данилов // Название журнала. – 2009. - №2. - С.51-59.

Ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

Редакционная коллегия оставляет за собой право на редактирование статей, хотя с точки зрения научного содержания авторский вариант сохраняется. Статьи, не соответствующие указанным требованиям, решением редакционной коллегии серии не публикуются и не возвращаются (почтовой пересылкой).

В случае принятия статьи, условия опубликования оговариваются с ответственным редактором.

Ответственный редактор серии «Физика-математика» декан физико-математического факультета, доктор технических наук, профессор Бугримов Анатолий Львович.

Адрес редколлегии серии «Физика-математика» «Вестника МГОУ»: 105005, Москва, ул. Радио, д.10-а, комн. 36. Тел. (495) 261-09-48

К сведению авторов «Вестника МГОУ»

Для публикации научных работ в выпусках серий «Вестника МГОУ» принимаются статьи на русском языке. Статья должна соответствовать научным требованиям и общему направлению серии журнала, быть интересной достаточно широкому кругу российской научной общественности.

Материал, предлагаемый для публикации, должен быть оригинальным, неопубликованным ранее в других печатных изданиях, написан в контексте современной научной литературы, и содержать очевидный элемент создания нового знания. Представленные статьи проходят проверку в программе «Антиплагиат». Отдел по изданию научного журнала «Вестника МГОУ» проводит независимое (внутреннее) рецензирование.

За точность воспроизведения имен, цитат, формул, цифр несет ответственность автор. Редакционная коллегия оставляет за собой право на редактирование статей без изменения научного содержания авторского варианта. Статьи, не соответствующие требованиям Отдела по изданию «Вестника МГОУ», решением редакционной коллегии серии не публикуются.

Плата с аспирантов за публикацию рукописей не взимается. Статьи аспирантов МГОУ печатаются в первую очередь, статьи аспирантов других вузов по мере возможности, определяемой в каждом конкретном случае ответственным редактором предметной серии. Оплата статей сторонних авторов (не аспирантов) после принятия статьи ответственным редактором предметной серии должна покрыть издательские расходы «Вестника МГОУ» на ее публикацию. В журнале не будут публиковаться статьи авторов, не предоставивших квитанцию почтовой подписки на «Вестник МГОУ».

Для публикации научной статьи в определенной серии «Вестника МГОУ» автору необходимо предоставить в Отдел по изданию научного журнала «Вестник МГОУ»: 1) авторскую анкету; 2) заявление на имя ответственного редактора (оригинал или факсимильную копию); 3) выписку из заседания кафедры (отдела, сектора), где выполнялась работа (оригинал или факсимильную копию); 4) текст статьи в электронном виде; 5) квитанцию о полугодовой подписке (оригинал или факсимильную копию); 6) внешнюю рецензию (отзыв) (оригинал или факсимильную копию).

По вопросам публикации следует обращаться в Отдел по изданию научного журнала «Вестник МГОУ»: статья регистрируется автором в Отделе, после чего проходит внутреннее рецензирование и при положительной рецензии и наличии необходимых документов принимается к публикации.

В случае положительного решения вопроса о публикации, автор, предоставивший свою статью в определенную серию «Вестника МГОУ», выражает согласие на размещение полного текста статьи в сети Интернет на официальных сайтах журнала «Вестник Московского государственного областного университета» (www.vestnik.mgou.ru) и Научной электронной библиотеки (www.elibrary.ru) (См.: ст. 1286 и 1238 Гражданского Кодекса Российской Федерации). Одновременно автор дает согласие на доступ своих персональных данных неограниченному кругу лиц.

Подробная информация об оформлении статей и условиях их публикации размещена на сайте журнала (<http://vestnik.mgou.ru>), пункт «Информация для авторов».

По финансовым и организационным вопросам публикации статей
обращаться в Отдел по изданию журнала «Вестник МГОУ» к Потаповой Ирине Александровне
105005, г. Москва, ул. Радио, д.10а, офис 98;
тел. (499) 261-43-41; (495) 723-56-31;
e-mail: vest_mgou@mail.ru



ВЕСТНИК Московского государственного областного университета

Научный журнал «Вестник МГОУ» основан в 1998 г. На сегодняшний день выходят десять серий «Вестника»: «История и политические науки», «Экономика», «Юриспруденция», «Философские науки», «Естественные науки», «Русская филология», «Физика-математика», «Лингвистика», «Психологические науки», «Педагогика». Все серии включены в составленный Высшей аттестационной комиссией Перечень ведущих рецензируемых научных журналов, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертации на соискание ученой степени доктора и кандидата наук по наукам, соответствующим названию серии. Журнал включен в базу данных Российского индекса научного цитирования (РИНЦ).

Печатная версия журнала зарегистрирована в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия. Полнотекстовая версия журнала доступна в Интернете на платформе Научной электронной библиотеки (www.elibrary.ru), а также на сайте Московского государственного областного университета (www.vestnik.mgou.ru).

ВЕСТНИК МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ОБ- ЛАСТНОГО УНИВЕРСИТЕТА

Над номером работали:

менеджер Отдела по изданию журнала «Вестник МГОУ» *И.А. Потапова*
компьютерная верстка *А.Л. Бугримов*

Отдел по изданию научного журнала «Вестник МГОУ»
105005, г. Москва, ул. Радио, д.10а, офис 98
тел. (499) 261-43-41; (495) 723-56-31
e-mail: vest_mgou@mail.ru
Сайт: www.vestnik-mgou.ru

Формат 60x86/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Гарнитура «Minion Pro». Тираж 350 экз. Усл. п.л. 17,25.
Подписано в печать 15.06.2012. Заказ № 615.
Отпечатано в типографии МГОУ
105005, г. Москва, ул. Радио, 10а