

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276
Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№3 (70)

Алматы
«Қазақ университеті»
2019



ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

Индекс 75877; 25877

ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №3 (70) қыркүйек



04.05.2017 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Қуәлік № 14498-Ж

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады
(наурыз, маусым, қыркүйек, желтоқсан)

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Иманбаева А.К., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Давлетов А.Е., ф.-м.ғ.д., профессор – ғылыми редактор (Қазақстан)

Лаврищев О.А., ф.-м.ғ.к. – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан)

Әбишев М.Е., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Асқарова Ә.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буртебаев Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Дробышев А.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Жаңабаев З.Ж., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Косов В.Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буфенди Лайфа, профессор (Франция)

Иващук В.Д., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Ишицука Эцуо, доктор (Жапония)

Лунарска Элина, профессор (Польша)

Сафарик П., доктор (Чехия)

Тимошенко В.Ю., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Кеведо Эрнандо, профессор (Мексика)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

Дьячков В.В., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Физика сериясы – физика саласындағы іргелі және қолданбалы зерттеулер бойынша бірегей ғылыми және шолу мақалаларды жариялайтын ғылыми басылым.



Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы

Гульмира Шаккозова

Телефон: +7 747 125 6790

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Редакторлары:

Гульмира Бекбердиева

Агила Хасанқызы

Компьютерде беттеген

Айгүл Алдашева

ИБ № 13125

Пішімі 60x84 ¹/₈. Көлемі 8.3 б.т. Тапсырыс № 7019.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің «Қазақ университеті» баспа үйі.

050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.

«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2019

1-бөлім
**ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА.
ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР
ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА**

Section 1
**THEORETICAL PHYSICS.
NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE
PHYSICS. ASTROPHYSICS**

Раздел 1
**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.
АСТРОФИЗИКА**

МРНТИ 29.05.41

<https://doi.org/10.26577/RCPH-2019-i3-1>

**Джунушалиев В.Д.^{1,2}, Фоломеев В.³, Нуртаева Г.К.^{1,2*},
Серикболова А.А.^{1,2}, Ким С.В.⁴**

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы

³Институт физики им. Ж.Жеенбаева НАН Кыргызской Республики, Кыргызстан, г. Бишкек

⁴Ewha Womans University, Корея, г. Сеул.

*e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

D-БРАНЫ С КОРАЗМЕРНОСТЬЮ 1 В МОДИФИЦИРОВАННЫХ ГРАВИТАЦИЯХ

Модифицированные теории гравитации являются одной из конкурирующих моделей для объяснения современного ускоренного расширения Вселенной. Эти теории являются, по видимому, простейшим геометрическим обобщением общей теории относительности. Они основаны на замене лагранжиана Эйнштейна-Гильберта R на произвольную функцию от скалярной кривизны $f(R)$. С математической точки зрения, полевые уравнения, получаемые варьированием модифицированного действия по метрике, имеют более богатую структуру возможных решений, что и позволяет применять их для получения новых физических результатов. В данной статье получены вакуумные плоско-симметричные решения в многомерных модифицированных теориях гравитации типа $f(R) = -\alpha R^n$, которые можно рассматривать как thick branes с коразмерностью $= 1$ в N -мерном пространстве-времени. Эти решения определяются четырьмя параметрами. Численно исследованы зависимости полученных решений от этих параметров. Показано, что в некоторых случаях, при стремлении соответствующего параметра к бесконечности, имеется насыщение. Показано, что асимптотическое поведение всех решений является антидеситтеровским.

Ключевые слова: модифицированные теории гравитации, теория струн, густая брана.

Dzhunushaliev V.^{1,2}, Folomeev V.³, Nurtayeva G.K.^{1,2*},
Serikbolova A.A.^{1,2}, Kim Sung-Won⁴

¹Al-Farabi Kazakh National University,

²IETP, Kazakhstan, Almaty

³Zh.Zheenbayev physics institute of the NAS of the Kyrgyz Republic, Kyrgyzstan, Bishkek

⁴Ewha Womans University, Korea, Seoul

*e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

D-brane with codimension 1 in modified gravity

Modified gravity theories are one of the competing models for explaining the modern accelerated expansion of the universe. These theories are, apparently, the simplest geometric generalization of the general theory of relativity. They are based on replacing the Einstein-Hilbert Lagrangian R by an arbitrary function of the scalar curvature $f(R)$. From a mathematical point of view, the field equations obtained by varying the modified action in the metric have a richer structure of possible solutions, which allows them to be used to obtain new physical results. In this paper, vacuum flat-symmetric solutions in multidimensional modified gravity theories of type $f(R) = -\alpha R^n$, which can be considered as thick branes with codimension $= 1$ in N -dimensional space-time are obtained. These solutions are defined by four parameters. The dependences of the obtained solutions on these parameters are numerically investigated. It is shown that in some cases, when the corresponding parameter tends to infinity, there is saturation. It is shown that the asymptotic behavior of all solutions is antidesitteric.

Key words: the modified gravity theories, the string theory, thick brane.

Джунушалиев В.Д.^{1,2}, Фоломеев В.³, Нуртаева Г.К.^{1,2*},
Серикболова А.А.^{1,2}, Ким С.В.⁴

¹әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ²ЭТФҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ.

³Ж. Жеенбаев атындағы физика институты, Қырғызстан, Бішкек қ.

⁴Ewha Womans University, Корея, Сеул қ.

*e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

Модификацияланған гравитациядағы өлшемділігі 1 тең D -браналар

Гравитацияның модификацияланған теориялары қазіргі әлемнің шапшаң кеңеюін түсіндіретін бәсекелес модельдердің бірі болып табылады. Бұл теориялар жалпы салыстырмалылық теориясын қарапайым геометриялық жалпылау болып табылады. Олар R Эйнштейн-Гильберт лагранжианді $f(R)$ скалярлық қисықтықтың ерікті функциясымен алмастыруға негізделген. Математикалық тұрғыдан алғанда, метрикалық түрлендірілген әрекетті өзгерту арқылы алынған өріс теңдеулері жаңа физикалық нәтижелер алу үшін қолдануға мүмкіндік беретін шешімдердің бай құрылымына ие. Бұл жұмыста $f(R) = -\alpha R^n$ типті көпөлшемді модификацияланған гравитация теориясында вакуумды жазық-симметриялық шешімдер алынған. Бұл шешімдерді өлшемділігі 1 тең N – өлшемді уақыттық кеңістікте қалың брана ретінде қарастыруға болады. Осы шешімдер төрт параметрмен анықталады. Алынған шешімдердің осы параметрлерге байланысты тәуелділігі санды зерттелген. Сәйкес параметрдің шексіздікке ұмтылуы кейбір жағдайларда қанықтыру құбылысы бар екенін көрсетеді. Барлық шешімдердің асимптотикалық тәртібі антидеситтер екені көрсетілген.

Түйін сөздер: модификацияланған гравитация теориясы, ішектер теориясы, қалың брана.

Введение

D – branes является весьма важным объектом в теории струн. В их присутствии концы струн прикрепляются к D – brane и двигаются в некоем объемлющем пространстве. В [1] было показано, что D – branes на самом деле являются решениями типа black p-brane в супергравитации. В свою очередь, p-brane являются протяженными решениями в низкоэнергетической теории струн [2], в которых имеется горизонт событий. Эти решения получены при наличии скалярного и тензорного полей. Естественно, что в этом случае возникает вопрос о существовании вакуумных решений, являющихся D – бранами. В данной статье мы исследуем этот вопрос и показываем, что регулярные вакуумные бранные решения могут существовать в многомерных модифицированных теориях гравитации.

В настоящее время D_4 – branes (так называемый brane world scenario) активно используются для решения некоторых проблем в физике высоких энергий (см., например, [3]-[5]). В этих моделях предполагается, что наша Вселенная является такого рода браной в некотором объемлющем пространстве, что, возможно, позволяет решить некоторые проблемы в физике высоких энергий: проблема иерархии фермионных масс [6, 7], природа темной энергии [8] и темной материи [9].

В ОТО имеется много решений, описывающих D – браны, (см., например обзор [10]). Насколько нам известно, для получения всех этих решений необходимо наличие материи. И это физически понятно, так как в ОТО регулярные решения практически всегда (а может быть и всегда) могут быть получены при наличии некоторых источников. Такими примерами могут являться решения со скалярными [11], векторными и спинорными [12, 13] полями. Естественный вопрос, возникающий в этой связи, это вопрос о наличии или отсутствии вакуумных регулярных бранных решений. В [14] было показано, что в 5-мерном пространстве может существовать 4-мерная брана, являющаяся регулярным вакуумным решением. В этом исследовании мы даем положительный ответ на вопрос о существовании таких бранных решений с коразмерностью $= 1$ в пространстве с произвольной размерностью, но при этом необходимо перейти от ОТО к модифицированным теориям гравитации.

Модифицированные теории гравитации являются одной из конкурирующих моделей для объяснения современного ускоренного расширения Вселенной, открытого в недавнее время [15, 16]. Эти теории являются, по-видимому, простейшим геометрическим обобщением общей теории относительности (см. обзор [17]). Они основаны на замене лагранжиана Эйнштейн-

на-Гильберта R на произвольную функцию от скалярной кривизны $f(R)$. С математической точки зрения, полевые уравнения, получаемые варьированием модифицированного действия по метрике, имеют более богатую структуру возможных решений, что и позволяет применять их для получения новых физических результатов.

В данном исследовании мы хотим показать, что D – branes с коразмерностью $\text{codim} = 1$ можно получить как регулярные вакуумные решения в модифицированных теориях гравитации. Это означает, что для построения таких D – branes присутствие материи не обязательно.

Уравнения и решения в $f(R) \sim R^n$ теории

Рассмотрим D – branes with $\text{codim} = 1$ в многомерном пространстве-времени с размер-

$$\hat{T}_A^B = - \left\{ \left(\frac{\partial f}{\partial R} \right) R_A^B - \frac{1}{2} \delta_A^B f + (\delta_A^B g^{LM} - \delta_A^L g^{BM}) \left(\frac{\partial f}{\partial R} \right)_{;L;M} \right\}. \quad (3)$$

Мы рассматриваем следующий специальный выбор модифицированной гравитации

$$f(R) = -\alpha R^n, \quad (4)$$

$$ds^2 = e^{2\beta(x^N)} [(dx^0)^2 - (dx^1)^2 - \dots - (dx^{N-1})^2] - (dx^N)^2. \quad (5)$$

Метрика (5) имеет следующие компоненты тензора Риччи:

$$R_{00} = e^{2\beta} \beta'' + N \beta'^2 \varepsilon^{2\beta}, \quad (6)$$

$$R_{AA} = -e^{2\beta} (\beta'' + N \beta'^2), \quad (7)$$

$A = 1, 2, \dots, N-1,$

$$R_{NN} = -N(\beta'' + \beta'^2). \quad (8)$$

$$(1 - N)\beta'' + \frac{N(1 - N)}{2} \beta'^2 = -(\beta'' + N\beta'^2) f_R + \frac{1}{2} f +$$

$$[4N^2 \beta' \beta''' + 2N(N^2 - 1)\beta'^2 \beta'' + 2N\beta + 2N(N + 1)\beta''^2] f_{RR} +$$

$$[4N^2 \beta''^2 + 8N^2(N + 1)\beta' \beta'' \beta''' + 4N^2(N + 1)^2 \beta'^2 \beta''^2] f_{RRR} \quad (9)$$

$$\frac{N(1-N)}{2} \beta'^2 = -N(\beta'' + \beta'^2) f_R + \frac{1}{2} f + 2N^2 \beta' [\beta''' + (N + 1)\beta' \beta''] f_{RR}. \quad (10)$$

ностью N . Соответствующее гравитационное действие может быть представлено в следующей форме

$$S = \int d^N x \sqrt{-G} [-R + f(R)], \quad (1)$$

где $f(R)$ – произвольная функция скалярной кривизны R ; G_{AB} – многомерная метрика.

Вариация действия (1) относительно N – мерной метрики G_{AB} приводит к уравнениям модифицированной гравитации

$$R_A^B - \frac{1}{2} \delta_A^B R = \hat{T}_A^B, \quad (2)$$

где заглавные латинские буквы $A, B = 0, 1, \dots, N-2, N$; правая часть определяется следующим образом:

где $\alpha > 0$ и n константы. В этой статье мы ищем D – branes с $\text{codim} = 1$ в N – мерном пространстве, поэтому метрика имеет вид

Здесь ' означает производную по x^N координате. Уравнение (2) имеет структуру, которая совпадает со стандартными уравнениями общей теории относительности, где источником гравитационного поля является эффективный тензор энергии-импульса (3).

После подстановки метрики (5) и компонент тензора Риччи (6)-(8) в уравнения модифицированной гравитации (2), получим следующие уравнения:

Здесь мы использовали следующие обозначения: $f_R = dF(R)/dR$, $f_{RR} = d^2F(R)/dR^2$ и $f_{RRR} = d^3F(R)/dR^3$. Примем также во внимание, что скаляр Риччи имеет вид:

$$R = 2N\beta'' + N(N+1)\beta'^2. \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \beta''' - \frac{1}{n} \frac{\beta''^2}{\beta'} + \frac{(N-1)(1+N-2n)}{4n(n-1)} \beta'^3 + \frac{2(N+1)(n^2+1)-n(3N+5)}{2n(n-1)} \beta' \beta'' - \\ \frac{N-1}{4\alpha N n(n-1)} [N(N+1)\beta'^2 + 2N\beta'']^{2-n} \beta' = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Решение в начале координат, совмещенном с центром D – brane, ищем в виде

$$\beta(x^N) = \beta_0 + \gamma(x^N)^\delta + \dots \quad (13)$$

Без ограничения общности мы можем положить $\beta_0 = 0$ что соответствует переопределению координат $e^{\beta_0} x^A \rightarrow x^A$, $A = 1, 2, \dots$

Поскольку в уравнении (12) имеется третья производная по x^N , то для того чтобы это слагаемое было конечным, необходимо положить $\delta > 3$. Лидирующими слагаемыми в этом уравнении являются слагаемые с β''' и $\frac{\beta''^2}{\beta'}$. Тогда, подставляя разложение (13) в (12) и приравнивая к нулю коэффициент при $(x^N)^{\delta-3}$, получаем следующее выражение для параметра δ :

$$\delta = \frac{2n-1}{n-1}. \quad (14)$$

В результате имеем интересный результат: связь между параметрами δ и n не зависит от размерности объемлющего пространства. С учетом того, что $\delta > 3$, мы получаем следующее неравенство для n :

$$n < 2. \quad (15)$$

Асимптотическое поведение описывается в виде

$$\beta \approx k|x^N|, \quad (16)$$

и после подстановки в (12) получаем

$$k = \left\{ \frac{[N(N+1)]^{2-n}}{\alpha N(N-2n+1)} \right\}^{\frac{1}{2(n-1)}}. \quad (17)$$

Численные решения

По всей видимости получение аналитического решения уравнения (12) с ограничениями (13) и (14), описывающего thick D – brane с

Рассмотрим уравнение (10), так как, согласно тождеству Бьянки, уравнение (9) является следствием уравнения (10). Поделив всё уравнение (10) на коэффициенты при β''' , получаем следующее уравнение:

$\text{codim} = 1$, невозможно. Численное исследование этого уравнения для произвольной размерности также невозможно; поэтому мы выполним численное исследование для некоторых размерностей.

Очевидно, что решения с четными значениями параметра $\delta = 2p$ (где p – целое число) являются четными функциями относительно переменной x^N . Независимыми параметрами для уравнения (12), определяющими решение, являются размерность пространства N , показатель степени n и величина γ , определяющая значение функции β в центре браны.

Намного более сложные решения существуют при произвольном значении показателя степени n :

- Численный анализ показал, что при показателе степени $n = (2p+1)/(2q+1)$, где p, q – целые числа, регулярное решение существует при $x^N > 0$, а при $x^N < 0$ решение становится сингулярным. Наш анализ показал, что этом случае могут существовать регулярные решения при $\gamma < 0$. В таком случае можно получить регулярную брану, сшивая эти регулярные решения при $x^N = 0$. Это возможно сделать, так как при нашем выборе показателя степени δ значение функции $\beta(0)$, а также ее первая и вторая производные в центре браны равны нулю: $\beta(0) = \beta'(0) = \beta''(0) = 0$.

- Намного более сложной задачей является построение решений для иррациональных чисел δ . Дело в том, что при $x^N < 0$ вблизи начала координат может возникнуть ситуация, когда необходимо будет вычислить степень некоторого отрицательного числа. Выделяя знак минус перед таким числом, возникает проблема вычисления числа $(-1)^\delta$ для иррационального числа δ . Как известно $(-1)^\delta = \exp(i\pi\delta) = \cos(\pi\delta) + i\sin(\pi\delta)$, m – целое число. В общем случае это число становится комплексным, и в этом случае решения, по всей видимости, не существуют.

Исследуемые нами решения зависят от следующих параметров: показатель степени δ и константа γ в выражении (13) для поведения функции $\beta(x^N)$ вблизи начала координат $x^N = 0$; константы α и n из выражения (4) для вида модифицированной теории гравитации, причем α является некоторым параметром, выражающимся через новую фундаментальную длину в модифицированных гравитациях этого вида, а n определяет тип модифицированной гравитации,

На рисунке 1 показана зависимость метрической функции $\beta'(x^N)$ от показателя степени δ в выражении (13). На рисунке 2 – фазовый портрет уравнения (12), то есть зависимость $\beta'(\beta)$. На рисунке 3 показана зависимость плотности энергии от координаты x^N . Рисунки 1 и 2 демонстрируют асимптотическое AdS поведение метрической функции β : $\beta'(x^N \rightarrow \infty) \rightarrow k$, где константа k определяется выражением (17).

На рисунках 4-6 представлены, соответственно, метрическая функция $\beta(x^N)$, фазовый портрет $\beta''(\beta')$ и плотность энергии T_0^0 при различных γ .

На рисунках 7-9 представлены, соответственно, метрическая функция $\beta(x^N)$, фазовый портрет $\beta''(\beta')$ и плотность энергии T_0^0 при различных α .

На рисунках 10-12 представлены, соответственно, метрическая функция $\beta(x^N)$, фазовый портрет $\beta''(\beta')$ и плотность энергии T_0^0 при различных N .

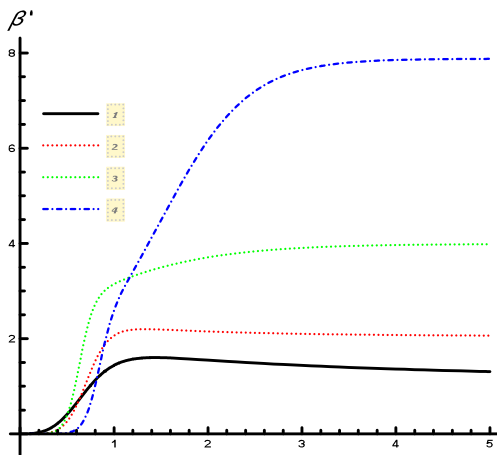


Рисунок 1 – Поведение функции $\beta'(x)$ в зависимости от различных значений параметра δ .

Для кривых 1, 2, 3, 4 соответственно $\delta = 4, 6, 8, 10$.

Это соответствует показателю степени n в модифицированной теории гравитации

$$f(R) = -\alpha R^n: n = 3/2, 5/4, 7/6, 9/8. N = 3, \alpha = 1, \gamma = 1$$

Анализируя эти результаты, можно сделать следующие выводы:

- При увеличении параметра α происходит насыщение: все кривые стремятся к некоторому пределу. Этот результат легко объясним: дело в том, что из уравнения (12) видно, что последнее слагаемое в этом уравнении стремится к нулю при увеличении α , что и приводит к уравнению

$$\beta''' - \frac{1}{n} \frac{\beta''^2}{\beta'} + \frac{(N-1)(1+N-2n)}{4n(n-1)} \beta'^3 + \frac{2(N+1)(n^2+1)-n(3N+5)}{2n(n-1)} \beta' \beta'' = 0, \quad (18)$$

не содержащему параметр α . Это уравнение дает решение, к которому стремятся решения уравнения (12) при увеличении α .

- С ростом величины параметра n также имеется насыщение: все кривые стремятся к некоторому пределу. Это можно объяснить аналогичным образом: при стремлении $n \rightarrow \infty$ уравнение (12) приобретает следующий простой вид

$$\beta''' + (N+1)\beta' \beta'' = 0, \quad (19)$$

решение которого есть

$$\beta = c_3 + \frac{2 \ln \cosh \sqrt{c_1 \frac{N+1}{2}} (x^N + c_2)}{N+1}, \quad (20)$$

и оно является приближенным решением уравнения (12) при больших n .

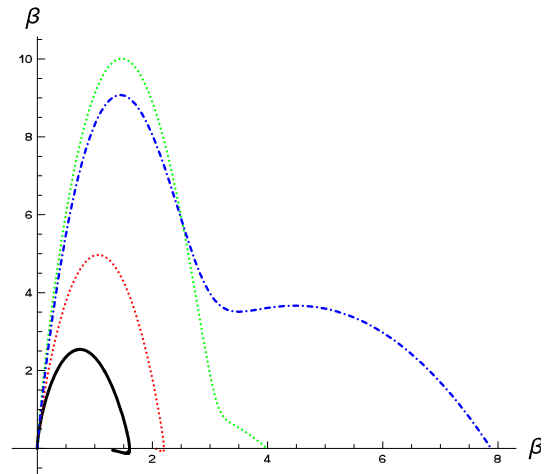


Рисунок 2 – Фазовый портрет в зависимости от различных значений параметра δ .

Для кривых 1, 2, 3, 4 соответственно $\delta = 4, 6, 8, 10$.

Это соответствует показателю степени n в модифицированной теории гравитации

$$f(R) = -\alpha R^n: n = 3/2, 5/4, 7/6, 9/8. N = 3, \alpha = 1, \gamma = 1$$

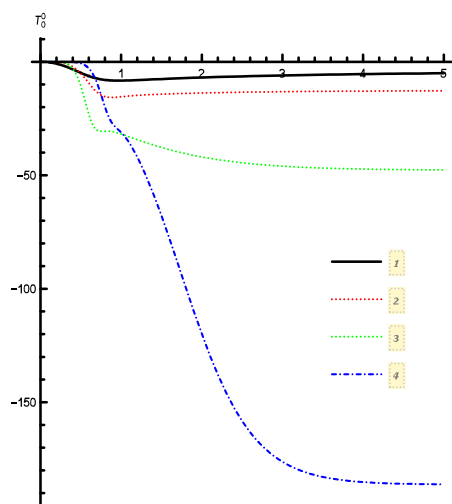


Рисунок 3 – Плотность энергии T_0^0 в зависимости от различных значений параметра δ .

Для кривых 1, 2, 3, 4 соответственно $\delta = 4, 6, 8, 10$.

Это соответствует показателю степени n в модифицированной теории гравитации

$$f(R) = -\alpha R^n; n = 3/2, 5/4, 7/6, 9/8. N = 3, \alpha = 1, \gamma = 1$$

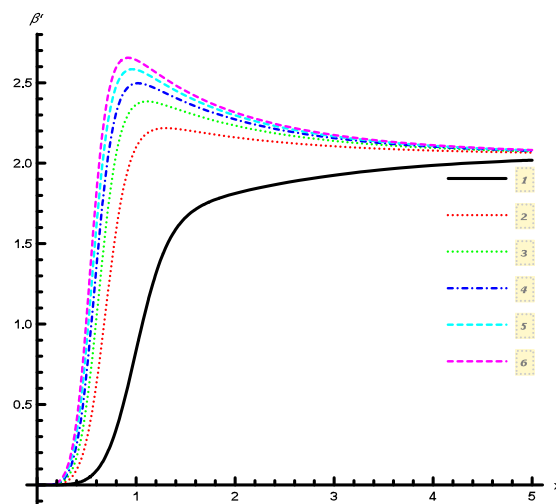


Рисунок 4 – Поведение функции $\beta'(x)$

в зависимости от различных значений параметра γ .

Для кривых 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответственно

$$\gamma = 0.1, 1.08, 2.06, 3.04, 4.02, 5.0.$$

$$N = 3, \delta = 6, n = 5/4, \alpha = 1$$

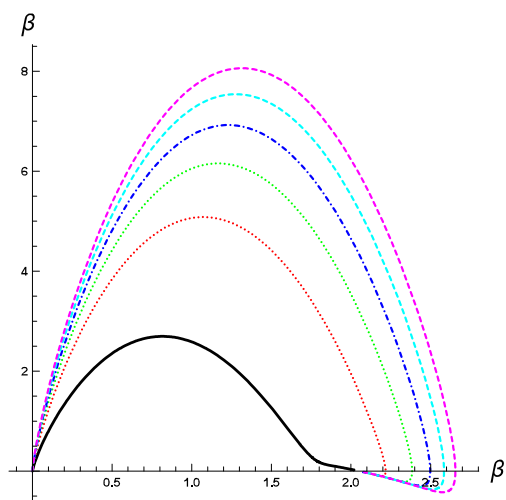


Рисунок 5 – Фазовый портрет в зависимости от различных значений параметра γ .

Для кривых 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответственно

$$\gamma = 0.1, 1.08, 2.06, 3.04, 4.02, 5.0.$$

$$N = 3, \delta = 6, n = 5/4, \alpha = 1$$

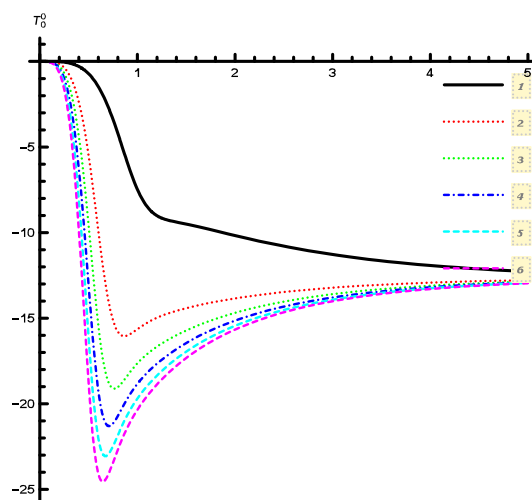


Рисунок 6 – Плотность энергии в зависимости от различных значений параметра γ .

Для кривых 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответственно

$$\gamma = 0.1, 1.08, 2.06, 3.04, 4.02, 5.0.$$

$$N = 3, \delta = 6, n = 5/4, \alpha = 1$$

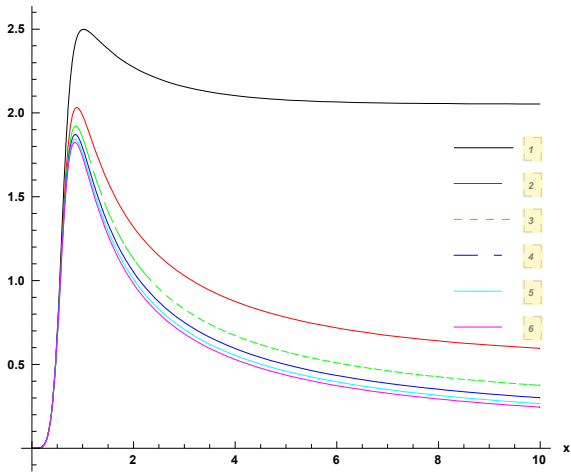


Рисунок 7 – Поведение функции $\beta'(x)$ в зависимости от различных значений параметра α .
Для кривых 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответственно $\alpha = 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0$.
 $N = 3, \delta = 6, n = 5/4, \gamma = 1.0$

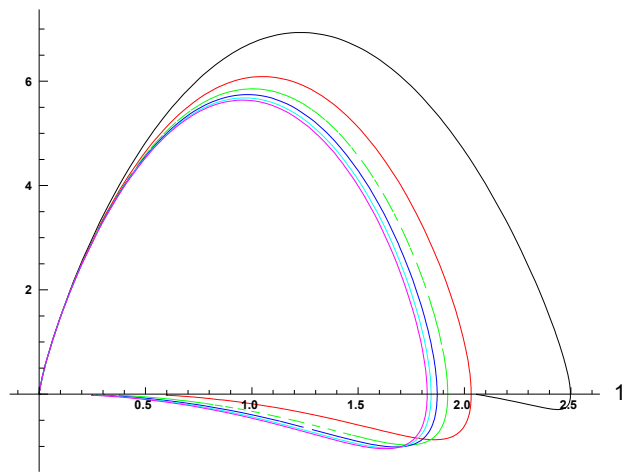


Рисунок 8 – Фазовый портрет в зависимости от различных значений параметра α .
Для кривых 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответственно $\alpha = 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0$.
 $N = 3, \delta = 6, n = 5/4, \gamma = 1.0$

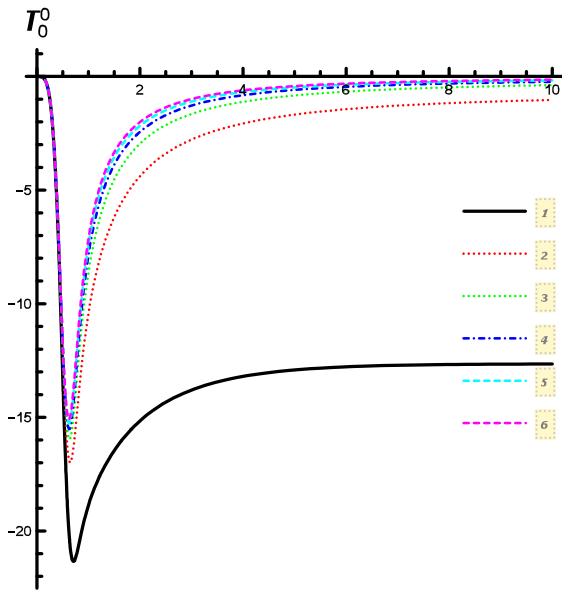


Рисунок 9 – Плотность энергии в зависимости от различных значений параметра α .
Для кривых 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответственно $\alpha = 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0$. $N = 3, \delta = 6, n = 5/4, \gamma = 1.0$

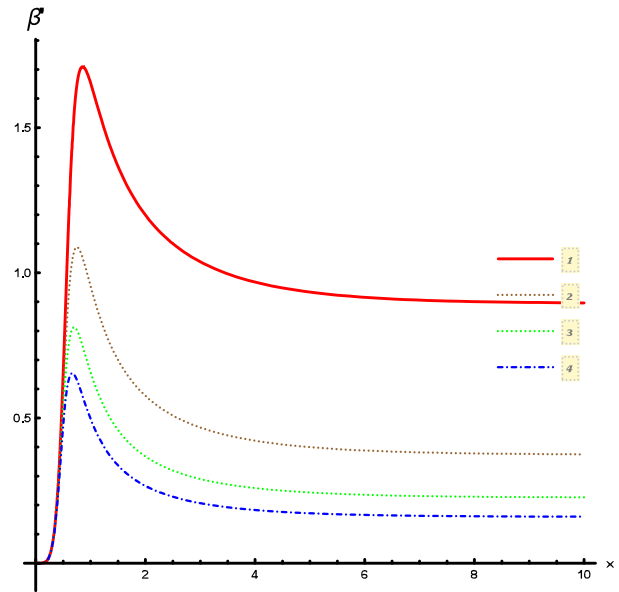


Рисунок 10 – Поведение функции $\beta'(x)$ в зависимости от различных значений размерности пространства $N = 4, 6, 8, 10$.
 $N = 3, \delta = 6, n = 5/4, \gamma = 1.0, \alpha = 1$

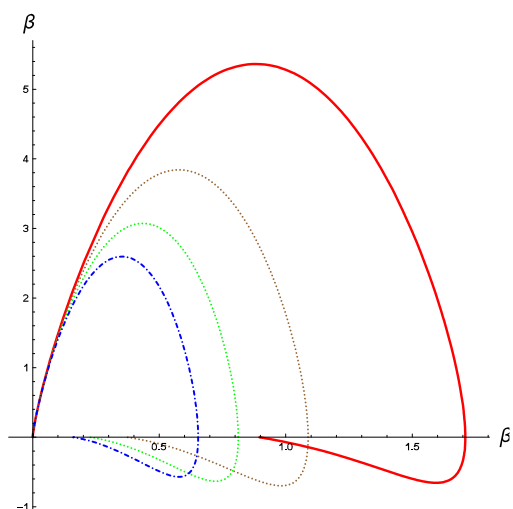


Рисунок 11 – Фазовый портрет в зависимости от различных значений размерности пространства $N = 4, 6, 8, 10$. $N = 3$, $\delta = 6$, $n = 5/4$, $\gamma = 1.0$, $\alpha = 1$

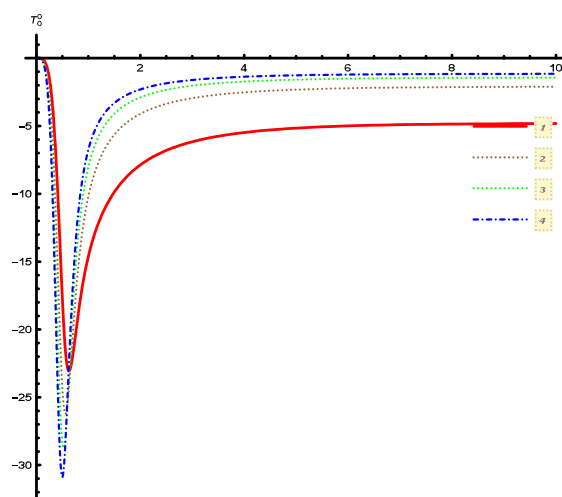


Рисунок 12 – Плотность энергии T_0^0 в зависимости от различных значений размерности пространства $N = 4, 6, 8, 10$. $N = 3$, $\delta = 6$, $n = 5/4$, $\gamma = 1.0$, $\alpha = 1$

Обсуждение и заключение

Таким образом, в данном исследовании мы получили регулярные четные плоско-симметричные решения в многомерных модифицированных теориях гравитации типа $f(R) = -\alpha R^n$. С физической точки зрения эти решения представляют собой thick branes с коразмерностью 1.

Свойства этих бран зависят от четырех величин: параметров γ и δ , описывающих свойства решения около начала координат, и параметров α и n , описывающих тип модифицированной теории гравитации. Для анализа полученных решений были найдены семейства решений при фиксированных значениях трех параметров и меняющемся значении оставшегося четвертого параметра.

В результате мы показали, что:

- Все регулярные решения имеют AdS асимптотику.
- При увеличении параметров $\alpha, n \rightarrow \infty$ решения стремятся к некоторому пределу, уже не зависящему от значений этих параметров.

• Не при всех значениях параметра n существуют решения:

- если $n = (2p + 1)/(2q + 1)$, где p, q – целые числа, то решение регулярно при $x^N > 0$ и может быть сингулярным при $x^N < 0$;

- если показатель степени n является иррациональным числом, то решений в общем случае не существует.

• Согласно уравнению (2) его правая часть играет роль эффективного тензора энергии-импульса $\hat{T}_{\mu\nu}$. Мы показали, что в этом случае эффективная плотность энергии T_0^0 является отрицательной и исследовали ее зависимость от значений параметров $\gamma, \delta, \alpha, N$.

В.Д. и В.Ф. благодарны за поддержку в рамках гранта BR05236322 по фундаментальным исследованиям в области естественных наук Министерства образования и науки Республики Казахстан. Они также благодарны Research Group Linkage Programme Фонда Гумбольдта за поддержку этого исследования.

Литература

- 1 Polchinski J. Dirichlet Branes and Ramond-Ramond Charges // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol.75. – P.4724-4727.
- 2 Horowitz G. T. and Strominger A. Black strings and p -branes // Nucl. Phys. B. – 1991. – Vol.360. – P.197-209.
- 3 Arkani-Hamed N., Dimopoulos S. and Dvali G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter // Phys. Lett. B. – 1998. – Vol.429. – P.263-272; Antoniadis I., Arkani-Hamed N., Dimopoulos S. and Dvali G. New dimensions at a millimeter to a fermi and superstrings at a TeV // Phys. Lett. B. – 1998. – Vol.436. – P.257-263.
- 4 Gogberashvili M. Hierarchy problem in the shell-Universe model // Int. J. Mod. Phys. D. – 2002. – Vol.11. – P.1635-1638; Gogberashvili M. Our world as an expanding shell // Europhys. Lett. – 2000. – Vol.49. – P.396-399; Gogberashvili M. Four dimensionality in non-compact Kaluza-Klein model // Mod. Phys. Lett.A – 1999. – Vol.14. – P.2025-2031.

- 5 Randall L. and Sundrum R. An Alternative to Compactification // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol.83. – P.3370; *ibid.* 4690.
- 6 Arkani-Hamed N. and Schmaltz M. Hierarchies without symmetries from extra dimensions // *Phys. Rev. D.* – 2000. – Vol. 61. – P.033005; Mirabelli A. and Schmaltz M. Yukawa hierarchies from split fermions in extra dimensions // *Phys. Rev. D.* – 2000. – Vol.61. – P.113011.
- 7 Aguilar S. and Singleton D. Fermion generations, masses, and mixings in a 6D brane model // *Phys. Rev. D.* – 2006. – Vol.73. – P.085007.
- 8 Deffayet C., Dvali G.R., and Gabadadze G. Nonperturbative continuity in graviton mass versus perturbative discontinuity // *Phys. Rev. D.* – 2002. – Vol.65. – P.044023; Gogberashvili M. Acceleration of a spherical brane-universe // *Phys. Lett. B.* – 2006. – Vol.636. – P.147-149.
- 9 Gogberashvili M. and Maziashvili M. Dark Matter in the Framework of Shell-Universe // *Gen. Rel. Grav.* – 2005. – Vol.37. – P.1129.
- 10 Dzhunushaliev V., Folomeev V., and Minamitsuji M. Thick brane solutions // *Rept. Prog. Phys.* – 2010. – Vol.73. – P.066901.
- 11 Schunck F.E. and Mielke E.W. General relativistic boson stars // *Class. Quant. Grav.* – 2003. – Vol.20. – P.R301.
- 12 Asymptotically flat scalar, Dirac and Proca stars: Discretevs.continuous families of solutions // *Phys. Lett.* -2017. -V. B773. -P.654-662.
- 13 Dzhunushaliev V. and Folomeev V. Dirac star in the presence of Maxwell and Proca fields // *Phys. Rev. D.* – 2019. – Vol.99, no. 10. – P.104066.
- 14 Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B. and Kunz J. Some thick brane solutions in f(R)-gravity // *JHEP.* – 2010. – Vol.1004. – P.130.
- 15 Riess A. et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant // *Astron. J.* – 1998. – Vol.116. – P.1009-1038.
- 16 Perlmutter S.J. et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae // *Astroph. J.* – 1999. – Vol.517. – P.565-586.
- 17 Nojiri S. and Odintsov S.D. Unified cosmic history in modified gravity: from F(R) theory to Lorentz non-invariant models // *Phys. Rept.* – 2011. – Vol.505. – P.59-144.

References

- 1 J. Polchinski, *Phys. Rev. Lett.* 75, 4724 (1995).
- 2 G. T. Horowitz and A. Strominger, *Nucl. Phys. B* 360, 197 (1991).
- 3 N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, *Phys. Lett. B* 429 263 (1998); I.Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, *Phys. Lett. B* 436 257 (1998).
- 4 M. Gogberashvili, *Int. J. Mod. Phys. D* 11, 1635 (2002); *ibid.* 1639 (2002); M. Gogberashvili, *Europhys. Lett.*, 49, 396 (2000); M. Gogberashvili, *Mod. Phys. Lett., A* 14, 2025 (1999).
- 5 L. Randall and R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* 83, 3370 (1999); *ibid.* 4690.
- 6 N. Arkani-Hamed and M. Schmaltz, *Phys. Rev. D* 61, 033005 (2000); A. Mirabelli and M. Schmaltz, *Phys. Rev. D* 61, 113011 (2000).
- 7 S. Aguilar and D. Singleton, *Phys. Rev. D* 73, 085007 (2006).
- 8 C. Deffayet, G.R. Dvali, and G. Gabadadze, *Phys. Rev. D* 65, 044023 (2002); M. Gogberashvili, *Phys. Lett. B* 636, 147 (2006).
- 9 M. Gogberashvili and M. Maziashvili, *Gen. Rel. Grav.* 37, 1129 (2005).
- 10 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, and M. Minamitsuji, *Rept. Prog. Phys.* 73, 066901 (2010).
- 11 F.E. Schunck and E. W. Mielke, *Class. Quant. Grav.* 20, R301 (2003)
- 12 C. A. R. Herdeiro, A. M. Pombo and E. Radu, *Phys. Lett. B* 773, 654 (2017)
- 13 V. Dzhunushaliev and V. Folomeev, *Phys. Rev. D* 99, no. 10, 104066 (2019)
- 14 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, B. Kleihaus and J. Kunz, *JHEP* 1004, 130 (2010).
- 15 A. Riess et al., *Astron. J.* 116, 1009 (1998), *astro-ph/9805201*.
- 16 S. J. Perlmutter et al., *Astroph. J.* 517, 565 (1999), *astro-ph/9812133*.
- 17 S. Nojiri and S. D. Odintsov, *Phys. Rept.* 505, 59 (2011).

**Shaulov S.B.^{1,2}, Saduyev N.O.^{1,4}, Kalikulov O.A.³, Zhukov V.V.¹,
Ryabov V.A.¹, Shepetov A.L.¹, Vil'danova V.I.¹, Muhkamejanov E.S.^{3,4},
Yerezhep N.O.^{3*}, Shinbulatov S.K.³, Zhumabayev A.I.³, Utey Sh.B.^{3,4}**

¹P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow

²Moscow Institute of Physics and Technology (State University), MIPT (SU), Russia, Moscow

³Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

⁴Ministry of Education and science of RK RSE «Al-Farabi KazNU

«National Nanotechnology Laboratory of Open Type», Kazakhstan, Almaty

*e-mail: nurzhan.yerezhep@gmail.com

AUTONOMOUS STATION FOR RECORDING RADIATION IN A THUNDERSTORM ATMOSPHERE AT THE TIEN SHAN HIGH MOUNTAIN COSMIC-RAY STATION

During the past decades, considerable attention has been paid to the search and registration of electromagnetic radiation accompanying lightning discharges in the atmosphere when studying processes occurring in thunderclouds. Such studies are of interest for understanding the mechanisms of lightning generation and its further development, leading to the generation of an avalanche of charged particles accelerated by an electric field, the hard bremsstrahlung of which is registered by the detectors. In this work we consider a compact measuring system, which was created at the Tien Shan High-Mountain Scientific Station for registering radiation during thunderstorm activity. A feature of the system is complete autonomy, when all its components (detectors, recording electronics, battery) are placed inside a solid metal casing, which plays the role of an electromagnetic screen and does not have any connections to external cable lines. This allows one to record radiation directly inside the thundercloud. Examples of gamma-radiation detection using a NaI crystal scintillation detector, as well as the detection of charged particles by a special detector, which is a stack of two flat scintillation detectors of a large area and a rubber filter placed between them, are considered.

Key words: thunderstorm, thundercloud, hard X-ray, high-energy cosmic rays.

Шаулов С.Б.^{1,2}, Садуаев Н.О.^{3,4}, Каликулов О.А.³, Жуков В.В.¹,
Рябов В.А.¹, Щепетов А.Л.¹, Пискаль В.В.¹, Мухамеджанов Е.С.^{3,4},
Ережеп Н.О.^{3*}, Шинбулатов С.К.³, Жумабаев А.И.³, Утей Ш.Б.^{3,4}

¹Ресей ғылым академиясының П.Н. Лебедев атындағы физика институты, Ресей, Мәскеу қ.

²Мәскеу физика-техникалық институты (Мемлекеттік университет), МФТИ (Мәскеу), Ресей, Мәскеу қ.

³Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

⁴Білім және ғылым министрлігі «Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ»

ШЖК РМК «Ашық Түрдегі Ұлттық Нанотехнологиялық Зертхана», Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: nurzhan.yerezhep@gmail.com

Тянь-Шань биік таулы ғарыштық сәулелер станциясындағы Жер атмосферасында найзағай сәулеленуін тіркеуге арналған автономды өлшеу жүйесі

Соңғы онжылдықтар ішінде атмосферада найзағайдың пайда болуымен бірге электромагниттік сәулеленуді іздеуге және тіркеуге, күн күркіреу кезінде пайда болатын процестерді зерттеуге көп көңіл бөлінді. Мұндай зерттеулер найзағайдың пайда болу механизмін және оның кейінгі дамуын түсінуге қызығушылық тудырады, олар электр өрісі арқылы жеделдетіліп, детекторлармен жазылады. Бұл мақалада нәсер белсенділігі кезінде сәулеленуді жазу үшін Тянь-Шань биік таулы ғылыми-зерттеу станциясында құрастырылған ықшам өлшеу жүйесі қарастырылған. Жүйенің ерекшелігі ретінде оның барлық компоненттері (детекторлар, жазба электроникасы, батарея) электромагниттік экранның рөлін ойнайтын және сыртқы кабель желілеріне қосылмай тұра қатты металл корпусына салынған кезде толық автономияға ие болуы. Бұл күн сәулесінен тікелей сәуле түсіруге мүмкіндік береді. NaI кристалды сцинтилляция детекторымен гамма-сәулеленуді анықтаудың үлгілері, сондай-ақ зарядталған бөлшектерді үлкен аймақтың екі жазық

сцинтилляция детекторларының және олардың арасында орналасқан резеңке сүзгіштің жинағы болып табылатын арнайы детектор арқылы анықтау қарастырылған.

Түйін сөздер: найзағай, күн күркіреуі, жоғары энергиялы ғарыш сәулелері, қатты рентген сәулелері.

Шаулов С.Б.^{1,2}, Садуев Н.О.^{3,4}, Каликулов О.А.³, Жуков В.В.¹,
Рябов В.А.¹, Щепетов А.Л.¹, Пискаль В.В.¹, Мухамеджанов Е.С.^{3,4},
Ережеп Н.О.^{3*}, Шинбулатов С.К.³, Жумабаев А.И.³, Утей Ш.Б.^{3,4}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, г. Москва

²Московский физико-технический институт (государственный университет), МФТИ (ГУ), Россия, г. Москва

³Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

⁴Министерство Образования и Науки РК РГП ПХВ «КазНУ им. Аль-Фараби»

«Национальная Нанотехнологическая Лаборатория Открытого Типа», Казахстан, г. Алматы

*e-mail: nurzhan.yerezhep@gmail.com

Автономная измерительная система для регистрации грозового излучения в атмосфере Земли на Тянь-Шаньской высокогорной станции космических лучей

В течение последних десятилетий значительное внимание уделялось поиску и регистрации электромагнитного излучения, сопровождаемого разрядами молнии в атмосфере, при изучении процессов, происходящих в грозовых облаках. Такие исследования представляют интерес для понимания механизмов генерации молнии и ее последующего развития, которые ускоряются электрическим полем и регистрируются детекторами. В данной работе рассмотрена компактная измерительная система, которая создана на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции для регистрации излучений во время грозовой активности. Особенностью системы является полная автономность, когда все ее компоненты (детекторы, регистрирующая электроника, аккумулятор) размещаются внутри сплошного металлического кожуха, играющего роль электромагнитного экрана и не имеющего каких-либо подключений к внешним кабельным линиям. Это позволяет регистрировать излучения непосредственно внутри грозового облака. Рассмотрены примеры регистрации гамма-излучения сцинтилляционным детектором на основе кристаллов NaI, а также регистрации заряженных частиц специальным детектором, который представляет собой стопку из двух плоских сцинтилляционных детекторов большой площади и размещенного между ними резинового фильтра.

Ключевые слова: гроза, грозовое облако, жесткий рентген, высокоэнергетические космические лучи.

Introduction

During the past decades, considerable attention has been paid to the search and registration of electromagnetic radiation accompanying lightning discharges in the atmosphere when studying processes occurring in thunderclouds. Such studies are of interest for understanding the mechanisms of lightning generation and its further development, leading to the generation of an avalanche of charged particles accelerated by an electric field, the hard bremsstrahlung of which is registered by the detectors. Examples of such works are experiments conducted at the height of mountains in Armenia [1, 2] and Japan [3]. At the complex installation of the Tien-Shan high-mountain station [4, 5], similar experiments on the detection of hard X-ray and gamma radiation from thunderclouds were launched in the mid-2000s (the Thunderstorm experiment). In the course of these works, the fine time structure of short-duration gamma-ray flashes that accompany

lightning discharges on a time scale of the order of hundreds and thousands of microseconds [6, 7, 8, 9, 10, 11] was discovered, and the first estimates of its energy spectrum were obtained in energies from tens of keV to several of MeV [12]. The correlation of processes in a thunderstorm atmosphere with high-energy cosmic rays was also studied [13, 14]. In addition, thermal neutron flashes were observed at the facility at moments of lightning discharges [15, 16, 17]. Recent studies have carried out measurements of all types of high-energy radiation that accompany lightning discharges [18, 19, 20].

According to theoretical predictions, as well as the results of the simulation of the development of electron avalanches in the electric field of a thundercloud, the distribution function of electrons in the corners is strongly elongated in the direction of their acceleration (along the field). Since the direction of the electric field in a thunderstorm field is usually vertical, the generated electron avalanches, as well as gamma-rays of bremsstrahlung propagate

mainly in the vertical direction. In addition, gamma rays have relatively small range in the atmosphere (hundreds of meters). Considering all this, detectors designed for their registration should be located close to the area of generation of radiation; preferably directly inside the thundercloud. At the same time, special attention should be paid to protecting recording systems from accompanying close lightning discharges of powerful electromagnetic interference, which, with insufficient attention to this issue, can lead to a strong distortion of measurement results, as well as to a rapid and complete lay-up of the installation resulting in disruption of work. The most suitable for such conditions is the experiment scheme using portable gamma-radiation detectors based on modern microprocessor technology of a compact data collection system and a battery-powered power supply system independent of external sources, which should ensure autonomous operation of the tracking station throughout the entire period of thunderstorm (1-2 hours). In this case, the entire measuring system as a whole (detector, recording electronics, battery) must be placed inside a solid metal casing, which plays the

role of an electromagnetic screen and does not have any connections to external cable lines.

The relief of the surrounding mountain slopes of the Tien-Shan High-Mountain Station provides a convenient opportunity to conduct experiments of this kind, allowing one to place the tracking stations at altitudes of 300-500 m above the Station's average level (3340 m above sea level), moreover in such case the detectors are immersed directly inside the thunderclouds that are passing over the mountain pass of the Station. At the same time, relatively convenient access to the tracking stations and their continuous connection with the information network of the Tien-Shan Station is maintained, which allows organizing round-the-clock staff duty at these stations to maintain their continuous operation, as well as processing and analyzing the incoming data using the computer systems of the station in real time mode. During 2015-2017, such an autonomous tracking station (Fig. 1) was gradually created at a point located on the mountain ridge surrounding the Tien-Shan station, at an altitude of ~ 3800 m above sea level (~ 400 m above the average level of the Station).



Figure 1 – Left: remote tracking station near the top (400 m above the Tien Shan station, 3750 m above sea level). In the center: shielded scintillation gamma detector with an autonomous power supply system. Right: compact microprocessor data acquisition system

Instrumentation

The tracking station is intended for registration of hard electromagnetic radiation generated at the time of lightning discharges. For this purpose, a scintillation gamma detector based on an inorganic NaI(Tl) crystal with a diameter of 110 mm and a height of 110 mm, with an efficiency of 20-80%

with respect to the detection of gamma radiation in various energy ranges is used. A block diagram of the registration of gamma radiation is presented in Fig.2. The scintillation crystal is coupled to a photomultiplier tube FEU-110; electrical signals from the anode of the PMT are fed to a 12-channel pulse discriminator, which allows measuring the amplitude spectrum of the input signals in a 30-fold am-

plitude range. Absolute energy calibration of the detector was performed using a set of radioactive gamma sources; The discriminator thresholds were tuned to 12 different energy values in the range of 30 keV – 1 MeV. The intensities of the pulses generated by the discriminator are continuously recorded using a measuring system built on the basis of the microprocessor set STM32F407/STM32F4DISCOVERY [21]. Measurement of the intensity of scintillation signals is performed simultaneously in two time ranges: continuous monitoring of the current intensity with a time resolution of 1 s and measurement of time intensity scans with a resolution of 30-100 μ s over a time interval of -1 – +1 s relative to the moment of lightning discharge. The measuring system is equipped with an autonomous power supply based on a car battery and a voltage converter, ensuring the possibility of its independent operation for at least 2-3 hours during the passage of thunderstorm clouds. The scintillation detector, the recording electronics and the autonomous power supply system are inside a solid metal box made by welding from sheet metal with a thickness of 2 mm.

The time course of development of a lightning discharge, which serves as a source of gamma radi-

ation, is recorded using a special radio antenna system that operates at the Tian-Shan station in synchronization with the detectors located on the mountain ridge of the upper autonomous station. Mutual time synchronization of the data acquisition system in a stand-alone unit with a system of radio detectors (as well as with detectors located on the station's territory, intended to record a possible signal from the neutron component generated during the lightning discharge radiation process, which serves to locate the lightning position by a system of acoustic sensors, etc.) is produced in the period of clear weather between thunderstorms with an accuracy of no less than 1 millisecond via a computer network (using the ntp protocol), or by means of GPS-receivers.

During the summer seasons of 2016 and 2017, the autonomous gamma-radiation detection system at the upper detector station operated continuously for four months, starting in mid-May until mid-September. During this time, continuous monitoring records of the intensity of atmospheric gamma radiation were obtained for 12 energy ranges with a resolution of 1 s, which are supposed to be used for further studies related to the behavior of gamma radiation background in the atmospheric surface layer during clear weather and during precipitation.

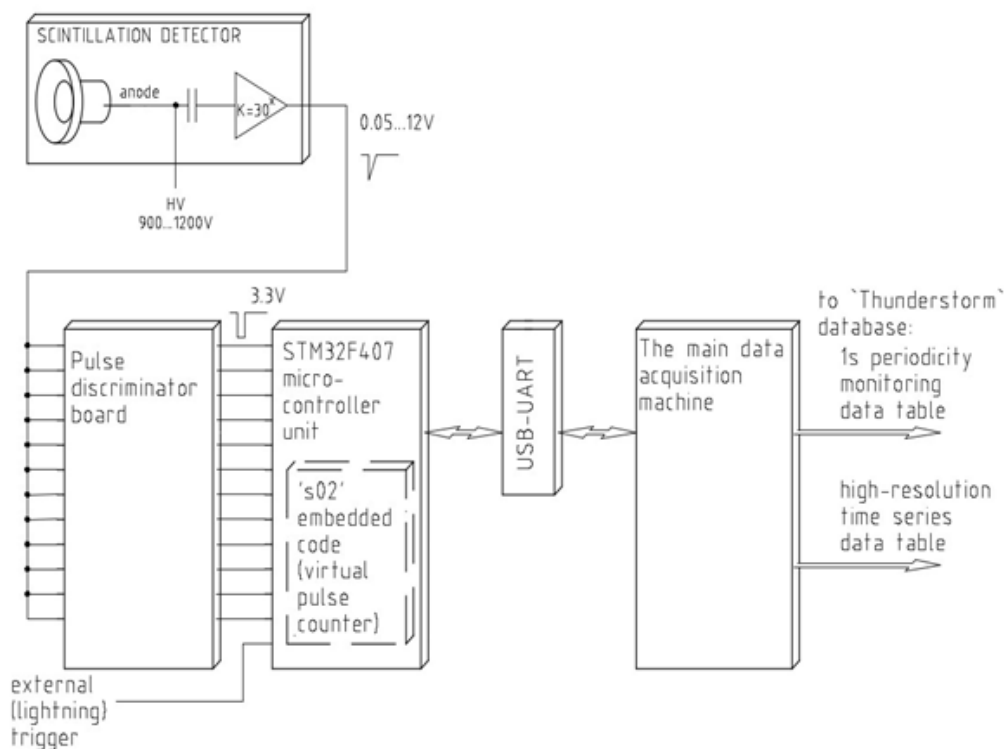


Figure 2 – Block diagram of the gamma radiation detection system

The peculiarity of the autonomous radiation registration station is in the principle of selection of events associated with close atmospheric discharges. Indeed, the selection based on triggers from lightning, which are effectively produced by the radio system of the Tien-Shan station and broadcast via cable lines to all installations located in its territory, is inapplicable in the conditions of a remote location due to the impossibility of direct cable communication with its common trigger station system, and at the same time, the use of any modern means of communication via a radio channel (such as wi-fi, etc.) is not possible because of the need to work directly during thunderstorms. Therefore, the set of programs that provide control of the data collection system of an autonomous point was supplemented with an algorithm for generating its own, purely logical trigger that triggers the recording of temporal intensity distributions of signals from particle detectors with high temporal resolution. The essence of this algorithm is that the software system continuously monitors the intensity of the current stream of input pulses and itself, in a purely software way, generates the trigger signal necessary for its synchronization at the moment when this stream satisfies certain conditions established at the time of launching the program. In particular, when registering the temporal distributions of the intensity of gamma radiation during the summer season of 2017, the condition “a

total number of at least 12 pulses over three consecutive time distribution intervals (ie 480 μ s)» was applied. In addition, the program complex provides for the possibility of mutual binding of all programs that otherwise independently control the various systems of detectors located at an autonomous point, but can synchronize their work with a trigger signal generated by one (any) of them.

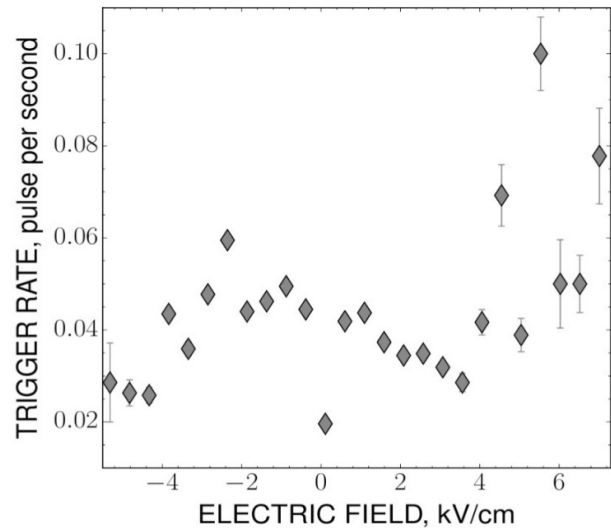


Figure 3 – The frequency of operation of the software trigger, depending on the electric field



Figure 4 – Detector of charged particles

The graph presented in Fig. 3 illustrates the generation frequency of the software trigger (according to the above algorithm) for different periods of time, depending on the strength of the atmospheric electric field, which was measured by a special detector located at the Tien Shan Station. It can be seen that the number of trigger signals

per second is minimal in the period of time when the field is close to zero, has a moderate value as the thunderstorm clouds passing a station carrying a negative (relative to the “ground”) charge, and increases dramatically as the positively charged clouds. Thus, this graph shows a reasonably reasonable dependence of the intensity of triggering

of the software trigger algorithm on the field strength: it turns out to be maximum with a positive field, which really should accelerate negatively charged particles (cosmic ray electrons) from the thundercloud in the direction of the measurement setup.

In the summer season of 2017, the autonomous detector system at the remote tracking station was supplemented by a charged particle detector (Fig. 4), which is a stack of two flat scintillation detectors of a large area and a rubber filter placed between them. Unlike the crystal scintillator, which is used in the gamma-ray detector, the sensitive elements of the newly installed detector are formed by a large area scintillation plastic (1x1 sq. M), which, due to its small atomic weight and small thickness (1 cm),

has a high efficiency with respect to the detection of charged particles, and low with respect to gamma radiation [22]. Charged particles – electrons are supposed to be generated during atmospheric electrical discharges, and the new detector is designed to directly register them.

The rubber absorber filter between the scintillator planes with a total thickness of ~ 60 g/cm² serves to isolate the contribution from charged particles of different energy to the total signal and allows a rough estimate of the energy spectrum of the detected radiation by the presence or absence of coincidence signals between the scintillator planes. In the future, this type of detector is supposed to be supplemented with another 2-3 sensitive rows of scintillators.

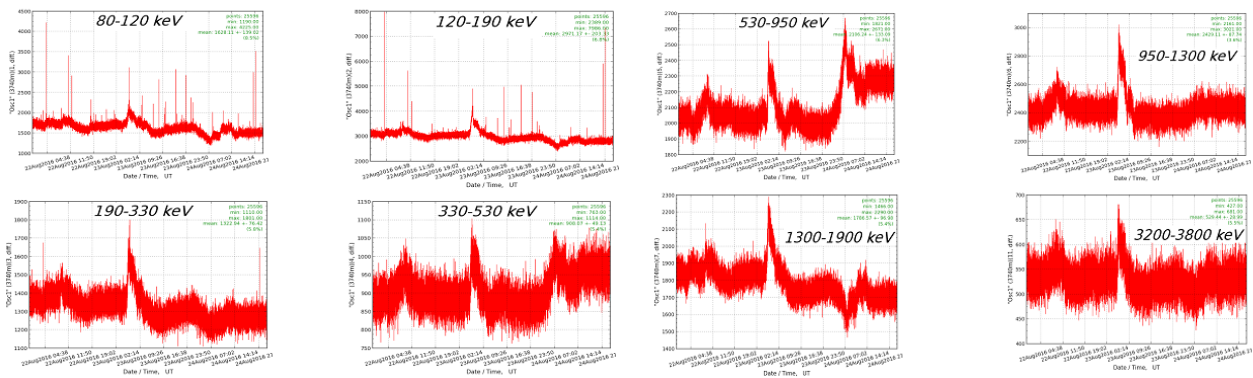


Figure 5 – Signal intensities in different energy ranges of gamma radiation at the level of an autonomous detector point for three days in August 2016

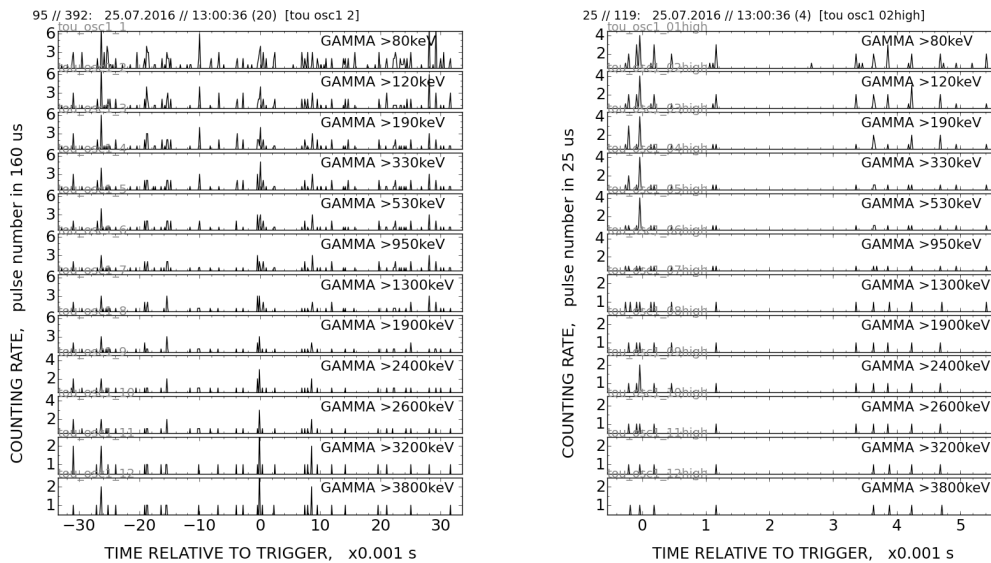


Figure 6 – The intensity distribution of gamma radiation in the time vicinity of the electric discharge, resolution – 160 μ s (left) and 25 μ s (right)

The output signals of a large area scintillation detectors and the coincidence signals between them are recorded by a common data acquisition system of an autonomous detector point, similar to the signals of a gamma-ray detector. A special condition was added to the software algorithm for generating an autonomous trigger that ensures the selection of events in which signals from a charged particle detector are observed: recording time intensity distributions with high temporal resolution was initiated when recording at least 5 pulses from any of the planar scintillators during one interval time scan (160 μ s).

First results

Fig. 5 presents examples of the results of measurements of the intensity of signals in different energy ranges of gamma radiation at the level of an autonomous detector point for three days in August

2016. Measurements of the intensity of scintillation pulses from a gamma detector were carried out continuously with a period of 1 s. The sharp increase in the intensity of gamma radiation on the afternoon of August 23 is associated with the passage of a thunderstorm cloud near the Tien Shan Station and precipitation.

Fig. 6 shows the distribution of the intensity of gamma radiation in the time vicinity of electrical discharges, measured in the same events with a resolution of 160 μ s and 25 μ s.

Fig. 7 shows the results of recording the intensity of signals from scintillation detectors of charged particles. The intensities of scintillation signals from the upper (plastic-up) and lower (plastic-low) detectors, as well as signals of coincidence between them (plastic-coin.), measured with a 1-second period during the passage of a thunderstorm during the afternoon of August 23 are presented.

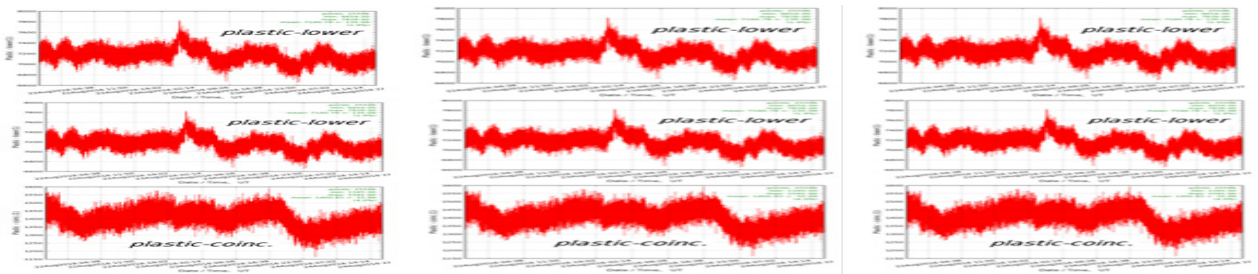


Figure 7 – The time course of the intensity of the signal of the plastic detector; below – a coincidence signal between the lower and upper detectors

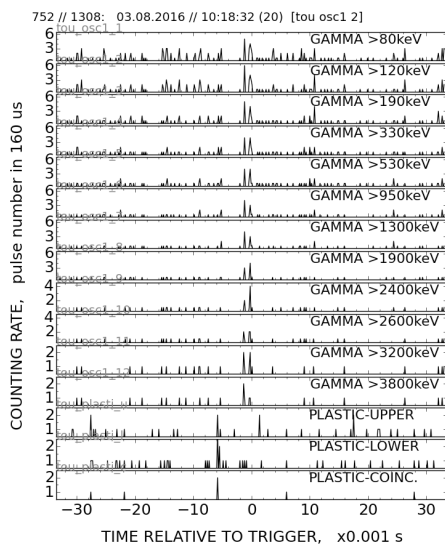


Figure 8 – An example of the registration of a temporary change in the intensity of signals from a gamma detector and detectors of charged particles in the time around triggering

The temporal distributions in Fig. 8, represent the intensity course of signals from a gamma detector and charged particle detectors (the three lower distributions on each panel are labeled as PLASTIC-UPPER, PLASTIC-LOWER and PLASTIC-COINC) recorded with a resolution of 160 μ s with an internal trigger from the channels of the charged particle detector.

Conclusion

An autonomous tracking station for detecting radiation directly inside the thundercloud was created at the Tien-Shan High-Mountain Scientific Station. Its main elements are gamma-radiation and charged particle detectors, a compact data acquisition system and a battery-powered power supply system independent of external sources, which ensures the autonomous operation of the measuring point throughout the entire period

of thunderstorm (up to two hours). The first data on the measurements of the intensities of gamma radiation and the charged component demonstrated the efficiency and high reliability of all the systems of the autonomous registration point. The developed new approach to conducting an experiment under conditions of thunderstorm activity makes it possible to expand the field of observation of radiation almost unlimitedly by increasing the number of observation points and

placing them at different heights of the mountain massif.

Acknowledgments

This work was supported by the IRN program #BR05236494 “Fundamental and applied studies in related fields of physics of terrestrial, near-earth and atmospheric processes and their practical application”.

References

- 1 Chilingarian A. et al. Ground-based observations of thunderstorm-correlated fluxes of high-energy electrons, gamma rays, and neutrons // *Phys. Rev. D.* – 2010. – Vol. 82. – P. 3043009.
- 2 Chilingarian A. et al. Particle bursts from thunderclouds: Natural particle accelerators above our heads // *Phys.Rev.* – 2011. – Vol. 83. – P. 062001
- 3 Tsuchiya H. et al. Observation of an energetic radiation burst from Mountain-Top thunderclouds // *Phys.Rev.Letters* – 2009. – Vol. 102. – P. 255003.
- 4 Chubenko A.P. et al. New complex EAS installation of the Tien Shan mountain cosmic ray station // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* – 2016. – Vol. 832. – P. 158-178.
- 5 Ryabov V.A. et al. Modern status of the Tien-Shan cosmic ray station // *EPJ Web of Conferences* –2017. – Vol. 145. – P. 12001.
- 6 Chubenko A.P. et al. Intensive X-ray emission bursts during thunderstorms // *Physics Letters A.* –2000. – Vol. 275. – P. 90-100.
- 7 Gurevich A.V. et al. Experimental evidence of giant electron – gamma bursts generated by extensive atmospheric showers in thunderclouds // *Phys.Lett. A.* – 2004. – Vol. 325. – P. 389-402.
- 8 Gurevich A.V. et al. Nonlinear phenomena in the ionospheric plasma. Effects of cosmic rays and runaway breakdown on thunderstorm discharges // *Physics Uspekhi.* – 2009. – Vol. 52. – P. 735-745.
- 9 Gurevich A.V. et al. Gamma-ray emission from thunderstorm discharges // *Physics Letters A.* – 2011. – Vol. 375. – P. 1619-1625.
- 10 Gurevich A.V. et al. The effective growth of gamma-ray background during a thunderstorm // *Physics Letters A.* – 2011. – Vol. 375. – P. 4003-4006.
- 11 Gurevich A.V. et al. Correlation of radio and gamma emissions in lightning initiation // *Physical Review Letters.* – 2013. – Vol. 111. – P. 165001.
- 12 Chubenko A.P. et al. Energy spectrum of lightning gamma emission // *Physics Letters A.* – 2009. – Vol. 373. – P. 2953-2958.
- 13 Antonova V.P. et al. Study of interrelation between processes in the thunderstorm atmosphere and energetic cosmic rays with Groza Tien-Shan developmental installation // *Technical Physics.* – 2007. – Vol. 52, Iss. 11. – P. 1496-1501.
- 14 Antonova V.P. et al Influence of cosmic rays and the runaway-electron breakdowns on thunderstorm processes in the atmosphere // *Radiophysics and Quantum Electronics.* – 2009. – Vol. 52, Iss. 9, – P. 627-641.
- 15 Gurevich A.V. et al. Strong flux of low-energy neutrons produced by thunderstorms // *Physical Review Letters.* – 2012. – Vol. 108. – P. 125001.
- 16 Gurevich A.V. et al. The time structure of neutron emission during atmospheric discharge // *Atmospheric Research.* – 2015. – Vol. 164. – P. 339-346.
- 17 Gurevich A.V. et al. Comment on “Decrease of atmospheric neutron counts observed during thunderstorms” *Physical Review Letters.* – 2015. – Vol. 115. – P. 179501.
- 18 Mitko G.G. et al Bursts of gamma-rays, electrons and low-energy neutrons during thunderstorms at the Tien-Shan// *Journal of Physics: Conference Series.* – 2013. – Vol. 409. – P. 012234.
- 19 Gurevich A.V. et al. Observations of high-energy radiation during thunderstorms at Tien-Shan *Physical Review D.* – 2016. – Vol. 94. – P. 023003.
- 20 Gurevich A.V. et al. Simultaneous observation of lightning emission in different wave ranges of electromagnetic spectrum in Tien Shan mountains // *Atmospheric Research* – 2018. – Vol. 211. – P. 73-84.
- 21 STechnology “User manual. Discovery kit for STM32F407/417 lines” // <http://stechnology.com> UM1472.

22 Britvich, G. I. et al. The large scintillation charged particles detector of the Tien-Shan complex ATHLET // Nucl. Instrum. Methods A. – 2006. – Vol. 564, – P. 225-234.

References

- 1 A. Chilingarian et al. Phys.Rev. D 82, 043009 (2010).
- 2 A. Chilingarian et al. Phys.Rev. 83, 062001 (2011).
- 3 H. Tsuchiya et al. Phys.Rev.Letters 102, 255003 (2009).
- 4 A.P. Chubenko et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 832, 158-178 (2016).
- 5 V.A. Ryabov et al. EPJ Web of Conferences 145, 12001 (2017).
- 6 Chubenko A.P. et al. Physics Letters A 275, 90-100 (2000).
- 7 A.V. Gurevich et al. Phys.Lett. A 325, 389-402, (2004).
- 8 A.V. Gurevich et al. Physics Uspekhi 52, 735-745 (2009).
- 9 A.V. Gurevich et al. Physics Letters A 375, 1619-1625 (2011).
- 10 A.V. Gurevich et al. Physics Letters A 375, 4003-4006 (2011).
- 11 A.V. Gurevich et al. Physical Review Letters 111, 165001 (2013).
- 12 A.V. Gurevich et al. Physics Letters A 373, 2953-2958 (2009).
- 13 V.P. Antonova et al. Technical Physics 52, 11, 1496-1501 (2007).
- 14 V.P. Antonova et al Radiophysics and Quantum Electronics 52(9), 627-641(2009).
- 15 A.V. Gurevich et al. Physical Review Letters 108, 125001 (2012).
- 16 A.V. Gurevich et al. Atmospheric Research 164-165, 339-346 (2015).
- 17 A.V. Gurevich et al. Physical Review Letters 115, 179501 (2015).
- 18 G.G. Mitko et al Journal of Physics: Conference Series 409, 012234 (2013).
- 19 A.V. Gurevich et al Physical Review D 94, 023003 (2016).
- 20 A.V. Gurevich et al. Atmospheric Research 211, 73-84 (2018).
- 21 STechnology <http://stechnology.com> UM1472.
- 22 G. I. Britvich, et al. Nucl. Instrum. Methods A 564, 225-234 (2006).

**Дьячков В.В.¹, Бияшева З.М.², Исмагулова Д.А.²,
Нүкетай А.Б.², Зарипова Ю.А.^{1,2*}, Шакиров А.Л.^{1,2},
Юшков А.В.¹**

¹Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа
при КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Научно-исследовательский институт проблем биологии и биотехнологии
при КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: ZJ_KazNU@mail.ru

ИЗМЕРЕНИЯ ЭМАНАЦИИ ИЗОТОПОВ РАДОНА В ЖИЛЫХ И АДМИНИСТРАТИВНЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ

Данная работа посвящена изучению распределения альфа-активности природных радионуклидов в школах-интернатах, находящихся вблизи зон тектонических разломов г. Алматы. Измерения были произведены в школах-интернатах, которые одновременно являются и жилыми, и административными помещениями. В результате измерений была построена 2D-топология распределения плотности потока альфа-излучения изотопов радона и их ДПР от высоты измерения (этажности) для каждой школы-интерната и 2D-топология распределения плотности потока альфа-излучения от расстояния до тектонического разлома. По результатам измерений был найден коэффициент концентрации радона от расстояния от тектонического разлома. Используя полученную закономерность можно построить график зависимости объемной альфа-активности для других школ, если известно их расстояния от тектонического разлома.

Ключевые слова: радон, дочерние продукты распада радона, альфа-активность, тектонические разломы, природный радиационный фон.

**Dyachkov V.V.¹, Biyasheva Z.M.², Ismagulova D.A.²,
Nuketay A.B.², Zaripova Y.A.^{1,2*}, Shakirov A.L.^{1,2}, Yushkov A.V.¹**

¹National Nanotechnology Laboratory of Open Type, Kazakhstan, Almaty

²Scientific Research Institute Of Biology And Biotechnology Problems, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: ZJ_KazNU@mail.ru

Measurements of emanation of radon isotopes in residential and administrative buildings

The distribution of alpha activity of natural radionuclides in boarding schools located near the tectonic fault zones of Almaty was studied. Measurements were made in boarding schools, which are both residential and administrative buildings. As a result of the measurements, a 2D topology of the distribution of the alpha-radiation flux density of radon isotopes and their daughter decay products from the measurement height (number of storeys) for each boarding school was made. In addition, a 2D topology of the distribution of alpha-radiation flux density from the distance to the tectonic fault was compiled. According to the measurement results, the concentration coefficient of radon was found depending on the distance from the tectonic fault. Using the obtained regularity, it is possible to construct a graph of the dependence of volume alpha activity for other schools, if their distance from the tectonic fault is known.

Key words: radon, radon decay daughter products, alpha activity, tectonic faults, natural radiation background.

Дьячков В.В.¹, Бияшева З.М.², Исмагулова Д.А.²,
Нүкетай А.Б.², Зарипова Ю.А.^{1,2*}, Шакиров А.А.^{1,2}, Юшков А.В.¹

¹Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, Қазақстан, Алматы қ.

²Биология және биотехнология мәселелері ғылыми-зерттеу институты, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: ZJ_KazNU@mail.ru

Әкімшілік ғимараттардағы және тұрғын үй-жайлардағы радон изотоптарының эманациясын өлшеу

Бұл жұмыс Алматы қаласының тектоникалық сынықтар аймағына жақын орналасқан мектеп-интернаттарда табиғи радионуклидтердің альфа-белсенділігінің таралуын зерттеуге арналған. Өлшеулер бір мезгілде тұрғын үй және әкімшілік ғимарат болып табылатын мектеп-интернаттарда жүргізілді. Нәтижесінде 2D-радон изотоптарының альфа-сәулелену ағын тығыздығының таралу топологиясы және әрбір мектеп-интернаттың биіктігін (қабат) өлшеп, олардың ЕЫӨ-і мен 2D альфа-сәулелену ағын тығыздығының тектоникалық сыныққа дейінгі қашықтықта таралу топологиясы құрастырылды. Өлшеу нәтижелері бойынша тектоникалық сынықтан радонның шоғырлану коэффициенті табылды. Алынған заңдылықтарды пайдалана отырып, егер олардың тектоникалық сынықтарға дейінгі арақашықтығы белгілі болса, басқа мектептер үшін де көлемді альфа-белсенділікке тәуелділік кестесін құруға болады.

Түйін сөздер: радон, радон ыдырауының еншілес өнімдері, альфа-белсенділігі, тектоникалық сынықтар, табиғи радиациялық фон.

Введение

Эманация изотопов радона – ^{219}Rn , ^{220}Rn , ^{222}Rn из земной коры создает вертикальное h -распределение этих онкоопасных радиоактивных газов в земной атмосфере. Изотопы радона насыщают клетки организма и межклеточное пространство дочерними продуктами распада. По данным Международной комиссии по радиологической защите (МКРЗ, публикации №50 и №65) основная доля онкологических заболеваний легких и бронхов вызывается именно изотопами радона и, в особенности, их ДПР [1, 2]. Радон классифицируется Международной организацией здравоохранения, Агентством по исследованию рака (IARC) в качестве канцерогена I группы [3]. Воздействие радона является второй по значимости причиной развития рака легких и первой для некурящих людей в мире [4].

Первые исследования радиологического воздействия радона на население показали, что концентрация радона в воздухе жилых домов, особенно одноэтажных, часто превышает даже уровень предельно допустимых концентраций, установленных для работников урановых рудников, где служба безопасности традиционно борется за снижение накопления радиологически опасных концентраций радона. Он попадает в атмосферу помещений различными путями: а) из наружного воздуха; б) из грунтового основания здания; в) выделяется из строительных материалов или ограждающих конструкций, изготовленных с применением горных пород; г) воды из системы внутреннего водоснабжения здания; д)

сжигаемого в здании топлива (бытовой газ, каменный уголь, торф, горючие сланцы) [5-6].

Несмотря на то, что онкологическая опасность радона известна и изучается довольно давно [1-2, 7-10], до 1980 года ни в одной стране мира не устанавливались нормативы на содержание радона и его дочерних продуктов в помещениях. Исследования, проведенные в Европе, Северной Америке и Китае, подтвердили, что низкие уровни концентрации радона, также представляют риски для здоровья и в значительной мере способствуют заболеваемости раком легких во всем мире [9, 11-14]. Большинство людей подвергается самому большому воздействию радона в жилых домах и производственных помещениях [12, 15]. Изотоп ^{222}Rn дает примерно 50–55% дозы облучения, которое ежегодно получает каждый житель Земли от природных радионуклидов, изотоп ^{220}Rn прибавляет к этому еще ~5–10%. Международные организации по радиационной защите [16] рекомендуют проводить измерения уровня радона во всех домах, на рабочих местах и в других зданиях с высоким уровнем занятости, что актуализирует данную проблему и соответствующие измерения. Развитые страны законодательно решают эту проблему [4, 16], а также создают специальные службы.

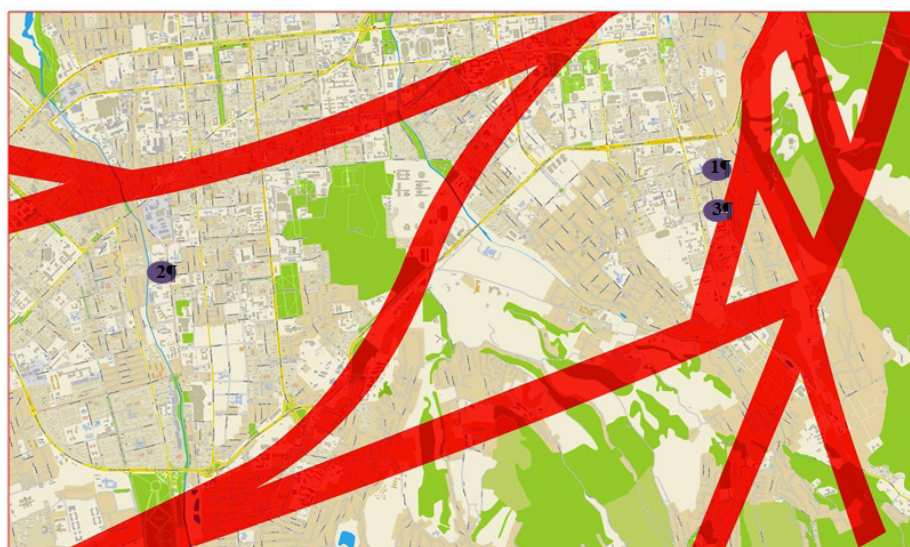
Тектонические разломы Территорию г. Алматы пересекают 5 крупных тектонических разломов. В настоящей работе был изучен естественный альфа-фон школ-интернатов, находящихся вблизи зон тектонических разломов г. Алматы. Источником радона в помещении обычно является строительная площадка, куда радон по-

ступает с почвенным газом через разломы и трещины в фундаменте посредством конвекции под давлением. В некоторых случаях источником радона может быть бытовая вода из пробуренных скважин. Источники поступления радона из земных недр можно разделить на две группы: 1) горные породы, где радон поступает в дома из таких пород, как например, сланец, гранит. Что в результате может образовать значительные по площади участки с высокой концентрацией радона и превышать ПДК в десятки раз (до 1000 Бк/м³); 2) радононосные тектонические зоны, которые характеризуются аномальными концентрациями радона. Территорию г. Алматы пересекают 5 крупных тектонических разломов. Концентрация радона в атмосфере домов, расположенных над такими зонами, может достигать высоких значений до десятков тысяч Бк/м³. Радоновое воздействие в домашних условиях является самым важным из-за большого времени экспозиции. Однако, люди подвергаются воздействию радона во всех помещениях, включая рабочие места, детские сады, школы и общественные здания в целом. Тогда концентрации радона сильно варьируются в пределах небольших географических районов и колеблются от значений от 10 Бк/м³ до 50000 Бк/м³ [17-19].

Методика измерений

Измерения проводились электронной радиометрической аппаратурой – альфа-дозиметром

«РКС-01А-СОЛО», разработанный в Республике Казахстан [20]. В приборе РКС-01А в блоке детектирования установлен сцинтилляционный детектор. Диапазон измерения плотности потока альфа-частиц от 0,2 до 10⁵ част./(мин*см²), а диапазон регистрируемых энергий от 1,0 до 8,0 МэВ. В приборе РКС-01Б в блоке детектирования установлен сцинтилляционный детектор. Он предназначен для комплексного радиационного контроля окружающей среды, рабочих мест, установок и транспортных средств и позволяет проводить идентификацию радионуклидного состава исследуемых проб и окружающей среды. В качестве объектов исследования выбирались школы-интернаты, которые одновременно являются и жилыми, и административными помещениями. Эти школы-интернаты подобраны таким образом, что они находятся вблизи зон тектонических разломов г. Алматы (рисунок 1). Это специальная школа-интернат «Дом надежды» для детей временно оставшихся без попечения родителей; Общеобразовательная школа-интернат №10 для детей из малообеспеченных семей; Общеобразовательная школа-интернат №17. Все измерения проводились через одинаковое расстояние между измеряемыми точками. В каждой точке выполнялось по 3 измерения на расстояние 1 м от поверхности пола. Для измерения разработаны маршруты, обеспечивающие, как 2D-топологию, так и 3D-топологию активности радона в указанных объектах.



кружки – расположение школ-интернатов.

Рисунок 1 – Карта тектонических разломов проходящих через г. Алматы с указанием позиций альфа-радиометрических измерений

Результаты эксперимента

По разработанным методикам измерения вертикальной и горизонтальной топологий эманации изотопов радона в зданиях и помещениях были получены значения активностей альфа-излучения в школах-интернатах г. Алматы: школа №1 (#1, 223 м от разлома); школа №2 (#2, 1060 м от разлома); школа №3 (#3, 190 м от разлома). Расстояния от тектонических разломов до измеряемых школ-интернатов рассчитывали при помощи программы **Google Earth с учетом масштаба**. Расположение представлено на рисунке 1. Методика включает в себя определения позиций измерения радиометрическими приборами и состоит минимум из 6 точек, равномерно распределенных вдоль всего здания на каждом этаже. Результаты альфа-измерений представлены на рисунке 2. Из полученных результатов отчетливо видна, хорошо известная в мировой литературе, закономерность – подчинение объемной активности радона барометрической формуле $N=N_0 e^{-kh}$ [21]. Из барометрической формулы следует экспоненциальный спад активности радона с высотой (этажностью).

Проведен статистический анализ полученных результатов измерения плотности потока альфа-излучения в воздушной среде. Проведена проверка соответствия объемной активности радона барометрической формуле экспонен-

циального спада активности радона с увеличением высоты (этажности). В школе #2 (1060 м от разлома) альфа-активность уменьшается с увеличением этажности, что не так сильно проявляется в школах #1 (223 м от разлома) и #3 (190 м от разлома), что вероятно, связано с расположением по отношению к тектоническим разломам: школы #1 и #3, которые находятся на расстоянии 223 м и 190 м, соответственно. А школа #2 более удалена от разлома – на расстоянии 1060 м. Поэтому коэффициент спада барометрической формулы (коэффициент концентрации радона) имеет большее значение для школы #2.

Таким образом, можно найти зависимость этого коэффициента от расстояния от тектонического разлома. Полученная закономерность представлена на рисунке 10. Для школы #1 коэффициент меньше, чем для школы #3, что связано с расположением школы-интернаты вблизи двойного тектонического разлома (рисунок 1). Таким образом, используя полученную закономерность (рисунок 3), можно построить график зависимости объемной альфа-активности для других школ, если известно их расстояния от тектонического разлома.

Аналогично уровень плотности потока альфа-излучения повышен для школ #1 и #3 в сравнении с более удаленной от разлома школой #2 (рисунок 4).

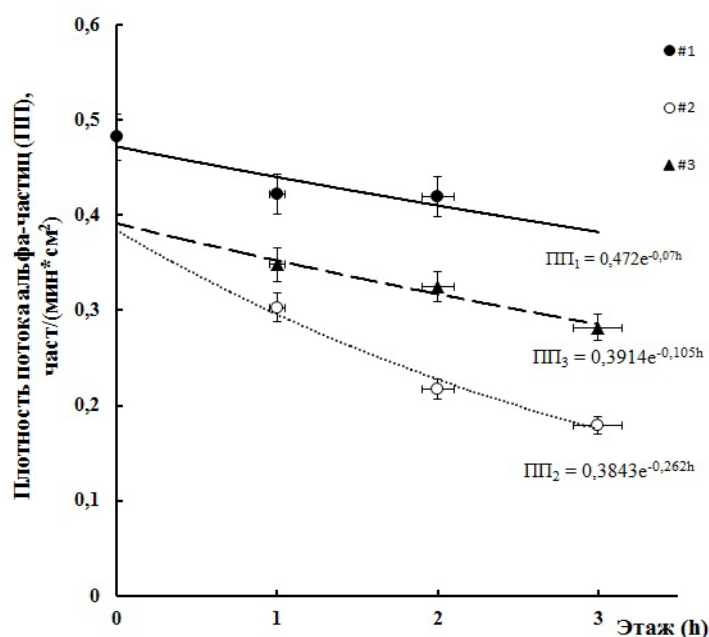


Рисунок 2 – Распределение альфа-излучения изотопов радона и их ДПР в школах-интернатах г. Алматы

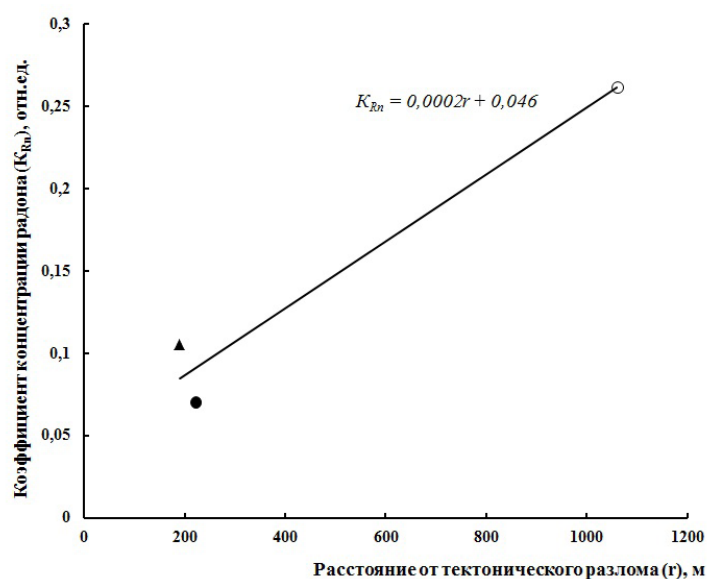
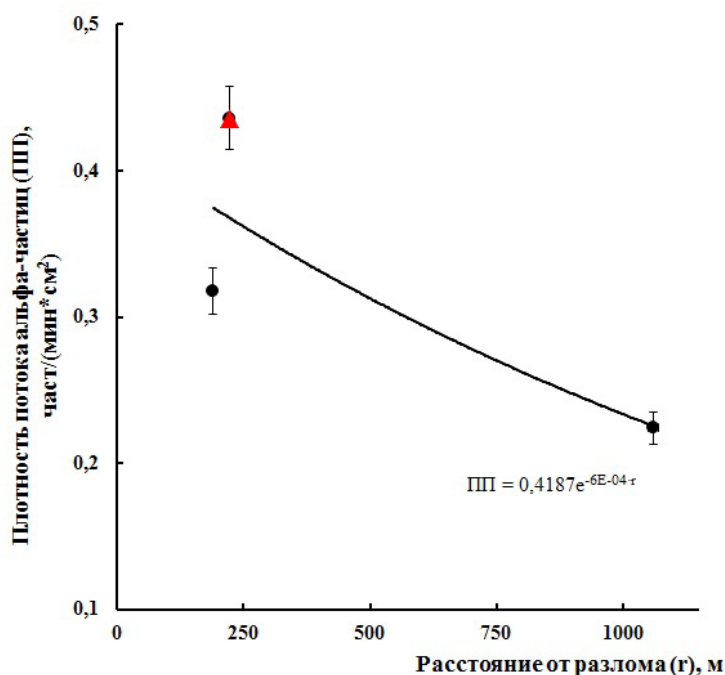


Рисунок 3 – Зависимость коэффициентов концентрации радона от расстояния от тектонического разлома



треугольник – для школы #1 (двойной тектонический разлом).

Рисунок 4 – Зависимость плотности потока альфа-излучения от расстояния от тектонического разлома

Заключение

Уровень альфа-фона в школах не превышал допустимую норму радиационного фона для г. Алматы. Однако если эмпирически учесть си-

нергетические эффекты, связанные с одновременным воздействием на организм как радиоактивного фактора от изотопов радона, так и химическое отравление тяжелыми металлами, которыми являются ДПР радона, то следует

сделать вывод, что измеренная активность превышает допустимый фон в школах близко расположенных к тектоническим разломам (#1, #3). В школе #2 или удаленной от разлома подобное явление не наблюдается. Разница между экспериментальными и фоновыми данными достовер-

на по критерию Стьюдента на уровнях вероятности $p \leq 0,05$.

Статья подготовлена в рамках грантового финансирования научных исследований по проектам №AP05131884 и №AP05133577).

Литература

- 1 Защита от радона-222 в жилых зданиях и на рабочих местах. Публикация 65 МКРЗ. Пер с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 78 с.
- 2 Риск заболевания раком легких в связи с облучением дочерними продуктами распада радона внутри помещений: Публикация 50 МКРЗ. – М.: Энергоатомиздат, 1992. – 112 с.
- 3 2012 IARC Monographs on the Evaluation of Carcinogenic Risks to Humans // IARC. – Vol. 100D Radiation. – 2012. – 341 p.
- 4 The World Health Organization (WHO). WHO Handbook on Indoor Radon. – 2009. – http://whqlibdoc.who.int/publications/2009/9789241547673_eng.pdf.
- 5 Nazaroff W.W. Radon transport from soil to air // Reviews of Geophysics. –1992. – Vol. 30, Issue 2. – P. 137-160.
- 6 Ashok G. V., Nagaiah N., Shiva Prasad N. G. Indoor radon concentration and its possible dependence on ventilation rate and flooring type // Radiation Protection Dosimetry. – 2012. –Vol. 148, Issue 1. – P. 92-100.
- 7 Milner J., Shrubsole C., Das P., Jones B., Ridley I., Chalabi Z., Hamilton I., Armstrong B., Davies M., Wilkinson P. Home energy efficiency and risk of breast cancer: a modelling study // BMJ. – 2014. – Vol. 348. – <https://www.bmj.com/content/348/bmj.f7493>.
- 8 Fisenne I.M., Machta L., Harley N.H. Stratospheric radon measurements in three North American locations // The Natural Radiation Environment VII: VIIth Int. Symp. On the NRE. – 2005. – Vol. 7. – P. 715-721.
- 9 Darby S., Hill D., Deo H., et al. Residential radon and lung cancer-detailed results of a collaborative analysis of individual data on 7148 persons with lung cancer and 14,208 persons without lung cancer from 13 epidemiological studies in Europe // Scand J Work Environ Health. –2006. – Vol. 32. – P. 1–84.
- 10 Ярмошенко И.В., Кирдин И.А., Жуковский М.В., Астраханцева С.Ю. Мета-анализ эпидемиологических исследований риска рака легкого при облучении радоном в жилищах // Медицинская радиология и радиационная безопасность. – 2003. – Т.48, №5. – С. 33-43.
- 11 Chen J., Moir D. and Whyte J. Canadian population risk of radon induced lung cancer: a re-assessment based on the recent cross-Canada radon survey // Radiat Prot Dosimetry. – 2012. – Vol. 152. – P. 9–13.
- 12 Fan Y., Jiang Y., Xiang J., Wang J., Sun Z., Ren G., Yao S., Chang R., Zhao Y., Qiao Y., Zhou Q. A cohort study on risk factors of lung cancer in Yunnan tin miners // Zhongguo Fei Ai Za Zhi. –2013. – Vol.16 (4). – P. 184-190.
- 13 Chen J. and Tracy B. Canadian population risk of radon induced lung cancer // Can. J. Respir. Ther. – 2005. – Vol. 41. P. 19–27.
- 14 McGregor R. G., Vasudev P., Letourneau E. G., McCullough R. S., Prantl, F. A. and Taniguchi, H. Background concentration of radon daughters in Canadian homes // Health Phys. – 1980. – Vol. 39. – P. 285–289.
- 15 Tomasek L. Lung cancer mortality among Czech uranium miner-60 years since exposure // J Radoil Prot. – 2012. – Vol. 32(3). – P. 301-314.
- 16 Measurement Protocol for Radon in Dwellings. <http://www.nrpa.no/filer/e33cd9ffab.pdf>. // NRPA – 2013. – 17 p.
- 17 Watson R.J., Smethurst M.A., Ganerod G.V., Finne I., Rudjord A.L. The use of mapped geology as a predictor of radon potential in Norway //Radioact. –2017. – Vol. 166. – P. 341–354.
- 18 Lubin J.H., Wang Z.Y., Boice J.D., Xu Z.Y., Blot W.J., De Wang L., Kleinerman R.A. Risk of lung cancer and residential radon in China: pooled results of two studies // Int. J. Canc. –2004. – Vol. 109. – P.132–137.
- 19 Brauner E.V., Rasmussen T.V., Gunnarsen L. Variation in residential radon levels in new Danish homes // Indoor. – 2013. – Vol. 23(4). – P. 311-317.
- 20 Севостьянов В.Н. Проблема радонобезопасности в Казахстане. – Алматы: КазгосИНТИ, 2004. – 212 с.
- 21 Wilkening M. Radon in the Environment. – Elsevier Science, 1990. – 136 p.

References

- 1 ICRP Publication 65. Protection Against Radon-222 at Home and at Work, Ann. ICRP 23(2), 1-45 (1993).
- 2 ICRP Publication 50. Lung Cancer Risk from Exposures to Radon Daughters, Ann. ICRP 17(1), 1-60 (1987).
- 3 2012 IARC Monographs on the Evaluation of Carcinogenic Risks to Humans, (IARC, Vol. 100D Radiation, 2012), 341 p.
- 4 The World Health Organization (WHO). WHO Handbook on Indoor Radon (2009). – http://whqlibdoc.who.int/publications/2009/9789241547673_eng.pdf.
- 5 W.W. Nazaroff, Reviews of Geophysics 30 (2), 137-160 (1992).

- 6 G.V. Ashok, N. Nagaiah and N.G. Shiva Prasad, *Radiation Protection Dosimetry* 148 (1), 92-100 (2012).
- 7 J. Milner, C. Shrubsole, P. Das, B. Jones, I. Ridley, Z. Chalabi, I. Hamilton, B. Armstrong, M. Davies and P. Wilkinson, *BMJ* 348 (2014).
- 8 I.M. Fisenne, L. Machta and N.H. Harley, *The Natural Radiation Environment VII: VIIth Int. Symp. On the NRE* 7, 715-721 (2005).
- 9 S. Darby, D. Hill, H. Deo and et al, *Scand J Work Environ Health* 32, 1-84 (2006).
- 10 I.V. Yarmoshenko, I.A. Kirdin, M.V. Zhukovskij and S.Yu. Astrahanceva, *Medicinskaya radiologiya i radiacionnaya bezopasnost'* 48(5), 33-43 (2003). (in Russ).
- 11 J. Chen, D. Moir and J. Whyte, *Radiat Prot Dosimetry* 152, 9-13 (2012).
- 12 Y. Fan, Y. Jiang, J. Xiang, J. Wang, Z. Sun, G. Ren, S. Yao, R. Chang, Y. Zhao, Y. Qiao and Q. Zhou, *Zhongguo Fei Ai Za Zhi* 16 (4), 184-190 (2013).
- 13 J. Chen and B. Tracy, *Can. J. Respir. Ther.* 41, 19-27 (2005).
- 14 R.G. McGregor, P. Vasudev, E.G. Letourneau, R.S. McCullough, F.A. Prantl and H. Taniguchi, *Health Phys.* 39, 285-289 (1980).
- 15 L. Tomasek, *J Radoil Prot.* 32(3), 301-314 (2012).
- 16 *Measurement Protocol for Radon in Dwellings.* NRP, 17 (2013).
- 17 R.J. Watson, M.A. Smethurst, G.V. Ganerod, I. Finne and A.L. Rudjord, *Radioact.* 166, 341-354 (2017).
- 18 J.H. Lubin, Z.Y. Wang, J.D. Boice, Xu Z.Y., Blot W.J., L. De Wang and R.A. Kleinerman, *Int. J. Canc.* 109, 132-137 (2004).
- 19 E.V. Brauner, T.V. Rasmussen and L. Gunnarsen, *Indoor* 23(4), 311-317 (2013).
- 20 V.N. Sevostyanov *Problema radonbezopasnosti v Kazahstane* (Almaty: KazgosINTI, 2004), 212 p. (in Russ).
- 21 M. Wilkening *Radon in the Environment* (Elsevier Science, 1990), pp. 59-70.

2-бөлім
ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ

Section 2
PLASMA PHYSICS

Раздел 2
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Ашикбаева А.Б.¹, Аскарулы А.¹, Сызганбаева С.А.¹, Мажит З.²

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы

²ПГУ им. Торайгырова,
Казахстан, г. Павлодар, e-mail: 02assel@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПЛОТНОЙ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

В работе исследуется угловая зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения от двухкомпонентной плотной плазмы. В качестве диэлектрической функции рассмотрены выражения, полученные в рамках метода моментов [1] и модели Мермина [2] в сравнении с экспериментальными данными [3-6]. В модели Мермина использовалась как статическая, так и динамическая частота соударений. Статические характеристики данной системы рассчитывались с помощью теории линейного диэлектрического отклика [7], где в качестве потенциала межчастичного взаимодействия рассматривается потенциал Дойча. Показано, что, в отличие от метода моментов, модель Мермина может использоваться лишь для более коротких волн зондирующего излучения как s-, так и p-поляризации. С другой стороны, результаты, полученные методом моментов, применимы в более широком диапазоне исследований отражения электромагнитного излучения от плотной плазмы.

Отмечены пути возможного дальнейшего развития теории отражения электромагнитных волн от плазмы с использованием расчета статических структурных факторов в рамках метода моментов с использованием сверхпереплетающихся цепочек.

Ключевые слова: метод моментов, моменты, коэффициент отражения, модель Мермина, динамическая частота соударений, статическая частота соударений.

Ashikbayeva A.B.¹, Askaruly A.¹, Syzganbayeva S.A.¹, Mazhit Z.²

¹Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Kazakhstan, Almaty

²S.Toraigyrov Pavlodar State University,
Kazakhstan, Pavlodar, e-mail: 02assel@gmail.com

The study of the reflection coefficient of a dense two-component plasma

In the work, the angular dependences of electromagnetic wave reflection coefficients from two-component dense plasmas have been investigated. The results for the dielectric function obtained in the framework of the moments method [1] and of the Mermin model's [2] are presented in comparison with the experimental data [3-6]. In Mermin's model both collision static and collision dynamic frequencies have been taken into account. The static characteristics of this system are designed to use the theory of linear dielectric response, where the Deutsch potential is considered as an interparticle interaction potential [7]. It is shown that, in contrast to the moment method, the Mermin model can be used only for shorter incident radiation waves of both s- and p- polarizations. On the other hand, the results obtained by the method of moments are applicable in a wider range of investigations, which concern the reflection of electromagnetic radiation from dense plasmas.

In the framework of the method of moments in connection with super-intertwining chains the possible further development ways of the theory of electromagnetic waves reflection from plasmas, which use the calculation of static structural factors, have been marked.

Key words: moment method, moments, reflection coefficient, the Mermin model, collision dynamic frequency, collision static frequency.

Ашыкбаева Ә.Б.¹, Асқарұлы Ә.¹, Сызғанбаева С.А.¹, Мажит З.²

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Эксперименттік және теориялық физика ҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ.
²С. Торайғыров атындағы Павлодар мемлекеттік университеті,
Қазақстан, Павлодар қ., e-mail: 02assel@gmail.com

Тығыз екі компонентті плазманың шағылу коэффициентін зерттеу

Мақалада екі компонентті плазмадан электромагниттік сәулешығару шағылу коэффициенттерінің бұрыштық тәуелділіктері зерттелген. Моменттер әдісі төңірегіндегі [1] және Мермин моделіндегі [2] диэлектрлік функция үшін өрнектер эксперимент деректерімен [3-6] салыстырылып қарастырылған. Мермин моделінде статикалық, сонымен қатар динамикалық соқтығысу жиіліктері қолданылған. Берілген жүйенің статикалық сипаттамалары бөлшек аралық әсерлесу потенциалы ретінде Дойч потенциалы қарастырылған сызықтық диэлектрлік елес теориясы арқылы есептелді [7]. Мермин моделінің, оның моменттер әдісінен айырмашылығы, әсер етуші сәулешығарудың s- пен p-поляризациялауында тек қысқа толқындар үшін қолданылуы артық екені көрсетілді. Басқаша айтқанда моменттер әдісі арқылы алынған нәтижелер Мермин үлгісімен салыстырғанда тығыз плазмадан электромагниттік сәулешығару шағылуы кең зерттеу диапазонында пайдаланылуы мүмкін.

Статикалық құрылымдық факторлар есептеуін қолданып, асқын түптелген тізбектер негізінде моменттер әдісі төңірегінде электромагниттік толқындар плазмадан шағылу теориясының әрі қарай дамыту жолдары көрсетілген.

Түйін сөздер: момент әдісі, моменттер, шағылу коэффициенті, Мермин үлгісі, соқтығысулар динамикалық жиілігі, соқтығысулар статикалық жиілігі.

Введение

В числе способов экспериментального изучения свойств неидеальной плазмы есть методы, основанные на взаимодействии вещества с электромагнитным излучением [3-5, 8]. Анализ пространственно-амплитудно-фазовых параметров излучения отклика плазмы на воздействие электромагнитной волны позволяет, вообще говоря, получить разнообразную информацию об электронной компоненте плазмы: о концентрации и средней энергии электронов, частоте их столкновений с другими частицами и т.д. [9].

Особый интерес представляет случай, когда частота зондирующей электромагнитной волны близка к ленгмюровской частоте плазменного объекта и измерение параметров рассеянного плазмой излучения выполняется в направлении, соответствующем углу зеркального отражения зондирующей волны [10-11]. Если размеры плазмы значительно превышают длину волны излучения, то всюду, кроме отражающей области применимо приближение геометрической оптики, и интерпретацию экспериментальных данных можно проводить с помощью сравнительно простых формул, полученных из рассмотрения процесса распространения электромагнитного возмущения в среде на основе уравнений макроскопической электродинамики [12]. При этом

модель для функции диэлектрической проницаемости среды, когда средняя кинетическая энергия частиц превышает энергию межчастичного взаимодействия, может быть получена в рамках теории идеальной плазмы [13].

Параметры плазмы

В данной работе исследуется двухкомпонентная полностью ионизованная водородная плазма, которая описывается безразмерными параметрами неидеальности, плотности и вырождения:

$$\Gamma = \frac{\beta e^2}{a}, \quad \beta = \frac{1}{k_B T}, \quad r_s = \frac{a}{a_0},$$

$$\theta = 2 \left(\frac{4}{9\pi} \right)^{2/3} \frac{r_s}{\Gamma}.$$

Здесь введен радиус Вигнера-Зейтца

$$a = \sqrt[3]{3 / 4\pi n},$$

где e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, n – концентрация частиц ($n_e = n_i$), a_0 – радиус Бора.

Метод моментов

Использование метода моментов позволяет определить диэлектрические свойства кулоновской системы, используя несколько первых степенных моментов функции потерь $L(k, \omega)$, которые можно рассчитать, зная потенциал межчастичного взаимодействия и статические структурные факторы $S_{ab}(k)$. Последние могут быть вычислены, например, из решения уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении [7,14], но в данной статье были использованы выражения ССФ, полученные в [7].

Запишем формулу Неванлинны, определяющую диэлектрические свойства среды:

$$\varepsilon^{-1}(k, \omega) = 1 + \frac{\omega_p^2(Q(k) + \omega)}{\omega(\omega^2 - \omega_2^2(k)) + Q(k)(\omega^2 - \omega_1^2(k))}, \quad (1)$$

где $\omega_1^2(k) = C_2(k)/C_0(k)$, $\omega_2^2(k) = C_4(k)/C_2(k)$ и $Q(k)$ - функция-параметр Неванлинны (ФПН) определяется как в [15,16]:

$$Q(k) = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\omega_2^2(k)}{\omega_1(k)}. \quad (2)$$

Параметры $C_\nu(k)$ для кулоновской системы вычисляются следующим образом:

$$C_0(k) = \frac{k_{De}^2}{k^2} (Z_e^2 S_{ee}(k) + Z_i^2 S_{ii}(k) - 2Z_i S_{ei}(k)),$$

$$C_2 = \omega_p^2,$$

$$C_4 = \omega_p^4 (1 + K(k) + U(k) + H),$$

где

$$K(k) = \frac{\langle v_e^2 \rangle k^2}{\omega_p^2} + \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 \frac{k^2}{\omega_p^2},$$

$$H = \frac{1}{6\pi^2 Z \sqrt{n_e n_i}} \int_0^\infty q^2 S_{ei}(q) dq,$$

$$U(k) = \left(1 / 2\pi^2 n_e \right) \int_0^\infty p^2 [S_{ee}(p) - 1] f(p, k) dp,$$

$$f(p, k) = 5/12 - (p^2 / 4k^2) + \frac{(k^2 - p^2)^2}{8pk^3} \ln \left| \frac{p+k}{p-k} \right|$$

Здесь $k_{De}^2 = 4\pi n_e e^2 \beta$ – волновое число, которое обратно радиусу Дебая, $\langle v_e^2 \rangle = 3 \frac{\theta}{m\beta} F_{3/2}(\eta)$ – средний квадрат тепловой скорости электронов, m – их масса, ω_p – плазменная частота системы, F_ν – интеграл Ферми, который определяется как

$$F_\nu(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^\nu}{\exp(x - \eta) + 1} dx;$$

$\eta = \beta\mu$ – безразмерный химический потенциал системы, определяемый из условия нормировки:

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{3} \theta^{-3/2}.$$

Диэлектрическая модель Мермина

С другой стороны, в приближении хаотических фаз диэлектрическая функция определяется как [17-19]:

$$\varepsilon_{RPA}(k, \omega) = \varepsilon_r(k, \omega) + i\varepsilon_i(k, \omega), \quad (3)$$

причем действительная часть записывается как

$$\varepsilon_r(k, \omega) = 1 + \frac{1}{4z^3 \pi k_F} [g(u+z) - g(u-z)],$$

где для расчета функции

$$g(x) = \int_0^\infty \frac{y dy}{\exp(Dy^2 - \eta) + 1} \ln \left| \frac{x+y}{x-y} \right| \quad \text{необходимо}$$

знание параметра $D = \theta^{-1}$ и $\eta = \beta\mu$.

Мнимая часть диэлектрической функции в ПХФ записывается следующим образом:

$$\varepsilon_i(k, \omega) = \frac{1}{8z^3 k_F} \theta \ln \left[\frac{1 + \exp(D[1 - (u-z)^2])}{1 + \exp(D[1 - (u+z)^2])} \right],$$

Здесь и выше введены следующие обозначения $u = \omega/kv_F$ и $z = \frac{k}{2k_F}$, под v_F , k_F подразумевается скорость и волновое число Ферми, $v_F = \hbar k_F$, $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$.

Бесстолкновительная однокомпонентная (обычно, электронная) диэлектрическая проницаемость Линдхарда [20] была обобщена Мермином [2], а затем Дасом [21], который использовал альтернативный метод вариации функции распределения, чтобы учесть столкновения заряженных частиц:

$$\varepsilon_M(k, \omega) = 1 + \frac{(\omega + iv)[\varepsilon_{RPA}(k, \omega + iv) - 1]}{\omega + iv[\varepsilon_{RPA}(k, \omega + iv) - 1] / [\varepsilon_{RPA}(k, 0) - 1]} \quad (4)$$

Здесь

$$\nu = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{e^4 n}{(k_B T)^{3/2}} \Lambda \quad (5)$$

- статическая частота столкновений (СЧС). Для ее расчета необходимо знание обобщенного кулоновского логарифма Λ , который может быть определен через статические структурные факторы $S_{ab}(k)$ с помощью формулы Грина-Кубо [7].

Если использовать так называемую динамическую частоту столкновений (ДЧС) $\nu(\omega)$ вместо постоянной частоты столкновений в (3), область действия этого выражения расширяется, и ее можно использовать в плотной неидеальной плазме, как это было сделано в обобщенной модели Друде-Лоренца для обратной диэлектрической функции двухкомпонентной плазма (ДКП) [22].

В данной работе динамическая частота столкновений в борновском приближении рассчитывается с использованием статического ион-ионного структурного фактора [23]:

$$\nu(\omega) = \frac{n_i}{6\pi^2 m_e^2} \times \int_0^\infty q^6 V_{ei}^2(q) S_{ii}(q) \frac{\varepsilon_{RPA,e}(q, \omega) - \varepsilon_{RPA,e}(q, 0)}{i\omega\omega_p^2} dq \quad (6)$$

Здесь n_i и m_i – плотность и масса ионов,

$$V_{ei}(q) = -\frac{4\pi Ze^2}{q^2 \varepsilon_{RPA,e}(q, 0)}$$

- это статический экранированный электрон-ионный потенциал взаимодействия.

Коэффициент отражения электромагнитных волн от плотной плазмы

Значение коэффициента отражения от плотной плазмы были получены в следующих экспериментах [3-6] для различных длин волн лазерного излучения, в предположении наличия резкой границы плазма-свободное пространство. В этом случае расчет коэффициента отражения среды проводился с использованием формулы Френеля [24].

Для s-поляризации

$$R_s = \left(\frac{\left| \sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta - \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2\theta} \right|}{\left| \sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2\theta} \right|} \right)^2 \quad (7)$$

Для p-поляризации

$$R_p = \left(\frac{\left| \sqrt{\varepsilon_2} \cos\theta - \sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2\theta)} \right|}{\left| \sqrt{\varepsilon_2} \cos\theta + \sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2\theta)} \right|} \right)^2 \quad (8)$$

Здесь θ – случайный угол, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диэлектрические функция двух сред, где $\varepsilon_1 = 1$, ε_2 – диэлектрическая функция (описанные выше), соответственно для вакуума и для плазменной среды.

На рисунках 1-3 представлены результаты вычисления коэффициента отражения от угла падения на плазму при фиксированной длине волны падающего луча лазера, в сравнении с численным экспериментом [3-6], для $\Gamma = 1.8$, $r_s = 6.3$. На рисунках красными обозначены данные для s-поляризации падающего электромагнитного излучения, синими обозначены результаты для p-поляризации. Сплошные линии – это данные, рассчитанные методом моментов (2), тире-тире – результаты, полученные с использованием модели Мермина (4) со СЧС (5)

и точка-тире – результаты полученные с помощью модели Мермина (4) с ДЧС (6), квадратиками обозначены экспериментальные данные [3-6].

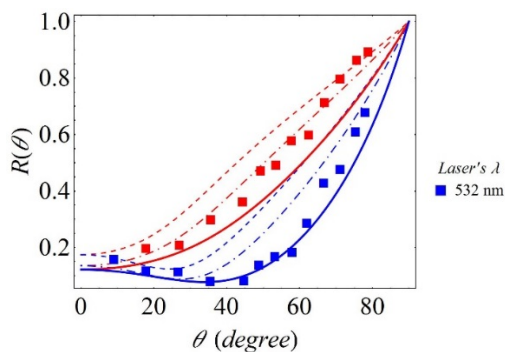


Рисунок 1 – Коэффициент отражения электромагнитной волны от плотной плазмы

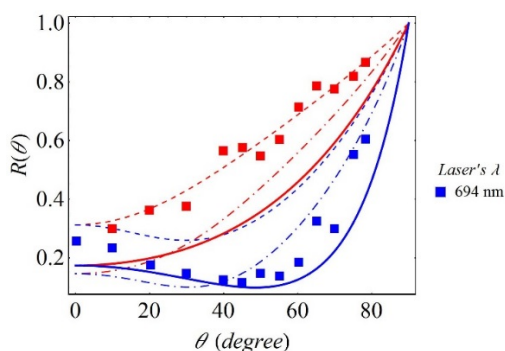


Рисунок 2 – Коэффициент отражения электромагнитной волны от плотной плазмы

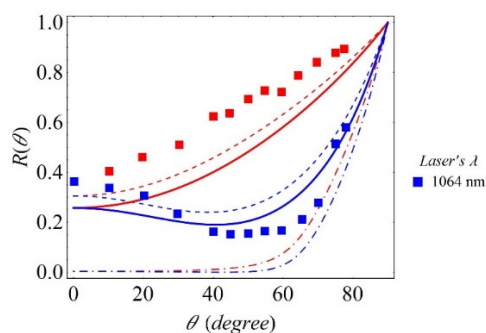


Рисунок 3 – Коэффициент отражения электромагнитной волны от плотной плазмы

Как видно из рисунков 1-3 метод моментов неплохо описывает экспериментальные данные по угловой зависимости коэффициента отражения для различных длин волн, особенно для случая отражения р-волны. Модель Мермина, как с ДЧС так и со СЧС, для более коротких волн приближенно описывает экспериментальные результаты, однако для длинных волн с ДЧС нет даже качественного согласия.

Заключение

В данной работе с помощью метода моментов и модели Мермина получены угловые зависимости коэффициентов отражения электромагнитной волны от плотной плазмы для различных длин волн в сравнении с экспериментальными данными. Из графиков видно, что полученные в данной работе кривые, как с помощью метода моментов так и в отдельных случаях – модели Мермина, неплохо совпадают с экспериментальными данными. Особенно хорошо согласуются данные, полученные в рамках метода моментов для р-волны, в которой колебания вектора напряженности электрического поля происходят в плоскости падения. Для более коротких волн согласие с экспериментом улучшается и для s-волны. Дальнейшее развитие расчетов в рамках метода моментов, по-видимому, может быть связано с расчетами статических структурных факторов с помощью сверхпереплетающихся цепочек.

В отличие от этого отметим, что для модели Мермина-полученные результаты, согласуются с данными экспериментов только для более коротких волн, а для более длинных волн при учете ДЧС в ДФ результаты существенно отличаются от экспериментов [3-6]. По-видимому, это связано с тем, что последняя ДФ не удовлетворяет правилам сумм, как это было ранее показано в [25].

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки Республики Казахстан № AP05132333.

Литература

- 1 Tkachenko I.M., Arkhipov Yu.V., Askaruly A. The method of moments and its applications in plasma physics. – Germany: Lap Lambert Academic Publishing, 2012. – 125 p.
- 2 Mermin N.D., Lindhard J. Dielectric Function in the Relaxation-Time Approximation // Phys. Rev. B. – 1970. – Vol. 2. – P. 2362.
- 3 Mintsev V.B., Zaporozhets Yu.B. Reflectivity of dense-plasma // Contrib. Plasma Phys. – 1989. – Vol.29, № 4. – P. 493-501.
- 4 Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Грязнов В.К., Фортов В.Е. Коэффициент отражения плотной плазмы ксенона в красной области спектра (694 нм) // Физика экстремальных состояний вещества. – Черногоровка, 2002. — С. 188-189.
- 5 Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б. Грязнов В.К., Фортов В.Е., Рейнгольц, Репке Г.З Отражательные свойства плотной плазмы ксенона в длинноволновой области оптического спектра // Физика экстремальных состояний вещества – Черногоровка, 2004. – С. 140-141.
- 6 Zaporozhets Yu. B., Mintsev V. B., Gryaznov V. K., Reinholz H., Röpke G., Fortov V. E. // Physics of Extreme States of Matter. – Chernogolovka, 2013. – P. 194-197.
- 7 Архипов Ю.В., Баимбетов Ф.Б., Давлетов А.Е., Стариков К.В. Псевдопотенциальная теория плотной высокотемпературной плазмы. – Алматы: Қазақ Университеті, 2002. – 113 с.
- 8 Zaporozhets Yu. B., Mintsev V. B., Gryaznov V. K., Fortov V. E., Reinholz H., Raitza T., Röpke G. // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. №17. P. 4329 – 4333.
- 9 Баранец Н., Ружин Ю., Ерохин Н., Афонин В., Войта Я., Шмилауэр Я., Кудела К., Матишин Я., Чобану М. // Косм. наука технол. 2014. Т. 20. № 5. С. 3–26.
- 10 Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A. B., Askaruly A., Davletov A. E., Tkachenko I. M. // Contrib. Plasma Phys. 2013. V.53. № 4-5. P.375 – 384. doi:10.1002/ctpp.201200113.
- 11 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M. // International Journal of Mathematics and Physics. 2017. V. 8. №1. P. 24-27.
- 12 Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах /А.М.Прохоров, Ф.В.Бункин, К.С.Гочелашвили, В.И.Шишов. -ТИИЭР, 1975, т.63, №3, с.4-28.
- 13 Arkhipov Yu. V., Askaruly A., Baimbetov F. B., Ballester D., Davletov A. E., Meirkanova G. M., Tkachenko I. M. // Contrib. Plasma Phys. 2010. V.50. № 2. P. 165 – 176. doi:10.1002/ctpp.201010031.
- 14 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Voronkov V.V., Tkachenko I.M. Statical structural properties of nonideal plasma // International Journal of Mathematics and Physics. – Almaty, 2013. – Vol.4, № 1. – P. 80-84.
- 15 Arkhipov Yu. V., Askaruly A., Davletov A. E., Dubovtsev D.Yu., Donkó Z., Hartmann P., Korolov I., Conde L., Tkachenko I. M. Direct Determination of Dynamic Properties of Coulomb and Yukawa Classical One-Component Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 119 – P. 045001.
- 16 Yu. V. Arkhipov, A. Askaruly, A. B. Ashikbayeva, D. Y. Dubovtsev, S. A. Syzganbayeva, I.M. Tkachenko Stopping of charged particles in dense one-component plasmas // Recent Contribution To Physics (Вестник КазНУ, серия физю). – 2018. – Vol. 65. – No 2. – P. 51-57.
- 17 Atwal G. S. and Ashcroft N. W. Relaxation of an electron system: Conserving approximation // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – P.115109.
- 18 Barriga-Carrasco M.D. Effects of target plasma electron-electron collisions on correlated motion of fragmented H2+ protons // Phys. Rev. E. – 2006. – Vol. 73. – P. 026401.
- 19 Barriga-Carrasco M.D. Influence of damping on proton energy loss in plasmas of all degeneracies // Phys. Rev. E. – 2007. – Vol. 76. – P. 016405.
- 20 Lindhard J. On the properties of a gas of charged particles // Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. – 1954. – Vol. 28. – P. 8.
- 21 Das A.K. The relaxation-time approximation in the RPA dielectric formulation // J. Phys. F. – 1975. – Vol. 5. – P. 2035.
- 22 Morozov I., Reinholz H., Röpke G., Wierling A. and Zwicknagel G. Molecular dynamics simulations of optical conductivity of dense plasmas // Phys. Rev. E. – 2005. – Vol.71. – P. 066408 – 066420.
- 23 Thiele R., Sperling P., Chen M., Bornath Th., Fäustlin R. R., Fortmann C., Glenzer S. H., Kraeft W.-D., Pukhov A., Toleikis S., Tschentscher Th. and Redmer R. Thomson scattering on inhomogeneous targets // Phys. Rev. E. – 2010. – Vol. 82. – P. 056404.
- 24 Klimontovich Yu.L. Kinetic theory of nonideal gas and nonideal plasma – М.: Nauka, 1975. – P. 352.
- 25 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E. and Tkachenko I.M. Dielectric function of dense plasmas, their stopping power, and sum rules Physical Review. E. – 2014 – V. 9 – P. 053102.

References

- 1 I.M. Tkachenko, Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, *The method of moments and its applications in plasma physics*. (Germany: Lap Lambert Academic Publishing, 2012, 125 p.)
- 2 N.D. Mermin and J. Lindhard, Phys. Rev. B. 2, 2362 (1970).
- 3 V.B. Mintsev, Yu.B. Zaporozhets, Plasma Phys. 29 (4), 493-501 (1989).
- 4 Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, et. al. Fizika ekstremalnih sostojaniy vechshestva, Chernogolovka, 188-189 (2002). (In Russ).
- 5 Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, et. al. Fizika ekstremalnih sostojaniy vechshestva, Chernogolovka, 140-141 (2004). (In Russ).
- 6 Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, et. al. Physics of Extreme States of Matter, Chernogolovka, 194-197 (2013).

- 7 Yu.V. Arkhipov, F.B. Baimbetov, and A.E. Davletov. Pseudopotentsialnaja teorija plotnoi vysokotemperaturnoi plazmy (Almaty: Qazaq Universitety, 2002. -113 p.). (In Russ).
- 8 Yu.B. Zaporoghets, V.B. Mintsev, et. al. J. Phys. A: Math. Gen. 39(17), 4329-4333 (2006).
- 9 N. Baranets, Yu. Ruzhin, et. a. Kosm.nauka technol. 20 (5), 3-26 (2014).
- 10 Yu.V. Arkhipov, A. B. Ashikbayeva, et.al. Contrib. Plasma Phys. 53(4-5), 375-384 (2013).
- 11 Yu.V. Arkhipov, A. B. Ashikbayeva, et.al. Int. J. of Math. and Phys. 8(1), 24-27 (2017).
- 12 A.M. Prohorov, F.B. Bunkin, et.al. TIIEP. 63(3), 4-28 (1975). (In Russ).
- 13 Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, et.al. Contrib. Plasma Phys. 50(2), 165-176 (2010).
- 14 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., et.al. International Journal of Mathematics and Physics, 4 (1) (2013).
- 15 Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, et.al. Phys. Rev. Lett. 119, 045001 (2017).
- 16 Yu. V. Arkhipov, A. Askaruly, A. B. Ashikbayeva, et.al. Recent Contribution To Physics, 65, 2 (2018).
- 17 G. S Atwal. and N. W. Ashcroft. Phys. Rev. B. 65, 115109 (2002).
- 18 Barriga-Carrasco M.D. Phys. Rev. E, 73, 026401 (2006).
- 19 Barriga-Carrasco M.D. Phys. Rev. E, 76, 016405 (2007).
- 20 J. Lindhard. Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. 28, 8 (1954).
- 21 A.K. Das. J. Phys. F. 5, 2035 (1975).
- 22 I. Morozov, H. Reinholz, et.al. Phys. Rev E. 71, 066408 – 066420 (2005).
- 23 R. Thiele, P. Sperling, et.al. Phys. Rev. E. 82, 056404 (2010).
- 24 Yu.L. Klimontovich Kinetic theory of nonideal gas and nonideal plasma (M.: Nauka, 1975), p. 352. (In Russ).
- 25 Yu.V. Arkhipov, A. B. Ashikbayeva, et.al. Phys. Rev. E. 9, 053102 (2014).

Машеева Р.У. *, Джумагулова К.Н., Шаленов Е.О.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В данной работе рассказывается о разработанном автоматизированном комплексе компьютерных программ по исследованию и моделированию физических свойств магнитоактивной плазмы. Компьютерное моделирование системы было проведено на основе молекулярной динамики с учетом влияния внешнего однородного магнитного поля. Частицы системы взаимодействуют с помощью потенциала Юкавы. Комплекс разработан в среде объектно-ориентированного программирования Borland Delphi7 с использованием дополнительных компонентов. Комплекс состоит из нескольких приложений, с помощью которых можно исследовать динамические и структурные свойства пылевой плазмы во внешнем магнитном поле. Комплекс обеспечивает передачу информации между пользователем-человеком и программно-аппаратными компонентами компьютерной системы, делает общение пользователя с компьютером простым и естественным, на сколько это возможно. Интерфейс максимально приближен пользователю, и пользователь полностью может управлять за ходом действия программы. Для того, чтобы максимально приблизить интерфейс к пользователю, были использованы привычные терминологии, настрой на реалии пользователя, дружелюбие интерфейса и прозрачность интерфейса. Во время расчетов с помощью автоматизированного комплекса можно менять параметры системы, получить график полученных результатов, остановить и выйти из программы. На основе данного комплекса получено авторское свидетельство «Magnetized Dusty Plasma».

Ключевые слова: молекулярная динамика, пылевая плазма, магнитное поле, автоматизированный комплекс.

Masheyeva R.U. *, Dzhumagulova K.N., Shalenov E.O.

Al-Farabi Kazakh National University, Institute of Experimental and Theoretical Physics,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Automated complex for investigation the properties of dusty plasma in external magnetic field

This chapter discusses the developed automated complex of computer programs for the investigation and simulation of the physical properties of magnetized dusty plasma. Computer simulation of the system was carried out on the basis of molecular dynamics, taking into account the influence of an external uniform magnetic field. The particles of the system interact with the potential of Yukawa. The complex was developed in the Borland Delphi7 object-oriented programming environment, using additional components. The complex consists of several subprograms with the help of which one can investigate the dynamic and structural properties of dusty plasma in an external magnetic field. The complex provides the transfer of information between the user-person and the software and hardware components of the computer system, makes communication with the computer as simple and natural as possible. The interface is as close as possible to the user, and the user can fully control the course of the program. In order to bring the interface as close as possible to the user, familiar terminology, customization of the user's reality, user-friendly interface and interface transparency were used. During calculations using an automated complex, you can change the system parameters, draw a graph of the results obtained, stop and exit the program. On the basis of this complex, the author's certificate "Magnetized Dusty Plasma" was obtained.

Key words: molecular dynamics, dusty plasma, magnetic field, automated complex.

Машеева Р.У.* , Жұмағұлова Қ.Н., Шаленов Е.О.

әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Эксперименттік және теориялық физика ғылыми-зерттеу институты,
Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Сыртқы магнит өрісіндегі тозаңды плазманың қасиеттерін зерттеуге арналған автоматталған комплекс

Жұмыста магнитті белсенді плазманың физикалық қасиеттерін модельдеу және зерттеу бойынша компьютерлік программалардың құрастырылған автоматты комплексі қарастырылады. Сыртқы біртекті магнит өрісінің әсерін ескеруімен молекулалық динамика негізінде жүйенің компьютерлік модельдеуі өткізілді. Жүйенің бөлшектері бір-бірімен Юкава потенциалының көмегімен әрекеттеседі. Комплекс нысанға бағытталған Borland Delphi7 программалау ортасында құрастырылды және қосымша компоненттердің көмегімен құрылды. Ол сыртқы магнит өрісіндегі тозаңды плазманың құрылымдық және динамикалық қасиеттерін зерттеуге мүмкіндік беретін қосымша программалардан тұрады. Комплекс компьютерлік жүйенің тұтынушы-адам және программды-аппаратты компоненттер арасында мүмкіндігінше ақпаратты беруді қамтамасыз етеді. Интерфейс барынша тұтынушыға жақындатылған және тұтынушы программаның орындалуы барысында барлығын толықтай басқарады. Интерфейсті тұтынушыға жақындату мақсатында күнделікті терминология, қолданушы нақты жұмысына келтіру, интерфейсін айқынддылығы қолданылды. Автоматтық комплексті қолдану арқылы есептеулерді жүргізу барысында жүйенің параметрлерін өзгертуге, алынған нәтижелердің сызбасын сызуға, программаны тоқтатып және программадан шығуға мүмкіндік береді. Осы комплекстің негізінде «Magnetized Dusty Plasma» авторлық құқығы алынды.

Түйін сөздер: молекулалық динамика, тозаңды плазма, магнит өрісі, автоматталған комплекс.

Введение

Пылевая плазма представляет собой ионизированный газ с находящимися в нем заряженными частицами вещества микронных размеров (пыль). Исследование свойств пылевой плазмы [1-5] является крайне актуальным на сегодняшний день, что продиктовано как прикладной важностью, так и широкой распространённостью пылевой плазмы в природе.

А вопрос о том, как влияет магнитное поле на динамические, транспортные и структурные свойства ансамбля заряженных частиц представляет большой интерес для широкого спектра физических систем и задач [6-10]. Особое внимание привлекает случай сильной связи, т.е. когда кулоновское взаимодействие превышает кинетическую энергию. Пылевая плазма, образующаяся, в частности, в пристеночной области установок УТС, как раз и представляет собой сильно связанную магнитоактивную плазму.

Новизна работы заключается в детальном изучении и моделировании явления локализации частиц в режиме сильной связи в сильном магнитном поле с помощью, так называемых кейгеновых автокорреляционных функций [11-15]. Этот относительно новый термин от английского слова «Cage», означающего “клетка, садок”, был введен Эраном Рабани и получил

развитие в связи с прямой корреляцией с процессом диффузии многочастичных системах.

Математическая модель исследования свойств пылевой плазмы во внешнем однородном магнитном поле построена на основе метода молекулярной динамики [16-19] (ланжевенной динамики в случае, если учитываются сила трения со стороны буферной плазмы и случайная броуновская сила). Для интегрирования уравнений движения частиц был использован разностный алгоритм Верле, который незаменим при моделировании физических процессов в реальном времени.

Компьютерное моделирование является одним из мощных средств изучения свойств и поведения многочастичных систем, особенно в том случае, когда использование других теоретических подходов затруднительно. Так же большим преимуществом компьютерного моделирования является возможность исследования свойств системы в условиях, близких к реальному эксперименту, но не требующих столь больших экономических затрат.

На сегодняшний день использование информационных технологий в физике плазмы является одним из бурно развивающихся трендов. В связи с этим, был разработан автоматизированный комплекс компьютерных программ по исследованию и моделированию физических

свойств магнитоактивной плазмы. Комплекс разработан в среде объектно-ориентированного программирования Borland Delphi7, с использованием дополнительных компонентов. Комплекс состоит из нескольких подпрограмм, с помощью которых можно исследовать динамические и структурные свойства пылевой плазмы во внешнем магнитном поле.

Интерфейс программы предоставляет пользователю возможность задавать параметры задачи, следить за ходом расчетов, остановить программу, и сохранить полученные расчеты в текстовый файл. После окончания времени расчета результаты можно представить в виде графика.

Теория и результаты

Математическая модель основывается на использовании стандартного метода молекулярной динамики (МД) [20-22] а также специально подобранных уравнений для обработки данных компьютерного эксперимента. С помощью МД метода можно отследить временную эволюцию системы взаимодействующих частиц на основе интегрирования их уравнений движения. Уравнение движения пылевых частиц с учетом влияния магнитного поля записывается следующим образом:

$$m_d \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} = \sum_{i \neq j} \vec{F}_{ij}(t) + Q[\dot{\vec{r}} \times \vec{B}], \quad (1)$$

где первый член в правой части – сила $\vec{F}_{\text{int}}(r)$ взаимодействия, появляющаяся в результате взаимодействия с соседними окружающими пылевыми частицами, второй член – сила Лоренца, учитывающая влияние внешнего магнитного поля, сила взаимодействия определяется как $F_{\text{int}}(r) = -\partial\Phi(r) / \partial r$, $r = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ – межчастичное расстояние; m – масса пылевой частицы.

Ниже будет приведен алгоритм метода молекулярной динамики для двумерного случая. Для трехмерной системы используется тот же самый алгоритм, но с переходом к кубической базовой ячейке и переопределением некоторых параметров, таких как среднее расстояние между частицами, плазменная частота и др.

Взаимодействие пылинок описывалось на основе экранированного потенциала Кулона,

часто упонимаемом в литературе как потенциал Дебая-Хюккеля или потенциал Юкава [23-25]:

$$\phi(r) = \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\exp(-r/\lambda_D)}{r}, \quad (2)$$

здесь Q – заряд частиц и $\lambda_D = \left(\frac{nQ^2}{\epsilon k_B T} \right)^{-1/2}$ –

Дебаевская длина экранировки. Отношение между межчастичной потенциальной энергией и тепловой энергией выражается через параметр связи: $\Gamma = Q^2 / 4\pi\epsilon_0 a k_B T$, где T – температура, $\kappa = a / \lambda_D$ – параметр экранировки, для двумерной системы $a = (1/\pi n)^{-1/2}$ – радиус Вигнера-Зейтца (среднее расстояние между частицами), n – плотность частиц.

Параметр магнитного поля $\beta = \omega_c / \omega_p$, где $\omega_c = QB / m$ – циклотронная и $\omega_p = \sqrt{nQ^2 / 2\epsilon m a}$ – двумерная плазменная частота. Отметим, что ларморовский радиус становится меньше радиуса Вигнера-Зейтца при $\beta \geq 0.1$.

Время берется в единицах, обратных плазменной частоте пылевых частиц, а скорость в единицах тепловой скорости частиц

$$v_T = (k_B T / m)^{-1/2}. \quad (3)$$

Для реализации метода молекулярной динамики все пространство разбивается на равные ячейки (квадраты), т.е. частицы двигаются в плоскости (x,y) и предполагается, что магнитное поле однородно и направлено перпендикулярно двумерному слою частиц, то есть $\vec{B} = (0, 0, B)$. Одна из ячеек считается базовой, остальные – копии (реплики). Конфигурации частиц базовой ячейки повторяются во всех остальных ячейках. На базовую ячейку и на реплики были наложены периодические граничные условия, количество частиц в ячейке бралось равным $N = 4000$. Начальное распределение компонент координат и скоростей частиц берется случайным, однако компоненты скоростей должны быть распределены по гауссовскому закону с заданной температурой. На первом этапе моделирования система должна перейти в равновесное состояние, что происходит достаточно быстро. Так как моделирование проводится для канонического

ансамбля, используется термостат для поддержания постоянной температуры. После того, как в системе достигается равновесие, начинается сбор данных о скоростях и координатах частиц, эти данные необходимы для дальнейших вычис-

лений. Таким образом, алгоритм выполнения компьютерного моделирования МД состоит из следующих этапов.

Основное окно программного комплекса продемонстрировано на рисунке 1.



Рисунок 1 – Основное окно автоматизированного комплекса

Программный интерфейс для исследования динамических свойств пылевой плазмы. С помощью данных о микроскопических свойствах системы, а именно скоростях пылевых частиц, можно исследовать автокорреляционную функцию скоростей (АФС), которая является одной из важных динамических [26-27] характеристик системы. Данная функция вычисляется на основе следующего уравнения:

$$A_{vv}(t) = \langle \vec{v}(t)\vec{v}(0) \rangle, \quad (4)$$

где скобки означают усреднение по ансамблю и по различным начальным моментам времени. А ее нормированное значение ($A_{vv}(0)=1$) выражается следующим образом:

$$\bar{A}_{vv}(t) = \frac{\langle \vec{v}(t)\vec{v}(0) \rangle}{\langle \vec{v}(0)\vec{v}(0) \rangle}. \quad (5)$$

По виду автокорреляционных функций скоростей можно судить о наличии каких-либо автоколебаний в системе, а также можно вычислить коэффициент диффузии на основе метода Грина-Кубо. В основе этого метода лежит следующее выражение:

$$D(t) = \frac{1}{d} \int_0^t A_{vv} dt, \quad (6)$$

здесь d – размерность системы. Интерфейс загрузки программы по расчету автокорреляционной функции скоростей пылевых частиц приведен на рисунке 2. А по расчету коэффициента диффузии представлен на рисунке 3.

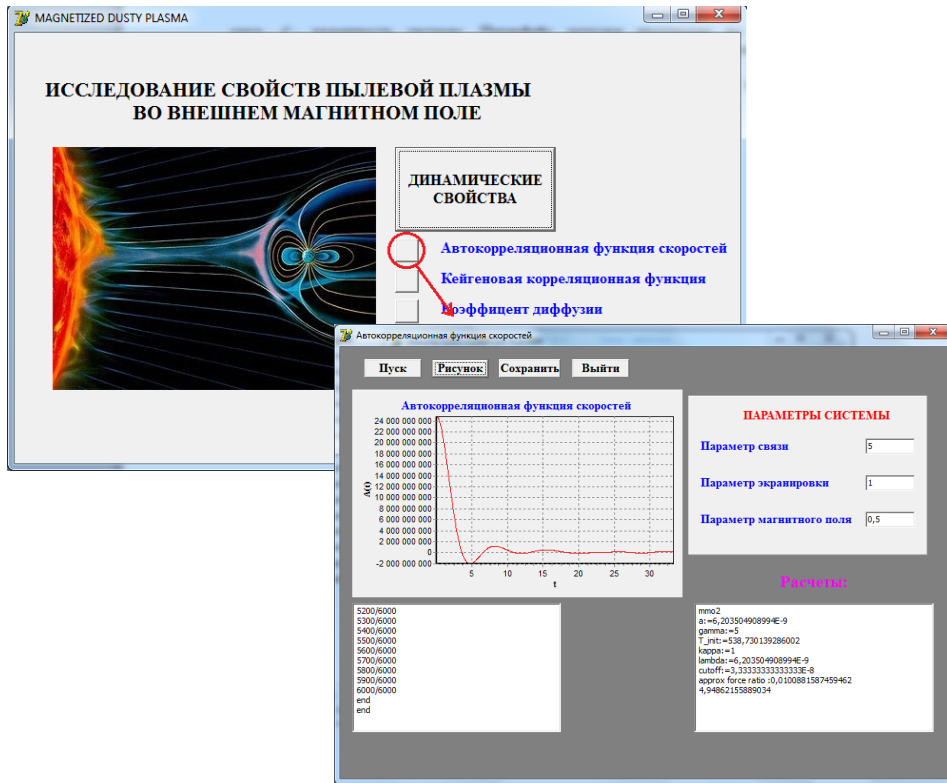


Рисунок 2 – Интерфейс для вычисления автокорреляционных функций скоростей

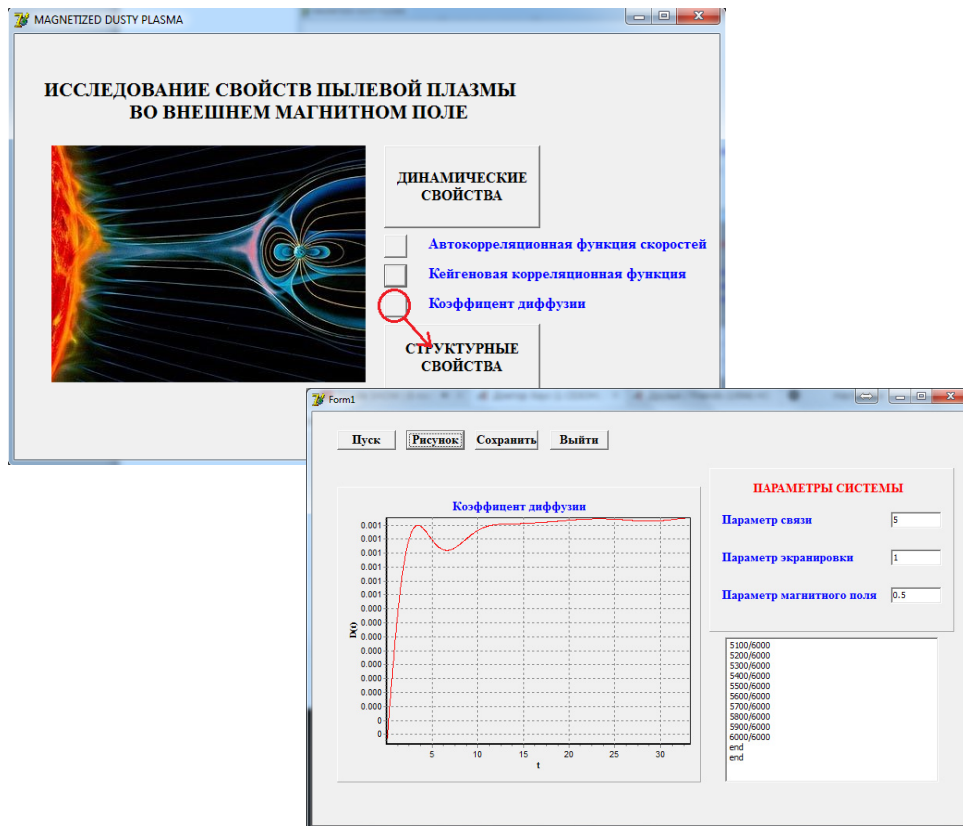


Рисунок 3 – Интерфейс для расчета коэффициента диффузии

Для исследования локализации частиц отслеживается изменение окружения отдельной частицы с помощью корреляционного метода. Список соседей l_i частицы i определяется следующим образом:

$$l_i = \{f(r_{i,1}), f(r_{i,2}) \dots f(r_{i,N})\} \quad (7)$$

где $f(r_{i,j}) = \Theta(r_c - r_{i,j})$ и Θ – функция Хевисайда (т.е. если $f = 1$ $r_{i,j} \leq r_c$, и $f = 0$ в противном случае). Здесь r_c – радиус клетки (сферической формы), и условие $r_{i,j} \leq r_c$ означает, что частицы близко расположены друг к другу.

В данном случае радиус клетки равен $r_c = 2.42$, который приблизительно равен расстоянию первого минимума парной корреляционной функции $g(r)$ при больших значениях параметра связи. Выбор данного значения означает, что соседние частицы расположены в первой координатной оболочке. Наши

вычисления $\int_0^{r_c} rg(r)dr$ координационного числа

привели к значениям приближенным к значению 14, которое является количеством первичных ближайших и вторичных ближайших соседей, как в ОЦК так и в ГЦК решетках. В жидкой фазе эти частицы образуют общую оболочку вокруг пробной частицы.

Взаимодействие между окружением частицы в момент времени $t = 0$ и t вычисляется с помощью функции «списка», которая определяется через скалярное произведение соседних векторов списка:

$$C_i(t) = \frac{\langle l_i(t)l_i(0) \rangle}{\langle l_i(0)^2 \rangle}, \quad (8)$$

где $\langle \dots \rangle$ усреднение по всем частицам и по начальным временам. Число частиц, покинувших начальную клетку частицы i в момент времени t , определяется следующим образом:

$$n_i^{out}(t) = |l_i(0)^2| - l_i(0) \cdot l_i(t), \quad (9)$$

Первая часть данного уравнения определяет число частиц, окружающих частицу i в момент времени $t = 0$, а вторая часть определяет число частиц, которые остались после некоторого момента времени t . Кейгеновая корреляционная функция C_{cage} , которая характеризует распад первичной группы частиц в клетке, вычисляется как ансамбль и среднее время функции $\Theta(c - n_i^{out})$ для разного числа частиц, покинувших клетку (окружение пробной частицы):

$$C_{cage}^c(t) = \langle \Theta[c - n_i^{out}(0, t)] \rangle. \quad (10)$$

Кейгеновая корреляционная функция может быть вычислена для разного числа значения c , обычно $c = 7$, то есть, количество частиц, покинувших клетку равно половине числа частиц, которые находились в первой координатной оболочке (в жидкой фазе). Когда $C_{cage}^7(t)$ функция опускается до 0.1, то первичная группа частиц считается уже некоррелированной. Интерфейс вычисления кейгеновой корреляционной функции представлен на рисунке 4.

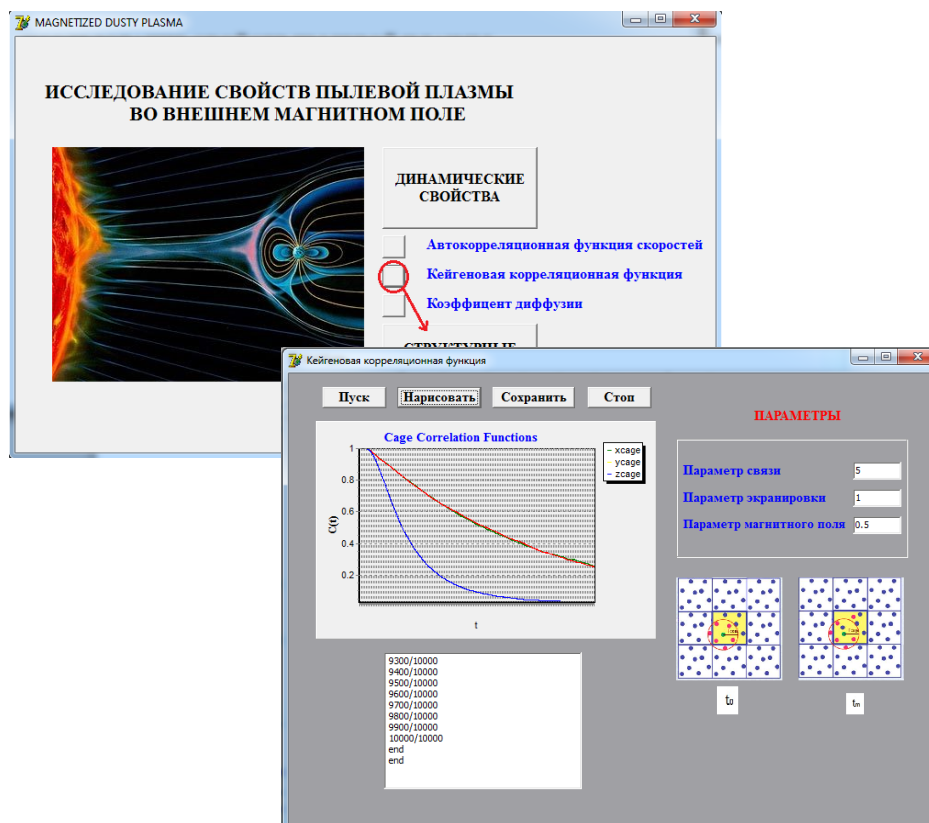


Рисунок 4 – Интерфейс для вычисления кейгеновых корреляционных функции

Программный интерфейс для исследования структурных свойств пылевой плазмы. Одной из важнейших структурных характеристик много частичной системы являются парные корреляционные функции.

Парная корреляционная функция распределения $F_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ определяет вероятность нахождения первой частицы в точке \vec{r}_1 и второй в точке \vec{r}_2 . В случае изотропной системы парная функция зависит лишь от расстояния между частицами и называется радиальной функцией распределения $g(r)$. Потенциал взаимодействия частиц влияет на поведение функции распределения. Там, где потенциал взаимодействия стремится к нулю, т.е. на больших расстояниях имеем некоррелированное распределение.

Вероятность нахождения частиц на заданном расстоянии принято рассматривать относительно некоррелированного распределения, следовательно, радиальные функции с ростом межчастичного расстояния должны стремиться к единице.

На основе обработки данных компьютерного моделирования можно получить радиальные функции распределения частиц. Когда имеется набор координат частиц в разные моменты времени (конфигурации), подсчет радиальной функции распределения осуществляется следующим образом. Для каждой частицы пространство вокруг этой частицы от 0 до $\frac{L}{2}$ делится на круговые слои толщиной Δr и подсчитывается число частиц в каждом слое $\Delta N(r)$. Полученные значения усредняются по всем частицам данной конфигурации и по различным конфигурациям траектории марковской цепи.

Радиальная функция распределения вычисляется по формуле

$$g(r) = \frac{v}{2\pi r} \cdot \frac{\Delta \bar{N}(r)}{\Delta r}, \quad (11)$$

где $v = 1 / n_p$, $\Delta \bar{N}(r)$ - усредненное значение числа частиц в круговом слое.

Вид данной функции связан с фазовым состоянием системы. Интерфейс радиальной функций распределения представлен на рисунке

5, который появляется при нажатий кнопки «структурные свойства».

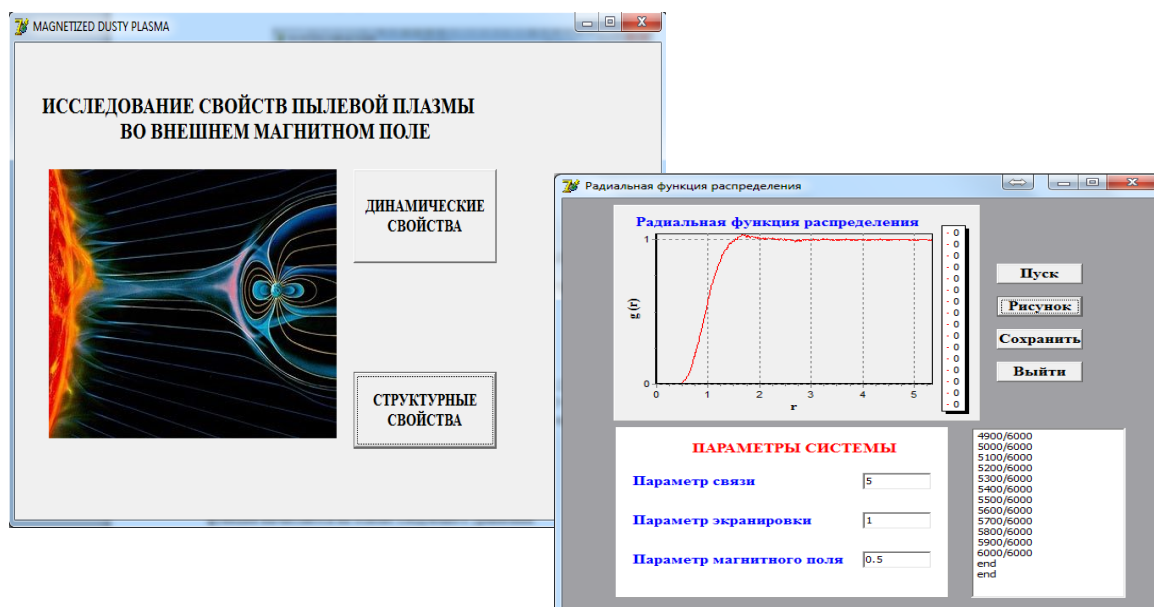


Рисунок 5 – Интерфейс для вычисления парной корреляционной функций

Заключение

Работа посвящена компьютерному моделированию пылевой плазмы во внешнем магнитном поле с помощью метода компьютерного моделирования молекулярной динамики. Проведено детальное моделирование микроскопических и динамических свойств пылевой плазмы на основе Юкавовской модели взаимодействия, учитывающей коллективные эффекты экранировки поля заряженной пылинки, окруженной плазмой буферного газа.

Создана программная оболочка с графическим интерфейсом, позволяющая исследовать влияние внешнего магнитного поля на динамические и структурные свойства Юкава системы на основе компьютерного метода молекулярной динамики.

По результатам компьютерного моделирования создан автоматизированный комплекс для моделирования и исследования свойств системы. Комплекс программы предоставляет пользователю возможность задавать параметры задачи, следить за ходом расчетов, останавливать программу, и сохранять полученные расчеты в текстовый файл. После окончания времени расчета результаты можно представить в виде графика.

Нами было получено авторское свидетельство «Magnetized Dusty Plasma», свидетельствующее о новизне и о оригинальности данного программного комплекса.

Работа была выполнена в рамках Гранта AP05132665 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

- 1 Fortov V. E., Khrapak A. G., and Iakubov I. T., Physics of Strongly Coupled Plasmas: Oxford University Press, Oxford, 2005. – 587 p.
- 2 Baimbetov F.B., Ramazanov T.S., Nurekenov Kh.T. Pseudopotential theory of classical non-ideal plasma // Phys. Lett. A. – 1995. – Vol. 202. – P. 211.

- 3 Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Джумагулова К.Н. К термодинамике слабо неидеальной плазмы // ТВТ. – 1995. – Т.33, №4. – С. 150-152.
- 4 Fortov V.E., Nefedov A.P., Petrov O.F., Samarian A.A., Chernyshev A.V. Emission properties and structural ordering of strongly coupled dust particles in a thermal plasma // Phys. Letters. A. – 1996. – Vol. 219. – P. 89-94.
- 5 Рамазанов Т.С., Джумагулова К.Н., Омарбакиева Ю.А., Петров О.Ф., Гавриков А.В., Липаев А.М. Исследование пылевой плазмы и плазменного кристалла в условиях микрогравитации на аппаратуре ПК-3 на борту МКС // Вестник НАН РК. – 2005. – №6. – С. 160-168.
- 6 Bonitz M., Donko Z., Ott T., Kahlert H., and Hartmann P. Nonlinear magnetoplasmons in strongly coupled Yukawa plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 105. – P. 055002.
- 7 Ott T., Bonitz M., Hartmann P. and Donko Z. Higher harmonics of the magnetoplasmon in strongly coupled Coulomb and Yukawa systems // Phys. Rev. E. – 2011. – Vol. 83. – P. 046403.
- 8 Dzhumagulova K. N., Masheeva R. U., Ramazanov T. S. and Donko Z. Effect of magnetic field on the velocity autocorrelation and the caging of particles in two-dimensional Yukawa liquids // Physical Review E. – 2014. – Vol. 89. – P. 033104.
- 9 Feng Yan, Goree J. and Bin Liu. Superdiffusion of two dimensional Yukawa liquids due to a perpendicular magnetic field // Phys. Rev. E. – 2014. – Vol. 90. – P. 013105.
- 10 Джумагулова К.Н., Рамазанов Т.С., Машеева Р.У., Донко З. Влияние внешнего магнитного поля на автокорреляционные функции скоростей пылевых частиц // Вестник КазНУ, серия физическая – 2015. – №3 (54).
- 11 Golden K. I., Kalman G. J., Quasilocalized charge approximation in strongly coupled plasma physics // Phys. Plasmas – 2000. – Vol. 7. – P. 14.
- 12 Dzhumagulova K.N., Masheyeva R.U., Ramazanov T.S., Xia G., Kalimoldayev M.N., and Donko Z., Simultaneous effect of an external magnetic field and gas-induced friction on the caging of particles in two-dimensional Yukawa systems // Contrib. Plasma Phys. – 2018. – Vol. 58. – P. 217.
- 13 Rabani E., Gezelter J.D., and Berne B.J. Calculating the hopping rate for self-diffusion on rough potential energy surfaces: Cage correlations // J. Chem. Phys. – 1997. – Vol. 107. – P. 6867.
- 14 Rabani E., Gezelter J. D., Berne B. J., Direct Observation of Stretched-Exponential Relaxation in Low-Temperature Lennard-Jones Systems Using the Cage Correlation Function // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 82. – P. 3649.
- 15 Машеева Р.У., Джумагулова К.Н., Рамазанов Т.С., Исследование связи кейгеновой корреляционной функции и коэффициента диффузии для трехмерной Юкавской жидкости // Сборник трудов международной конференции «СДФФФФ-9» – Алматы, 2016. – С. 72.
- 16 Spreiter Q. and Walter M. Classical Molecular Dynamics Simulation with the Velocity Verlet Algorithm at Strong External Magnetic Fields // J. Comput. Phys. – 1999. – Vol. 152. – P. 102 – 109.
- 17 Refson K. Moldy: A portable molecular dynamics simulation program for serial and parallel computers // Computer Physics Communications. – 2000. – Vol. 126(3). – P. 310-329.
- 18 Amini M., Fincham D. Evaluation of temperature in molecular dynamics simulation // Computer Physics Communications. – 1990. – Vol. 56(3). – P. 313-324.
- 19 Van Gunsteren W.F., Berendsen H.J.C. A Leap-Frog Algorithm for Stochastic Dynamics // Molecular Simulation. – 1988. – Vol. 1(3). – P. 173-185.
- 20 Rosenberg M., Kalman G.J., Hartmann P., Donko Z. Waves in a quasi-two-dimensional superparamagnetic dusty plasma liquid in a trap // Physical Review E. – 2016. – Vol. 94. – P. 033203.
- 21 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. Shear viscosity of dusty plasma obtained on the basis of the Langevin dynamics // Contr. Plasma Phys. – 2008. – №4 (48). – P.357 – 360.
- 22 Vaulina O.S., Khrustal'ov Yu.V., Petrov O.F., Numerical Study of Heat Capacity in Dissipative Two-Dimensional Yukawa Systems // Contrib. Plasma Phys. – 2011. – T. 51.6. – С. 495.
- 23 Kiyokawa S. Energy barrier of bcc-fcc phase transition via the Bain path in Yukawa system // Physics of Plasmas. – 2018. – Vol. 25. – P. 053703
- 24 Kumar S., Das A. Spiral waves in driven strongly coupled Yukawa systems // Physical Review E. – 2018. – Vol. 97 (6). – P. 063202
- 25 Wang K., Huang D., Feng Y. Dynamical heterogeneities of cold 2D Yukawa liquids // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2018. – Vol. 51 (24). – P. 245201.
- 26 Джумагулова К. Н., Машеева Р. У. Динамические характеристики и коэффициент диффузии пылевой компоненты плазмы сложного состава // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2012. Vol. – 1(40). – с. 20-23.
- 27 Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S., Masheeva R. U. Velocity Autocorrelation Functions and Diffusion Coefficient of Dusty Component in Complex Plasmas // Contrib. Plasma Phys. – 2012. – Vol. 52 (3). – P. 182 – 185.

References

- 1 V.E. Fortov, A.G. Khrapak, and I.T. Iakubov, Physics of Strongly Coupled Plasmas (Oxford University Press, Oxford, 2005), 587 p.
- 2 F.B. Baimbetov, T.S. Ramazanov, and Kh.T. Nurekenov, Phys. Lett. A. 202, 211 (1995).
- 3 F.B. Baimbetov, T.S. Ramazanov, and K.N. Dzhumagulova, TVT. 33(4), 150-152 (1995). (In Russ)
- 4 V.E. Fortov, A.P. Nefedov, O.F. Petrov, A.A. Samarian, A.V. Chernyshev, Phys. Letters. A. 219, P. 89-94 (1996).
- 5 T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, Yu.A. Omarbakiyeva, O.F. Petrov, A.V. Gavrikov, A.M. Lipayev, Vestnik NAN RK 6, 160-168 (2005). (In Russ)
- 6 M. Bonitz, Z. Donko, T. Ott, H. Kahlert, and P. Hartmann, Rev. Lett. 105, 055002 (2010).
- 7 T. Ott, M. Bonitz, P. Hartmann and Z. Donko, Phys. Rev. E. 83, 046403 (2011).

- 8 K.N. Dzhumagulova, R.U. Masheeva, T.S. Ramazanov and Z. Donkó, *Physical Review E*. 89, 033104 (2014).
- 9 Yan Feng, J. Goree and Liu Bin, *Phys. Rev. E*. 90, 013105 (2014).
- 10 K.N. Dzhumagulova, T.S. Ramazanov, R.U. Masheyeva, Z. Donko, *Recent Contributions to Physics*, 3 (54), 150-158 (2015). (In Russ)
- 11 K.I. Golden, G. J. Kalman, *Phys. Plasmas* 7, 14 (2000).
- 12 K.N. Dzhumagulova, R.U. Masheyeva, T.S. Ramazanov, G. Xia, M.N. Kalimoldayev, and Z. Donkó, *Contrib. Plasma Phys.* 58, 217 (2018).
- 13 E. Rabani, J.D. Gezelter, and B.J. Berne, *J. Chem. Phys.* 107, P. 6867 (1997).
- 14 E. Rabani, J. D. Gezelter, B. J. Berne, *Phys. Rev. Lett.* 82, P. 3649 (1999).
- 15 R.U. Masheyeva, K.N. Dzhumagulova, T.S. Ramazanov, *Sbornik trudov mezhdunarodnoy konferentsii «SDFFFO-9» (Almaty, Kazakhstan 2016)*, p.72. (In Russ)
- 16 Q. Spreiter and M. Walter, *J. Comput. Phys.* 152, 102 – 109 (1999).
- 17 K. Refson, *Computer Physics Communications*. 126(3), 310-329 (2000).
- 18 M. Amini, D. Fincham, *Computer Physics Communications*. 56(3), 313-324 (1990).
- 19 W.F. Van Gunsteren, H.J.C. Berendsen, *Molecular Simulation*. 1(3), 173-185 (1988).
- 20 M. Rosenberg, G.J. Kalman, P. Hartmann, Z. Donkó, *Physical Review E*. 94, 033203 (2016).
- 21 T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, *Contr. Plasma Phys.* 4 (48), 357 – 360 (2008).
- 22 O.S. Vaulina, Yu.V. Khrustalyov, O.F. Petrov, *Contrib. Plasma Phys.* 51(6), 495 (2011).
- 23 S. Kiyokawa, *Physics of Plasmas*. 25, 053703 (2018).
- 24 S. Kumar., A. Das, *Physical Review E*. 97 (6), 063202 (2018).
- 25 K. Wang, D. Huang, Y. Feng, *Journal of Physics D: Applied Physics*. 51 (24), 245201. (2018).
- 26 K.N. Dzhumagulova, R.U. Masheyeva, *Recent Contributions to Physics* 1(40), 20-23 (2012). (In Russ)
- 27 K. N. Dzhumagulova, T. S. Ramazanov, R. U. Masheeva, *Contrib. Plasma Phys.* 52 (3), P. 182 – 185 (2012).

3-бөлім
**КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ
ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ.
НАНОҒЫЛЫМ**

Section 3
**CONDENSED MATTER PHYSICS AND
MATERIALS SCIENCE PROBLEMS.
NANOSCIENCE**

Раздел 3
**ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ.
НАНОНАУКА**

**Gabdullin M.T.^{1,2}, Schur D.V.³, *Ismailov D.V.^{1,4},
Kerimbekov D.S.¹, Ayaganov Zh.E.^{1,4}, Batryshev D.G.⁴, Ciuparu D.⁵**

¹National Nanotechnology Laboratory of the open type, Kazakhstan, Almaty

²Kazakh-British Technical University, Kazakhstan, Almaty

³Institute of Problems of Materials Science after I.N. Frantsevich NAS of Ukraine, Ukraine, Kiev

⁴Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

⁵Petroleum – Gas University of Ploiesti, Romania, Ploiesti

*e-mail: ismailov_daniyar_v@bk.ru

STATISTICAL THEORY OF FULLERITE SOLUBILITY

In this paper, calculated the solubility of fullerite in order to clarify the features of the temperature dependence in the process. This takes into account the implementation in different temperature ranges of the crystalline structures of fullerite formed by fullerene molecules of various modifications. Experimental studies of solutions of fullerene molecules in various organic media made it possible to establish the features of the temperature dependence of the solubility of fullerite C₆₀. Instead of the expected increase in solubility with increasing temperature, the extremes of its temperature dependence with a maximum at room temperature were revealed, the endothermicity of the dissolution process was established. The anomalies of the temperature dependence of the solubility of fullerenes C₆₀ in organic matrices are due to a change in the structure of bonds in the framework of fullerene molecules, which, in turn, affect the structure of solid-phase fullerite. More accurate results using the formulas obtained can be calculated if the true values of the energy parameters are known from independent experiments. However, it can be assumed that the nature of the revealed patterns will remain.

Key words: materials, molecule, fullerite, Face Centered Cubic (FCC), Body-Centered Cubic (BCC), Simple Cubic (SP).

Габдуллин М.Т.^{1,2}, Щур Д.В.³, *Исмаилов Д.В.^{1,4},
Керимбеков Д.С.¹, Аяганов Ж.Е.^{1,4}, Батрышев Д.Г.⁴, Чиупару Д.⁵

¹Ашық Түрдегі Ұлттық Нанотехнологиялық Зертхана, Қазақстан, Алматы қ.

²Қазақстан-Британ техникалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³И.Н. Францевич атындағы материалтану мәселелері институты, Украина, Киев қ.

⁴Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

⁵Плоешти мұнай-газ университеті, Румыния, Плоешти қ.

*e-mail: ismailov_daniyar_v@bk.ru

Фуллерит ерігіштігінің статистикалық теориясы

Бұл жұмыста осы процеске температураның тәуелділік ерекшелігін анықтау мақсатында фуллереннің ерігіштігі есептелген. Онымен қоса, әр түрлі температура интервалында кристалл құрылымды, әр түрлі модификациядағы фуллерен молекулаларының жасалуы, фуллериттің пайда болуы есепке алынады. Әр түрлі органикалық орталардағы фуллерен молекулаларының ерітіндісінің эксперименталды зерттелуі фуллерит C₆₀ ерігіштігінің температуралық тәуелділігін анықтауға мүмкіндік берді. Температура жоғарылаған сайын ерігіштіктің жоғарылауы болжанған болатын, оның орнына бөлме температурасындағы максимум экстремалды температуралық тәуелділік анықталды. Органикалық матрицаларда C₆₀ фуллерен ерігіштігінің температураға тәуелді болу аномалиясының себебі – фуллерен молекуласы қаңқасындағы байланыстардың құрылымдарының өзгеруі, олар өз кезегінде қатты фазалы фуллерит құрылымына әсер етеді. Егер энергия параметрлерінің тәуелсіз мәндері тәуелсіз эксперименттерден белгілі болса, алынған формулаларды пайдалана отырып, дәлірек нәтижелерді есептеуге болады.

Түйін сөздер: материалдар, молекула, фуллерит, беткі орталықтандырылған текше, көлемді орталықтандырылған текше, қарапайым текше.

Габдуллин М.Т.^{1,2}, Щур Д.В.³, Исмаилов Д.В.^{1,4*},
Керимбеков Д.С.¹, Аяганов Ж.Е.^{1,4}, Батрышев Д.Г.⁴, Чиупару Д.⁵

¹Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Казахстан, г. Алматы

²Казахстанско-Британский технический университет, Казахстан, г. Алматы

³Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевич НАН Украины, Украина, г. Киев

⁴Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

⁵Нефтегазовый университет Плоешти, Румыния, г. Плоешти

*e-mail: ismailov_daniyar_v@bk.ru

Статистическая теория растворимости фуллерита

В данной работе рассчитана растворимость фуллерита с целью выяснения особенностей температурной зависимости этого процесса. При этом учитывается реализация в разных температурных интервалах кристаллических структур фуллерита, сформированных фуллереновыми молекулами разной модификации. Экспериментальные исследования растворов фуллереновых молекул в различных органических средах позволили установить особенности температурной зависимости растворимости фуллерита C_{60} . Вместо предполагаемого увеличения растворимости с повышением температуры выявлена экстремальность ее температурной зависимости с максимумом при комнатной температуре, установлена эндотермичность процесса растворения. Аномалии температурной зависимости растворимости фуллеренов C_{60} в органических матрицах обусловлены изменением структуры связей в каркасе фуллереновых молекул, которые, в свою очередь, влияют и на структуру твердофазного фуллерита. Более точные результаты с использованием полученных формул могут быть рассчитаны, если будут известны из независимых экспериментов истинные значения энергетических параметров. Однако можно предположить, что характер выявленных закономерностей сохранится.

Ключевые слова: материалы, молекула, фуллерит, графенцентрированная кубическая (ГЦК), объемно-центрированная кубическая (ОЦК), простая кубическая (ПК).

Introduction

At present, carbon materials, including nanostructured carbon modifications or their derivatives are belong to the rapidly developing field of materials science. A large number of scientists and engineers are engaged in their research. Carbon modifications include particles, one of the dimensions of which does not exceed 100 nm. To a greater extend, the term nanostructured modifications of carbon can be attributed to fullerenes and nanotubes and other similar structures. Fullerenes are spherical hollow carbon clusters with the number of atoms $n = 30-120$. C_{60} , C_{70} , C_{76} , and others [1–5] are known to be obtained in sufficiently large quantities. The most stable form is C_{60} , which spherical hollow structure consists of 20 hexagons and 12 pentagons. According to X-ray analysis, the average diameter of the sphere is 0.714 nm [1-5]. The internal bond in fullerene between the atoms is larger than the external one, therefore fullerenes form a solid body during consideration, with the preservation of their internal structure (fullerite) with a density of 1.65 g / cm³. The ionization potential of fullerene is 7.6 eV, the affinity for an electron is 2.6-2.8 eV. The dissociation energy with a separation of C_2 and the formation of C_{58} -4.6 eV [6-12]. Fullerite is a

molecular crystal formed from C_{60} , C_{70} and other molecule clusters, called fullerenes. The interest in the study of fullerenes increased significantly after the developing technology of their synthesis in macroscopic, gram quantities. According to some publications, arc synthesis is the most accessible and common method for producing fullerene-containing soot. Almost all technological parameters, the chemical frequency of evaporated graphite, as well as the size and shape of graphite electrodes, have a strong effect on the yield of fullerenes. The interest in studying the behavior of fullerenes in solutions is twofold and has both fundamental and applied aspects [13-19]. Fundamental interest in this issue is primarily due to the fact that fullerenes belong to the only one of the three currently known allotropic carbon modifications (graphite, diamond, fullerenes), which have appreciable solubility in a wide class of organic solvents. Another reason for the increased interest in the study of fullerenes in solutions is the fact that there are existing methods for the preparation and cleaning of fullerenes in macroscopic quantities based on their use in solvents. As a result of intense thermal effects on the surface of crystalline graphite, soot is formed, which contains up to 20% fullerenes. In this case, it is most convenient to carry out thermal action by

means of an arc discharge between graphite electrodes in an atmosphere of a buffer gas, for which helium is usually used [20–26]. This report presents the results of calculations of the solubility of fullerite in aromatic and other media.

Results of the experiments and discussion

To solve the problem, the free energy of the system was calculated. The following provisions were taken into account:

1) implementation of three possible phases of fullerite with SC, BCC, FCC structures formed by fullerene molecules of different modifications (Φ_α , Φ_β , Φ_γ) and different activities [9],

2) the method of average energies [6-9], in which the interaction energy of molecules is determined by the intermolecular distance and their chemical nature;

3) model of spherically symmetric hard balls [10, 11], in which the interaction is taken into account not between atoms, but between molecules, as independent structural units;

4) the lack of order in the placement of all molecules at the sites of the crystal lattice;

5) neglect of the correlation in the substitution of the positions of the crystal lattices with both fullerene molecules and solvent molecules;

6) taking into account only the pair interaction and only the neighbouring molecules;

7) arbitrary composition of fullerite, as well as its single or two phase in different temperature ranges;

8) implementation in solution in different temperature ranges of SC, BCC, or FCC lattices, in some positions of which P solvent molecules are located. The latter position is realized at the boundary of a solid fullerite crystal and a liquid solvent.

When calculating the phase were designated as follows:

- α phase – fullerite with SC lattice and Φ_α molecules,
 - β phase – fullerite with BCC lattice and Φ_β molecules,
 - γ phase – fullerite with FCC lattice and Φ_γ molecules.
- (1)

The parameters of the considered lattices depend on the temperature and are somewhat different in various literature sources. We have taken the following values:

$$\begin{aligned} a_\alpha &= 14,08 \text{ \AA} \text{ for the PC structure,} \\ a_\beta &= 14,13 \text{ \AA} \text{ for the BCC structure,} \\ a_\gamma &= 14,17 \text{ \AA} \text{ for the FCC structure,} \end{aligned} \quad (2)$$

The nearest intermolecular distances for each structure was determined by the following formulas:

$$\begin{aligned} r_\alpha = a_\alpha &= 14,08 \text{ \AA}, \quad r_\beta = a_\beta \sqrt{3} / 2 = 12,23 \text{ \AA}, \\ r_\gamma = a_\gamma \sqrt{2} / 2 &= 10,02 \text{ \AA}. \end{aligned} \quad (3)$$

Thus, intermolecular distances are reduced in the following sequence: SC \rightarrow BCC \rightarrow FCC. The interaction energy due to this factor should increase in absolute value. However, it still depends on the activity of the fullerene molecules themselves, which largely determines the nature of the interaction.

To calculate the solubility of fullerite in an organic medium, the free energies of the α , β , γ phases were determined using the initial formula

$$\begin{aligned} F_i &= E_i - kT \ln G_i - kTN_i \ln \lambda_i, \\ i &= \alpha, \beta, \gamma, \end{aligned} \quad (4)$$

where E_i is the internal configuration energy, determined by the sum of the energies of pair interactions of the nearest fullerite and solvent molecules, G_i is the thermodynamic probability of the distribution of fullerene molecules and solvent molecules, determined by the rules of combinatorics, N_i is the number of fullerene molecules in the solvent, λ_i is their activity, k is constant Boltzmann, T – absolute temperature.

The formula (4) takes into account the dependence of the free energy of the system on the number of fullerene molecules ($N_i \neq const$) in the solvent, which changes during the dissolution of fullerite.

Configuration energy was determined by the expression:

$$E_i = -N_{\varphi\varphi}^{(i)} \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} - N_{pp}^{(i)} \nu_{pp}^{(i)} - N_{\varphi p}^{(i)} \nu_{\varphi p}^{(i)}, \quad (5)$$

where $N_{\varphi\varphi}^{(i)}$, $N_{pp}^{(i)}$, $N_{\varphi p}^{(i)}$ are the numbers of the nearest pairs of FF , PP , FR in the phase, $\nu_{\varphi\varphi}^{(i)}$, $\nu_{pp}^{(i)}$, $\nu_{\varphi p}^{(i)}$ are the energies of their

interaction, taken with the opposite sign, $i = \alpha, \beta, \gamma$ are the type of phase.

The numbers of the nearest pairs of molecules in each phase i are equal

$$\begin{aligned} N_{\varphi\varphi}^{(i)} &= \frac{1}{2} z_i N_i^2 / N, & N_{pp} &= \frac{1}{2} z_i N_p^2 / N, \\ N_{\varphi p}^{(i)} &= z_i N_i N_p / N, \end{aligned} \quad (6)$$

where

$$N = N_i + N_p \neq \text{const} \quad (7)$$

is the number of lattice sites occupied by Φ_i and P molecules, N_i и N_p – the number of Φ_i and P molecules, z_i is the coordination number, which equals for the structures:

$$z_i = 6, 8, 12, \text{ respectively, for SC, BCC, and FCC lattices.} \quad (8)$$

Configuration energy E_i taking into account formulas (5) – (7) is equal to

$$\begin{aligned} F_i &= -\frac{z_i}{2(N_i + N_p)} (N_i^2 \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + N_p^2 \nu_{pp}^{(i)} + 2N_i N_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) - \\ &- kT \left[(N_i + N_p) \ln(N_i + N_p) - N_i \ln N_i - N_p \ln N_p - kTN_i \ln \lambda_i \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

The equilibrium concentration of fullerenes in the solid solution is determined by minimizing the free energy. The latter is conveniently carried out using the Lagrange indeterminate multiplier method. For this the function is composed

$$\Psi_i = F_i + a\mathfrak{G}, \quad (13)$$

where a is the Lagrange multiplier, and

$$\mathfrak{G} \equiv N_i + N_p - N \quad (14)$$

$$-z_i (c_i \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + c_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) + \frac{1}{2} z_i (c_i^2 \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + c_p^2 \nu_{pp}^{(i)} + 2c_i c_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) + kT \ln c_i - kT \ln \lambda_i + a = 0, \quad (16)$$

$$-z_i (c_p \nu_{pp}^{(i)} + c_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) + \frac{1}{2} z_i (c_i^2 \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + c_p^2 \nu_{pp}^{(i)} + 2c_i c_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) + kT \ln c_p + a = 0,$$

$$E_i = -\frac{1}{2} z_i \frac{1}{N_i + N_p} \times \quad (9)$$

$$\times (N_i^2 \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + N_p^2 \nu_{pp}^{(i)} + 2N_i N_p \nu_{\varphi p}^{(i)}).$$

Thermodynamic probability is determined by the rules of the combinatory formula

$$G_i = \frac{N!}{N_i! N_p!}, \quad (10)$$

its natural logarithm with regard to the Stirling formula $\ln X! = X(\ln X - 1)$, valid for large numbers X , is equal to

$$\ln G_i = N \ln N - N_i \ln N_i - N_p \ln N_p. \quad (11)$$

We obtain the free energy by substituting expression (4) into (9) and (11)

bond condition (7).

Equilibrium equations were found from the conditions

$$\partial \Psi_i / \partial N_i + a \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial N_i} = 0,$$

$$\partial \Psi_i / \partial N_p + a \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial N_p} = 0, \quad i = \alpha, \beta, \gamma. \quad (15)$$

Substituting in (15) the free energy (12) and the bond condition (14), one can find the relations

where

$$c_i = N_i/N, \quad c_p = N_p/N \quad (17)$$

concentrations of fullerene molecules and solvent molecules.

Subtracting the second equation (16) from the first equation, eliminating the Lagrange multiplier, the ratio can be obtained

$$z_i (\mathbf{v}_{\phi\phi}^{(i)} - \mathbf{v}_{pp}^{(i)} - c_i \boldsymbol{\omega}_i) = kT \ln \frac{c_i}{\lambda_i (1 - c_i)} \quad (18)$$

where

$$\boldsymbol{\omega}_i = 2\mathbf{v}_{\phi\phi}^{(i)} - \mathbf{v}_{\phi\phi}^{(i)} - \mathbf{v}_{\phi\phi}^{(i)} \quad (19)$$

- mixing energy of each phase and it is taken into account that

$$c_i + c_p = 1 \quad (20)$$

Formula (18) can be rewritten as

$$c_i = \left[1 + \frac{1}{\lambda_i} \exp \frac{-z_i (\mathbf{v}_{\phi\phi}^{(i)} - \mathbf{v}_{pp}^{(i)} - c_i \boldsymbol{\omega}_i)}{kT} \right]^{-1} \quad (21)$$

This formula or formula (18) determines the temperature dependence of the solubility of fullerite in the matrix $c_i = c_i(T)$. The form of this dependence is determined by the energy parameter

$$V_i = z_i (\mathbf{v}_{\phi\phi}^{(i)} - \mathbf{v}_{pp}^{(i)} - c_i \boldsymbol{\omega}_i), \quad (22)$$

i.e. the nature of intermolecular interactions.

The study of function (16) on the extremum showed that for each phase the dependence $c_i = c_i(T)$ is monotonic: with increasing temperature, the solubility of fullerite increases or decreases depending on the sign of the energy V_i (22). However, in a wide temperature range, when phase transitions occur in the SC \rightleftharpoons BCC \rightleftharpoons FCC and the sign of the energy parameter V_i is possible, the dependence $c_i = c_i(T)$ can be extreme. Thus, the

developed statistical theory of the solubility of fullerite in an organic matrix, taking into account the formation of various modifications in different temperature ranges of fullerene molecules, i.e. different chemical activity and realization of fullerite with SC, BCC and FC lattices in these temperature ranges allowed us to explain and justify the temperature dependence of the solubility of fullerite in organic solvents, observed experimentally in matrix media such as hexane, toluene, xylene, etc. This fact gives hope on the existence of three stable isomers of C₆₀ molecules, differing in activity and temperature stability, determined by the processes of changes in interatomic bonds with intramolecular on external molecular is realistic. We also note that more accurate results with the execution of the obtained formulas can be calculated if the true values of the energy parameters are known from independent experiments. However, it can be assumed that the nature of the revealed patterns remains.

Conclusion

Thus, the developed statistical theory of the solubility of fullerite in an organic matrix, taking into account the formation of various modifications in different temperature ranges of fullerene molecules, i.e. different chemical activity and realization of fullerite with PC, bcc and fc lattices in these temperature ranges allowed us to explain and justify the temperature dependence of the solubility of fullerite in organic solvents, observed experimentally in matrix media such as hexane, toluene, xylene, etc. This fact confirms the existence of three stable isomers of C₆₀ molecules, distinguished by their activity and temperature stability, determined by the processes of changing intra-molecular and inter-atomic bonds to external molecular ones, is realistic. We also note that more accurate results with the execution of the formulas obtained can be calculated if the true values of the energy parameters are known from independent experiments. However, it can be assumed that the nature of the revealed patterns will remain.

References

- 1 Ruoff R.S., Malhotra R., Huestis D.L., Tse D.S. and Lorents D.C. Anomalous solubility behaviour of C₆₀ // Nature. – 1993. – Vol. 362. – P. 140-141.
- 2 Sivaraman N., Dhamodaran R., Kaliappan I., Srinivasan T.G. and Rao P.R.V. Solubility of C₆₀ in organic solvents // Journ. Org. Chem. – 1992. – Vol. 57 (22). – P. 6077-6079.
- 3 Ruoff R.S., Tse D.S., Malhotra R. and Lorents D.C. Solubility of fullerene (C₆₀) in a variety of solvents // Journ. Phys. Chem. – 1993. Vol. 97 (13). – P. 3379-3383.

- 4 Ying Q., Marecek J. and Chu B. Slow aggregation of buckminsterfullerene (C₆₀) in benzene solution // *Chem. Phys. Lett.* – 1994. – Vol. 219 (3-4). – P. 214-218.
- 5 Letcher T.M., Domanska U., Goldon A. and Mwenesongole E.M. Solubility of Buckminsterfullerene in tetrahydrofuran, thiophene, tetrahydrothiophene, 1, 2- Dichlorobenzene, 1,2,4-trichlorobenzene and n-butyl-amine // *S.-Aft. Journ. Chem.* – 1997. – Vol. 50. – P. 51-53.
- 6 Beck M.T. and Mandi G. Solubility of C₆₀ // *Fullerenes Science Technol.* – 1997. – Vol. 5 (2). – P. 291-310.
- 7 Beck M.T. Solubility and molecular state of C₆₀ and C₇₀ in solvents and solvent mixtures // *Pure s Appl. Chem.* – 1998. – Vol. 70 (10). – P. 1881-1887.
- 8 Bezmelnitsyn V.N., Eletsky A.V. and Okun M.V. Fullerenes in solutions // *UFN.* – 1998. – T. 168 (11). – S. 1195-1220.
- 9 Doome R.J., Fonseca A. and Nagu J.B. C-Mas-NMR investigation of solutions saturated with fullerenes: study of the anomalous solubility behavior // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects.* – 1999. – Vol. 158 (1-2). – P. 137-143.
- 10 Markus Y., Smith A.L., Korobov M.V., Mirakyan A.L., Avramenko N.V. and Stukalin E.B. Solubility of C₆₀ fullerene // *Journ. Phys. Chem. B.* – 2001. – Vol. 105. – P. 2499-2506.
- 11 Miyazawa, K., Shimomura, S., Wakahara, T. and Tachibana, M. Transmission electron microscopy analysis of vertically grown C₆₀ fullerene microtube-AAO membrane joint interfaces // *Diamond Relat. Mater.* – 2016. Vol. 65. – P. 204–208.
- 12 Takeya, H., Konno, T., Hirata, C., Wakahara, T., Miyazawa, K., Yamaguchi, T., Tanaka, M. and Takano, Y. Superconductivity in alkali-doped fullerene nanowhiskers // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2016. – Vol. 28. – P. 354003-1–354003-8.
- 13 Takeya, H., Konno, T., Hirata, C., Wakahara, T., Miyazawa, K., Yamaguchi, T., Tanaka, M. and Takano, Y. Superconductivity in alkali-doped fullerene nanowhiskers // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2016. – Vol. 28. – P. 354003-1–354003-8.
- 14 Shrestha L.K., Shrestha R.G., Hill J.P., Tsuruoka T., Ji. Q., Nishimura T. and Ariga K. Surfactant-triggered nanoarchitectonics of fullerene C₆₀ crystals at a liquid–liquid interface // *Langmuir.* – 2016. – Vol. 32. – P. 12511-1251.
- 15 Stewart, I.E., Kim, M.J. and Wiley, B.J. Effect of morphology on the electrical resistivity of silver nanostructure films. // *Appl. Mater. Interfaces.* – 2017. – Vol. 9. – P. 1870-1876.
- 16 Cognard G., Ozouf G., Beauger C., Jimenez-Morales I., Cavaliere S., Jones D., Roziere J., Chatenet M. and Maillard F. Pt nanoparticles supported on niobiumdoped tin dioxide: impact of the support morphology on Pt utilization and electrocatalytic activity // *Electrocatalysis.* – 2017. – Vol. 8. – P. 5158.
- 17 Wang H.B., Yan X.M. and Piao G. A high-performance supercapacitor based on fullerene C₆₀ whisker and polyaniline emeraldine base composite // *Electrochim. Acta.* – 2017. – Vol. 231. – P. 264.
- 18 Akbari E. and Buntat Z. Benefits of using carbon nanotubes in fuel cells: a review // *Int. J. Energy Res.* – 2017. – Vol. 41. – P. 92-102.
- 19 Kizuka T., Watanabe K., Matsuura D., Konno T., Shimomura S., Wakahara T. and Miyazawa K. Young's modulus of fullerene C₆₀–C₇₀ alloy crystalline nanowhiskers // *J. Nanosci. Nanotechnol.* – 2018. – Vol. 18(1). – P. 451-454.
- 20 Wakahara T., Miyazawa K., Ito O. and Tanigaki N. Preparation of composite films of a conjugated polymer and C₆₀NWs and their photovoltaic application // *J. Nanomater.* – 2016. – P. 2895850.
- 21 Takeya H., Konno T., Hirata C., Wakahara T., Miyazawa K., Yamaguchi T., Tanaka M. and Takano Y. Superconductivity in alkali-doped fullerene nanowhiskers // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2016. – Vol. 28. – P. 354003-8.
- 22 Bairi P., Minami K., Hill J.P., Nakanishi W., Shrestha L.K., Liu C., Harano K., Nakamura E. and Ariga K. Supramolecular differentiation for construction of anisotropic fullerene nanostructures by time-programmed control of interfacial growth // *ACS Nano.* – 2016. –Vol. 10. – P. 8796.
- 23 Kato K., Murata H., Gonnokami H. and Tachibana M. Polymerization in ferrocenedoped C₆₀ nanosheets under high pressure and light irradiation // *Carbon.* – 2016. – Vol. 107. – P. 622.
- 24 Mahdaou, D., Abderrabba M., Hirata C., Wakahara T. and Miyazawa K. The influence of water and temperature on the solubility of C₆₀ in pyridine solution // *J. Solution Chem.* – 2016. – Vol. 45. – P. 1158.
- 25 Meek S.J., Pitman C.L. and Miller A.J. M. Deducing reaction mechanism: a guide for students, researchers, and instructors // *J. Chem. Educ.* – 2016. – Vol. 93. – P. 275-286.
- 26 Zhang L., Chen L., Liu J., Fang X. and Zhang Z. Effect of morphology of carbon nanomaterials on thermo-physical characteristics, optical properties and photo-thermal conversion performance of nanofluids // *Renew. Energy.* – 2016. – Vol. 99. – P. 888-897.

References

- 1 R. Ruoff, R. Malhotra, D. Huestis, D. Tse and D. Lorents, *Nature*, 362, 140-141 (1993).
- 2 N. Sivaraman, R. Dhamodaran, I. Kaliappan, T. Srinivasan and P. Rao, *Org. Chem.*, 57 (22), 6077-6079 (1992).
- 3 R. Ruoff, D.Tse, R. Malhotra and D. Lorents, *Phys. Chem.*, 97 (13), 3379-3383 (1993).
- 4 Q. Ying, J. Marecek and B. Chu, *Chem. Phys. Lett*, 219 (3-4), 214-218 (1994).
- 5 T. Letcher, U. Domanska, A. Goldon and E. Mwenesongole, *S.-Aft. Journ. Chem.*, 50, 51-53 (1997).
- 6 M. Beck and G. Mandi, *Fullerenes Science Technol.*, 5, 291-310 (1997).
- 7 M. Beck, *Pure s Appl. Chem.*, 70 (10), 1881-1887 (1998).
- 8 V. Bezmelnitsyn, A. Eletsky and M. Okun, *UFN*, 168 (11), 1195-1220 (1998).
- 9 R. Doome, A. Fonseca and J. Nagu, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects.*, 158 (1-2), 137-143 (1999).
- 10 Y. Markus, A. Smith, M. Korobov, A. Mirakyan, N. Avramenko and E. Stukalin, *Journ. Phys. Chem. B.*, 105, 2499-2506 (2001).
- 11 K. Miyazawa, S. Shimomura, T. Wakahara and M. Tachibana, *Diamond Relat. Mater.*, 65, 204–208 (2016).

- 12 H. Takeya, T. Konno, C. Hirata, T. Wakahara, K. Miyazawa, T. Yamaguchi, M. Tanaka and Y. Takano, *J. Phys.: Condens. Matter*, 28, 354003-1–354003-8 (2016).
- 13 H. Takeya, T. Konno, C. Hirata, T. Wakahara, K. Miyazawa, T. Yamaguchi, M. Tanaka and Y. Takano, *J. Phys.: Condens. Matter*, 28, 354003-1–354003-8 (2016).
- 14 L. Shrestha, R. Shrestha, J. Hill, T. Tsuruoka, Q. Ji, T. Nishimura and K. Ariga, *Langmuir*, 32, 12511-1251 (2016).
- 15 I. Stewart, M. Kim, and B. Wiley, *Appl. Mater. Interfaces.*, 9, 1870-1876 (2017).
- 16 G. Cognard, G. Ozouf, C. Beauger, I. Jimenez-Morales, S. Cavaliere, D. Jones, J. Roziere, M. Chatenet and F. Maillard, *Electrocatalysis*, 8, 5158 (2017).
- 17 H. Wang, X. Yan and G. Piao, *Electrochim. Acta*, 231-264 (2017).
- 18 E. Akbari and Z. Buntat, *Int. J. Energy Res.*, 41, 92-102 (2017).
- 19 T. Kizuka, K. Watanabe, D. Matsuura, T. Konno, S. Shimomura, T. Wakahara and K. Miyazawa, *J. Nanosci. Nanotechnol.*, 18(1), 451-454 (2018).
- 20 T. Wakahara, K. Miyazawa, O. Ito and N. Tanigaki, *J. Nanomater.*, 2895850 (2016).
- 21 H. Takeya, T. Konno, C. Hirata, T. Wakahara, K. Miyazawa, T. Yamaguchi, M. Tanaka and Y. Takano, *J. Phys.: Condens. Matter*, 28, 354003-8 (2016).
- 22 P. Baire, K. Minami, J. Hill, W. Nakanishi, L. Shrestha, C. Liu, K. Harano, E. Nakamura and K. Ariga, *ACS Nano*, 10, 8796 (2016).
- 23 K. Kato, H. Murata, H. Gonnokami and M. Tachibana, *Carbon*, 107, 622 (2016).
- 24 D. Mahdaoui, M. Abderrabba, C. Hirata, T. Wakahara, and K. Miyazawa, *J. Solution Chem*, 45, P. 1158 (2016).
- 25 S. Meek, C. Pitman and A. Miller, *J. Chem. Educ.*, 93, 275-286 (2016).
- 26 L. Zhang, L. Chen, J. Liu, X. Fang and Z. Zhang, *Renew. Energy*, 99, 888-897 (2016).

**Чучвага Н.А.^{1,2*}, Аймаганбетов К.П.^{1,2},
Токмолдин Н.С.¹⁻³, Токмолдин С.Ж.¹**

¹Научно-производственный центр агроинженерии, Казахстан, г. Алматы

²Satbayev University, Физико-технический институт, Казахстан, г. Алматы

³Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: nikolay.chuchvaga@gmail.com

МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЁТ ТЕПЛО- И ФОТОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

С целью исследования и сравнения физических характеристик высокоэффективных кремниевых солнечных элементов с односторонней и двусторонней генерацией носителей были произведены расчёты распределения температурного поля и распространения света в ячейках, имеющих стандартную архитектуру гетероструктурного кремниевого солнечного элемента на основе перехода «аморфный кремний-кристаллический кремний», также известного как HIT. Было показано, что по сравнению с односторонним солнечным элементом двусторонний элемент менее подвержен нагреванию. При этом, количество света, проникающего в двусторонний солнечный элемент, превышает количество света, проникающего в односторонний элемент, благодаря присутствию альбедо на уровне 17%. В свою очередь, возможность фотоэлектрического преобразования излучения альбедо играет важную роль в повышении суммарной выработки электроэнергии в двусторонних солнечных элементах и демонстрирует их существенное преимущество по отношению к односторонним фотопреобразователям. В программном пакете MATLAB были произведены расчёты распределения температуры и света в двустороннем и одностороннем фотоэлементах, имеющих гетеропереходную кремниевую структуру HIT.

Ключевые слова: фотовольтаика, кристаллический кремний, двусторонний фотоэлемент, математическая физика.

Chuchvaga N.A.^{1,2}, Aimaganbetov K.P.^{1,2},
Tokmoldin N.S.¹⁻³, Tokmoldin S.Zh.¹

¹Scientific production center of agricultural engineering, Kazakhstan, Almaty

²Satbayev University, Institute of Physics and Technology, Kazakhstan, Almaty

³Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: nikolay.chuchvaga@gmail.com

Modeling and calculation of thermal and photophysical characteristics of high-performance silicon solar cells

In order to study and compare the physical characteristics of high-performance silicon solar cells with mono- and bifacial generation of carriers, calculations were made of the temperature field distribution and light propagation in cells having a standard architecture of heterostructure silicon solar cell based on the "amorphous silicon-crystalline silicon" junction, also known as HIT. It has been shown that in comparison with a monofacial solar cell, a bifacial cell is less susceptible to heating. At the same time, the amount of light penetrating into the bifacial solar cell exceeds the amount of light penetrating into the monofacial cell, due to the presence of albedo at the level of 17%. The possibility of photovoltaic conversion of albedo radiation plays an important role in increasing the total power generation in bifacial solar cells and demonstrates their significant advantage over monofacial photovoltaic converters. In the MATLAB software package, the temperature and light distributions were calculated in two-sided and one-sided photocells having a HIT heterojunction silicon structure.

Key words: photovoltaics, crystalline silicon, bifacial solar cell, mathematical physics.

Чучвага Н.А.^{1,2}, Аймағанбетов Қ.П.^{1,2},
Тоқмолдин Н.С.¹⁻³, Тоқмолдин С.Ж.¹

¹«Агроинженерия» Ғылыми өндірістік орталығы, Қазақстан, Алматы қ.
²Satbayev University, Физика техникалық институты, Қазақстан, Алматы қ.
³әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: nikolay.chuchvaga@gmail.com

Аса тиімді кремнилі Күн элементтерінің жылулық және фотофизикалық сипаттамаларын модельдеу және есептеу

Бір жақты және екі жақты аса тиімді кремнилі Күн элементтерінің физикалық сипаттамаларын зерттеу және салыстыру мақсатында "аморфты кремний-кристалды кремний" өткелі негізінде гетероқұрылымды кремнилі Күн элементінің стандартты архитектурасы бар, сондай-ақ, НІТ ретінде белгілі ұяшықтарда, температуралық өрістің және жарық сәулесінің таралу қасиеттеріне есептеулер жүргізілді. Зерттеулер жүргізу нәтижесінде бір жақты Күн элементімен екі жақты Күн элементін салыстырып қарағанда, екі жақты Күн элементінің температурасы аз қызғандығы анықталынды. Сонымен қатар, альbedo тұрақтысы 17% – көрсеткішінің болуы арқасында, екі жақты Күн элементінен өтетін жарықтың мөлшері, бір жақты Күн элементінен өтетін жарықтың мөлшерін арттырады. Өз кезегінде, фотоэлектрлік түрлендіруші альbedo сәулелену мүмкіндігі, екі жақты Күн элементтерінің электр энергиясының өндірісін арттыруда маңызды рөл атқарады және олардың бір жақты фототүрлендіргіштерге қатысты көптеген артықшылықтарын көрсетеді. MATLAB бағдарламалық пакетінде НІТ гетероқұрылымды кремний құрылымы бар екі жақты және бір жақты фотокеллерде температура мен жарықтың таралуы есептелген.

Түйін сөздер: фотовольтаика, кристалды кремний, екіжақты фотоэлемент, математикалық физика.

Введение

На сегодняшний день математические методы исследования являются одним из основных инструментов изучения физических явлений и процессов. В частности, методы математической физики широко применяются для моделирования и расчёта физических процессов в полупроводниковых приборах [1-8]. Значительным достижением в солнечной энергетике в последнее время способствовало фундаментальное понимание свойств используемых материалов и возможность тонкой настройки их структуры [9-15]. Одним из методов, который помогает значительно сэкономить время проведения расчётов и исследований, является метод компьютерного моделирования [16-19]. К примеру, ранее было показано, что метод компьютерного моделирования может успешно применяться для исследования выходных характеристик кремниевых фотоэлементов [9]. В упомянутой работе, при помощи метода компьютерного моделирования была оценена перспективность использования двусторонних солнечных модулей в различных ориентационных конфигурациях. Целью настоящей работы является оценка перспективности использования двухсторонних фотоэлементов по сравнению с односторонними с точки зрения

различия в архитектуре данных классов солнечных элементов, которая отражается, в частности, в наличии либо отсутствии сплошного тыльного металлического контакта. Для этого программном пакете MATLAB были произведены расчёты распределения температуры и света в двустороннем и одностороннем фотоэлементах, имеющих гетеропереходную кремниевую структуру НІТ (от английского «heterojunction with intrinsic thin layer»).

Методика эксперимента

Для исследования распределения температуры в одностороннем и двустороннем фотоэлементах были проведены теоретические расчёты при помощи пакета Matlab. В данных расчётах были использованы следующие входные параметры:

- Коэффициент теплопроводности воздуха при 300 К – 0,022 Вт/(м·К);
- Процент света, отражённого от поверхности земли – 17%;
- Теплопроводность кремния при 300 К – 150 Вт/(м·К);
- Коэффициент теплопроводности серебра при 300 К – 430 Вт/(м·К);

– Удельная теплоёмкость кремния – 714 Дж/(кг·К);

– Плотность кремния при нормальных условиях – $2,33 \text{ г/см}^3 = 23300 \text{ кг/м}^3$;

– Температуропроводность кремния при 300К = $89 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$;

– Толщина кремниевого фотоэлемента = 200 мкм.

Для расчёта задачи распространения тепла в системе для двустороннего фотоэлемента на основе монокристаллического кремния было выбрано эллиптическое уравнение следующего вида:

$$-\text{div}(k \cdot \text{grad}(T)) = Q + h(T_{\text{ext}} - T), \quad (1)$$

где k – коэффициент температуропроводности, Q – количество подаваемого тепла, h – коэффициент конвективной теплопередачи, T_{ext} – температура окружающей среды; T – температура тела. Считаем, что источников тепла в кремнии нет, однако для реального случая, с реальными абсолютными температурами следует провести серию экспериментов по исследованию фоновых возмущений и фоновых фотонных взаимодействий на поверхности кремниевых пластин. Граничные условия со всех сторон двумерной задачи – граничные условия 1-го либо 2-го рода. Теплообмен с внешней средой рассчитывается по закону Фурье.

В качестве первого варианта решения задачи использовались граничные условия Неймана (2-го рода):

$$nk \cdot \text{grad}(T) + q \cdot T = g, \quad (2)$$

где g – плотность теплового потока, q – коэффициент теплопередачи.

Тепловой поток со стороны падения излучения принимался за «1», со стороны торцов – «0», с тыльной стороны – «0,17» с учетом усреднения литературных данных по отражению солнечного излучения от поверхности земли и попаданию его на тыльную поверхность двустороннего солнечного элемента (альбедо).

Распределение температурных изолиний для двустороннего солнечного элемента с учетом приведенных выше условий показано на рисунке 1.

С целью сравнения условий распространения тепла в односторонних и двусторонних солнечных модулях на основе кристаллического

кремния были проведены дополнительные расчеты. Для расчёта задачи распространения тепла в системе для одностороннего модуля было выбрано ранее приведенное эллиптическое уравнение. В системе учтено, что задний тыльный сплошной контакт состоит из серебра. Остальные условия среды аналогичны первому случаю. С тыльной стороны, учитываем отражение непоглощённого излучения от серебряного контакта. Для этого используем закон Бугера-Ламберта-Бера:

$$I(l) = I_0 e^{-k_\lambda l},$$

где I_0 – интенсивность входящего пучка, l – толщина слоя вещества, через которое проходит свет, k_λ – показатель поглощения. Считаем, что контакт не имеет теплоотвода, поэтому в модели учитываем теплообмен с воздухом, а не с серебром. При этом, учитываем, что серебро поглощает в диапазоне приблизительно от 300 нм до 500 нм, что составляет около 0,3 от поглощения кремния [20, 22]. Распределение изолиний для одностороннего солнечного элемента показано на рисунке 2.

Из представленных расчётов на основе решения задачи в условиях Неймана видно, что различия в конфигурациях фотоэлектрического генератора имеются лишь в том, что в двустороннем элементе есть больший отток тепла с тыльной стороны. При этом двусторонние солнечные элементы демонстрируют повышенную генерацию электрической энергии, как было показано ранее в работе [9].

Вторым вариантом решения задачи было использование граничных условий Дирихле (1-го рода), то есть с заданной температурой на поверхности. Таким образом, для лицевой стороны элемента:

$$h \cdot T = r, \quad (3)$$

где h – вес, r – температура. Для остальных сторон солнечного элемента используем (2). Считаем, что источников тепла в кремнии нет, как для двустороннего элемента, так и для одностороннего. Алюминиевый задний контакт может поглотить только высокоэнергетичные фотоны, которые поглощаются на поверхности кремния, поэтому контакт не нагревается от солнечных лучей, имеющих длину волны более 1100 мкм, а отражает их [23,24]. Температура

среды равна 20°C . Внешние и граничные условия взяты из статьи [25]. Для температуры внешней среды был выбран месяц март. Среднюю температуру на поверхности фотоэлемента оценили равной 50°C , что соответствует средней температуре поверхности солнечного модуля в марте и сентябре.

Распределение температурных изолиний по толще двустороннего солнечного элемента представлено на Рисунке 3. На Рисунке 4 представлено распределение температурных изолиний по толще одностороннего кремниевого элемента при решении задачи для граничных условий Дирихле.

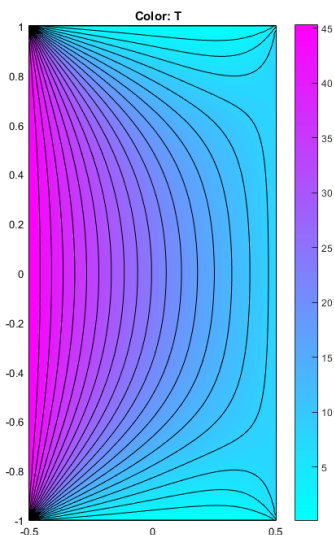


Рисунок 1 – Распределение температурных изолиний по толще двустороннего кремниевого элемента

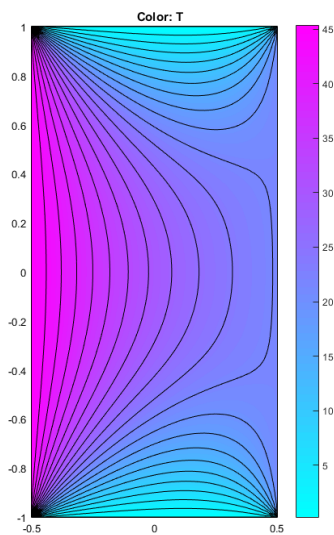


Рисунок 2 – Распределение температурных изолиний по толще одностороннего кремниевого элемента

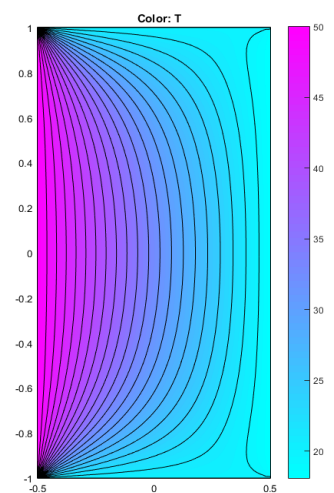


Рисунок 3 – Распределение температурных изолиний по толще двустороннего кремниевого элемента при решении граничных условий Дирихле

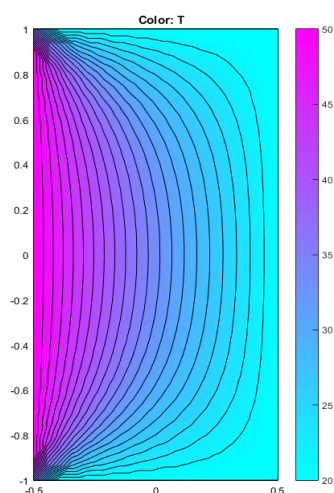


Рисунок 4 – Распределение температурных изолиний по толще одностороннего кремниевого элемента при решении граничных условий Дирихле

Таким образом, рисунки 3 и 4 показывают, что двусторонний солнечный элемент более эффективен при отдаче тепла в окружающую среду, нежели односторонний.

В программе Matlab была решена задача распределения интенсивности света в одностороннем кремниевом фотоэлементе и двухстороннем кремниевом фотоэлементе. В данных расчетах

использовались следующие исходные параметры:

- поглощательная способность для кремния $200 \text{ мкм} = 0,88$;
- a (показатель поглощения) для c-Si (на длине волны 1000 нм) $= 6 \cdot 10^1 \text{ см}^{-1}$;
- a для c-Si (300 нм) $= 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$;
- a для c-Si (400 нм) $= 10^5 \text{ см}^{-1}$;
- a для c-Si (750 нм) $= 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$;
- a для c-Si (600 нм) $= 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$;
- a для a-Si:H (750 нм) $= 10^2 \text{ см}^{-1}$;
- a для a-Si:H (400 нм) $= 10^6 \text{ см}^{-1}$.

Граничные условия – условия Дирихле. Для задания поглощения света по толщине солнечного элемента использовался Закон Бугера-Ламберта-Бора. Так как интенсивность некогерентного света – величина аддитивная, то на границах интенсивность от разных источников можно суммировать.

С учетом поглощения солнечного света по всей толщине солнечного элемента, при условии высокой длины свободного пробега неосновных носителей заряда, будем рассматривать распределение интенсивности света в моделях двустороннего и одностороннего полупроводникового фотоэлектрического преобразователя (ФЭП) по всей толщине элементов, а именно – 200 мкм . Так как область объемного заряда (ООЗ), в $p-n$ – переходе, со стороны кристаллического кремния несравнимо больше, чем ООЗ в области аморфного кремния, то в расчётах можно не учитывать

наличие тонкого слоя аморфного кремния в несколько нанометров (для фотоэлементов структуры НІТ со встроенным аморфным слоем).

Для простоты расчётов разделим задачу на три части: посчитаем каждую модель ФЭП в трёх областях длин волн – фиолетовой (300 нм), видимой (оранжевой, 600 нм), и инфракрасной (1000 нм) (рисунок 5).

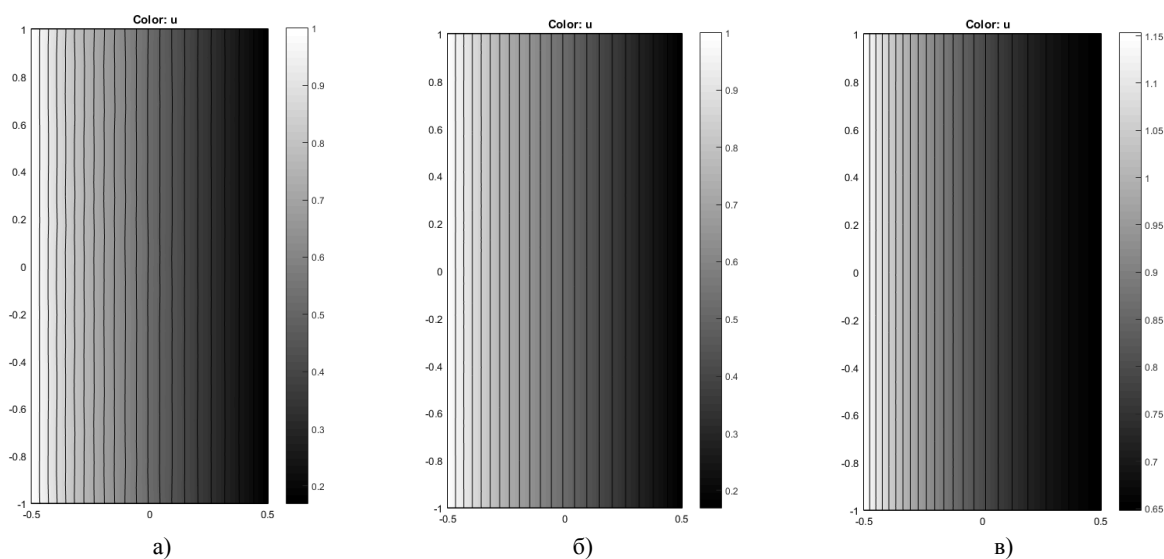
Для расчёта задачи распределения интенсивности света в системе для двустороннего фотоэлемента на основе монокристаллического кремния было выбрано эллиптическое уравнение следующего вида:

$$-\text{div}(\text{grad}(U)) + U = 0,$$

где U – искомая функция.

На границе слева задаём амплитуду волны проникшего внутрь кристалла света. Учитываем свет, который отразился от тыльной стороны и пришёл на фронтальную сторону. Так же учитываем свет, который отразился от поверхности фронтальной стороны и вернулся в кристалл обратно.

Поглощение света в кристалле рассчитывалось по формуле Бугера-Ламберта-Бера. Отражение света на границе раздела сред кремний-воздух и кремний-серебро рассчитывалось при помощи уравнений Френеля и соотношения Снеллиуса. Для двустороннего солнечного элемента аналогичный расчёт производится с поправкой на альбедо в 17% .



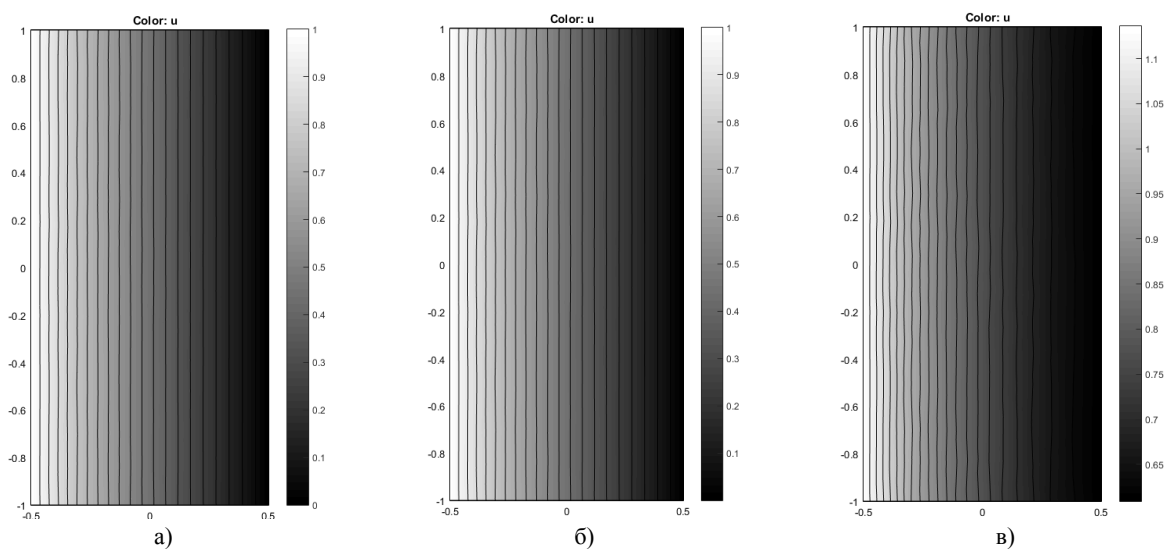
а) при длине волны 300 нм ; б) при длине волны 600 нм ; в) при длине волны 1000 нм

Рисунок 5 – Расчёт распространения света в двустороннем ФЭП

Для решения задачи для одностороннего ФЭП использовались аналогичные условия, за исключением учёта альбеда (рисунок 6).

Как видно из полученных данных (рисунки 5-6), двусторонний элемент засвечивается больше одностороннего, особенно это хорошо видно

в длинноволновом диапазоне. Проведённые расчёты подтверждают обоснованность выбора в пользу двусторонних ФЭП, что актуально при использовании разработанной конфигурации фотоэлектрического генератора.



а) при длине волны 300 нм; б) при длине волны 600 нм; в) при длине волны 1000 нм

Рисунок 6 – Расчёт распространения света в одностороннем ФЭП

Заключение

В программном пакете Matlab были смоделированы и рассчитаны процессы распределения температуры и распределения света в кремниевых фотоэлементах. Результаты расчёта показали, что двусторонний солнечный элемент более эффективен при отдаче тепла в окружающую среду, нежели односторонний. Кроме того, двусторонний элемент в длинноволновом диапазоне спектра засвечивается больше одностороннего. Таким образом, на основе проведенных вычислений, а

также анализа современного уровня фотоэлектрической промышленности, в настоящий момент, наиболее перспективной из кремниевых технологий с точки зрения эффективности преобразования энергии, простоты технологического процесса и выработки электроэнергии в реальных условиях является комбинация гетеропереходных кремниевых солнечных элементов и двусторонних солнечных модулей.

Авторы выражают благодарность Комитету науки МОН РК за финансирование в рамках программы BR05236498.

Литература

- 1 Reed M. et al. Methods of modern mathematical physics. – New York : Academic press, 1972. – Vol. 1.
- 2 Васильева А. Б., Тихонов Н. А. Интегральные уравнения. – СПб.: Лань, 2009.
- 3 Омельченко А. В. Методы интегральных преобразований в задачах математической физики. – М.: МЦНМО, 2010. – 181 с.
- 4 Rota G. C. (ed.). Encyclopedia of Mathematics and its Applications. Addison-Wesley, 1976.

- 5 Crank J., Nicolson P. A Practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type // *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. – Cambridge University Press, 1947. – Vol. 43. – №. 1. – P.50-67
- 6 Einstein A. Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen // *Annalen der physik*. – 1905. – Vol. 322. – №. 8. – P. 549-560.
- 7 Wilmott P. et al. *The mathematics of financial derivatives: a student introduction*. – Cambridge university press, 1995.
- 8 Thambynayagam R.K.M. *The diffusion handbook: applied solutions for engineers*. – McGraw Hill Professional, 2011.
- 9 Tokmoldin N. S., Chuchvaga N. A. et al. The Use of Solar Cells with a Bifacial Contact Grid under the Conditions of Kazakhstan // *Technical Physics*. – 2017. – Vol. 62. – №. 12. – P. 1877-1881.
- 10 Chuchvaga N. A. et al. Study and optimization of heterojunction silicon solar cells // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2018. – Vol. 993. – №. 1. – P.012039.
- 11 Street R. A. *Hydrogenated amorphous silicon*. – Cambridge university press, 2005.
- 12 Swanepoel R. Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon // *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. – 1983. – Vol. 16. – №. 12. – P.1214.
- 13 Carlson D. E., Wronski C. R. Amorphous silicon solar cell // *Applied Physics Letters*. – 1976. – Vol. 28. – №. 11. – P.671-673.
- 14 Spear W. E., Le Comber P. G. Substitutional doping of amorphous silicon // *Solid state communications*. – 1975. – Vol. 17. – №. 9. – P. 1193-1196.
- 15 Brodsky M. H., Cardona M., Cuomo J. J. Infrared and Raman spectra of the silicon-hydrogen bonds in amorphous silicon prepared by glow discharge and sputtering // *Physical Review B*. – 1977. – Vol. 16. – №. 8. – P. 3556.
- 16 Lofberg J. YALMIP: A toolbox for modeling and optimization in Matlab // *2004 IEEE international conference on robotics and automation (IEEE Cat. No. 04CH37508)*. – IEEE, 2004. – P. 284-289.
- 17 Lofberg J. YALMIP: A toolbox for modeling and optimization in MATLAB // *Proceedings of the CACSD Conference*. – 2004. – Vol. 3.
- 18 Stangl R., Kriegel M., Schmidt M. AFORS-HET, Version 2.2, a numerical computer program for simulation of heterojunction solar cells and measurements // *2006 IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conference. IEEE*. – 2006. – Vol. 2. – P. 1350-1353.
- 19 Кирьянова Д.А., Бондаренко А.К., Афонина К.Н. Анализ спектров поглощения гибридных нанокompозитных материалов на основе наночастиц серебра в матрице поливинилового спирта // *Научное сообщество студентов XXI столетия. Естественные науки: сб. ст. по мат. XXXIII междунар. студ. науч.-практ. конф. № 7(32)*. URL: [http://sibac.info/archive/nature/7\(32\).pdf](http://sibac.info/archive/nature/7(32).pdf) (дата обращения: 18.04.2019)
- 20 Kreibitz U., Genzel L. Optical absorption of small metallic particles // *Surface Science*. – 1985. – Vol. 156. – P.678-700.
- 21 Doremus R. H. Optical properties of small silver particles // *The Journal of Chemical Physics*. – 1965. – Vol. 42. – №. 1. – P.414-417.
- 22 Ehrenreich H., Philipp H. R., Segall B. Optical properties of aluminum // *Physical Review*. – 1963. – Vol. 132. – №. 5. – P.1918.
- 23 Arakawa E. T., Williams M. W. Optical properties of aluminum oxide in the vacuum ultraviolet // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1968. – Vol. 29. – №. 5. – P.735-744.
- 24 Джумаев А. Я. Анализ влияния температуры на рабочий режим фотоэлектрической солнечной станции // *Технические науки – от теории к практике*. – 2015. – №. 46. – С. 33-40.

References

- 1 M. Reed, *Methods of modern mathematical physics*, (New York : Academic press, 1972), vol.1.
- 2 A.B. Vasileva, N.A. Tikhonov, *Integralnye uravneniya*, (Sankt-Peterburg: Lan', 2009). (in Russ).
- 3 A.V. Omelchenko, *Metody integralnyh preobrazovaniy v zadchah matematicheskoy fiziki*, (Moscow, MCNMO, 2010), 181 p. (in Russ).
- 4 G.C. Rota (ed.), *Encyclopedia of Mathematics and its Applications*, (Addison-Wesley, 1976).
- 5 J. Crank, P. A. Nicolson, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Cambridge University Press, 43 (1), 50-67 (1947).
- 6 A. Einstein, *Annalen der physik*, 322 (8), 549-560 (1905).
- 7 P. Wilmott, *The mathematics of financial derivatives: a student introduction*, (Cambridge university press, 1995).
- 8 R.K.M. Thambynayagam, *The diffusion handbook: applied solutions for engineers*, (McGraw Hill Professional, 2011).
- 9 N.S. Tokmoldin, N.A. Chuchvaga, *Technical Physics*, 62 (12), 1877-1881 (2017).
- 10 N.A. Chuchvaga, *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, 993 (1), 012039 (2018).
- 11 R.A. Street *Hydrogenated amorphous silicon*, (Cambridge university press, 2005).
- 12 R. Swanepoel, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 16 (12), 1214 (1983).
- 13 D.E. Carlson, C.R. Wronski, *Applied Physics Letters*, 28 (11), 671-673 (1976).

- 14 W.E. Spear, P.G. Le Comber, *Solid state communications*, 17 (9), 1193-1196 (1975).
- 15 M.H. Brodsky, M. Cardona, J.J. Cuomo, *Physical Review*, 16 (8), 3556 (1977).
- 16 J. Lofberg, IEEE international conference on robotics and automation (IEEE Cat. No. 04CH37508), 284-289 (2004).
- 17 J. Löfberg, YALMIP: A toolbox for modeling and optimization in MATLAB, Proceedings of the CACSD Conference, 3 (2004).
- 18 R. Stangl, M. Kriegel, M. Schmidt, 2006 IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conference, IEEE, 2, 1350-1353 (2006).
- 19 D.A. Kiryanova, A.K. Bondarenko, and K.N. Afonina, Analiz spectr poglasheniya gibridnykh nanokompozitnykh materialov na osnove nanochastic serebra v matrice polivinilovogo spirta, Nauchnoe soobshchestva studentov XXI stoletiya, *Estestvennye nauki*, 7(32). URL: [http://sibac.info/archive/nature/7\(32\).pdf](http://sibac.info/archive/nature/7(32).pdf) (data obrasheniya: 18.04.2019). (in Russ).
- 20 U. Kreibig, L. Genzel, *Surface Science*, 156, 678-700 (1985).
- 21 R.H. Doremus, *The Journal of Chemical Physics*, 42 (1), 414-417 (1965).
- 22 H. Ehrenreich, H. R. Philipp, B. Segall, *Physical Review*, 132 (5), 1918 (1963).
- 23 E.T. Arakawa, M.W. Williams, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 29 (5), 735-744 (1968).
- 24 A.Ya. Dzhumaev, Analiz vliyaniya temperatury na rabochiy rezhim photoelektricheskoi solnechnoi stancii, *Tekhnicheskie nauki ot teorii k praktike*, 46, 33-40 (2015). (in Russ).

4-бөлім
**ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ
ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ**

Section 4
**THERMAL PHYSICS AND
THEORETICAL THERMAL ENGINEERING**

Раздел 4
**ТЕПЛОФИЗИКА И
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

Березовская И.Э.^{1*}, Витюк Г.А.², Толеубеков К.О.¹

¹Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Казахстан, г. Курчатов,

*e-mail: Yryna.Berezovskaya@kaznu.kz

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Развитие реакторов на быстрых нейтронах и атомной энергетики является актуальной задачей. Для разработки проектов в области ядерной энергетики необходимо проводить различные теплогидравлические расчеты. Использование результатов расчетов позволит своевременно проводить корректировку в проектировании, что резко повышает ответственность за надежность оборудования реактора.

Данная работа посвящена исследованию процессов гидродинамики и теплообмена реактора на быстрых нейтронах электрической мощностью 600 МВт с объемным энерговыделением до 0,494 ГВт/м³.

В данной работе приводятся результаты расчетов по гидродинамике и теплообмену в сегменте выделенной области ТВС быстрого натриевого реактора. В процессе работы создана 3D-модель выбранной области ТВС. Компьютерное моделирование проводилось в программном комплексе ANSYS FLUENT. Расчеты проводились с использованием турбулентной модели k-ε движения теплоносителя.

Показаны неравномерности распределений температур по высоте активной зоны в различных областях ТВС, распределение скорости теплоносителя, а также показатели давления. Анализ полученных результатов показывает, что температуры конструктивных элементов не превышают допустимых температур, перепад давления значительно ниже, чем в реакторах другого типа.

Ключевые слова: быстрые реакторы, теплообмен, теплоноситель, температура, тепло-выделяющая сборка, перепад давления.

Berezovskaya I.E.^{1*}, Vityuk G.A.², Toleubekov K.O.¹

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²Institute of Atomic Energy of the National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan, Kazakhstan, Kurchatov

*E-mail: Yryna.Berezovskaya@kaznu.kz

Modeling thermophysical processes in a nuclear reactor on fast neutrons

The development of reactors on the fast neutrons and nuclear power engineering is generally responsible for its formation. One of them is that the responsibility for the reliability of the reactor equipment, its calculation, creation and operation sharply increases. For the development of projects in the field of nuclear energy, it is necessary to carry out various thermalhydraulic calculations. Using the results of calculations will allow for timely adjustment in the engineering.

This work is devoted to the study of the processes of hydrodynamics and heat exchange of reactor on fast neutrons with an electrical power of 600 MW with a volumetric energy release up to 0.494 GW / m³.

In the process of work, 3D model of the selected fuel assembly area was created in the program Gambit. Computer modeling was carried out in the ANSYS FLUENT software package as a result of which thermal state of fuel assembly for established mode of heat transfer was defined. The calculations were carried out using the k-ε coolant motion turbulent model.

This article presents the results of calculations on hydrodynamics and heat transfer in a segment of the selected fuel assembly of a fast sodium reactor. The non-uniformity of temperature distributions along the height of the active zone in various areas of fuel assemblies, the distribution of the heat carrier velocity, as well as pressure indicators are shown. The analysis of the results obtained shows that the temperatures of the structural elements do not exceed the permissible temperatures; the pressure drop is significantly lower than in reactors of another type.

Key words: fast reactors, heat transfer, heat carrier, temperature, fuel assembly, energy release, pressure drop.

Березовская И.Э.^{1*}, Витюк Г.А.², Төлеубеков К.О.¹

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²ҚР ҰЯЦ «Атом энергиясы институты» филиалы, Қазақстан, Курчатов қ.

*e-mail: Yryna.Berezovskaya@kaznu.kz

Шапшаң нейтронды ядролық реакторда жылуфизикалық үдерістерді моделдеу

Шапшаң нейтрондарда және атом энергетикасында реакторларды дамыту жалпы өзінің қалыптасуына жауапкершілік артады. Олардың бірі реактор жабдықтарының сенімділігіне, оның есебіне, құру және пайдалану үшін жауапкершіліктің кенет өсуі болып табылады. Ядролық энергетика саласында жобаларды әзірлеу үшін түрлі жылу гидравликалық есептерді жүргізу қажет. Есептердің нәтижелерін пайдалану жобаға өз уақытында түзету енгізуге мүмкіндік береді. Осы жұмыс электрлік қуаты 600 МВт, көлемді энергия бөлінуі 0,494 ГВт/м³ дейінгі шапшаң нейтрондардағы реактордың гидродинамикалық және жылуалмасу үдерістерін зерттеуге арналған.

Осы жұмыста шапшаң натрийлі реактордың ЖШЖ таңдап алынған ауданының сегментіндегі гидродинамикалық және жылуалмасуы бойынша есептердің нәтижелері келтірілген. Жұмыстың үдерісінде таңдап алынған ЖШЖ ауданының 3D моделі жасалды. Компьютерлік моделдеу ANSYS FLUENT программалық кешенінде жүргізілді. Есептемелер жылу тасымалдағыш қозғалысының к-ε турбуленттік моделін пайдалана отырып жүргізілді.

ЖШЖ түрлі аудандарындағы белсенді аумақтың биіктігі бойынша температураның таралуының біркелкі еместігі, жылу тасымалдағыш жылдамдығының таралуы, сондай-ақ қысым көрсеткіштері көрсетілді. Алынған нәтижелердің талдауы құрылымдылық элементтердің температурасы рұқсат етілген температурадан артпайтындығын, қысымның күрт түсуі басқа типті реакторларға қарағанда елеулі төмен екендігін көрсетті.

Түйін сөздер: шапшаң реакторлар, жылуалмасу, жылу тасымалдағыш, жылу шығарғыш жинағы, қуатты босату, қысымның ауыспалығы.

Введение

Многие специалисты утверждают, что дальнейшее развитие атомной энергетики невозможно без перехода к строительству и эксплуатации реакторов на быстрых нейтронах. Они позволяют более эффективно использовать запасы урана, решать задачи охраны окружающей среды. Наконец, они еще более безопасны, чем строящиеся сейчас ядерные энергоблоки [1-8].

Безопасность эксплуатации атомной станции – одна из важнейших задач по обеспечению защиты сотрудников и окружающей среды от радиационного излучения и других последствий, как во время нормальной работы, так и при возможных авариях. Поэтому при разработке необходимо учитывать все возможные параметры и ситуации, которые могут возникнуть в процессе эксплуатации для их недопущения в будущем [9-12].

Необходимость развития методов численного моделирования гидродинамики и теплообмена для обоснования проектных решений и безопасности реакторных установок требуют проведения экспериментальных исследований

для получения данных по физическим закономерностям теплофизических процессов, характеристикам гидродинамики и теплообмена в РУ, соотношений для замыкания уравнений численных моделей и верификации расчетных кодов [13].

Таким образом целью данной работы является анализ особенностей гидродинамики и теплообмена в ТВС быстрого натриевого реактора выполнение для обоснования проектных параметров активной зоны ядерного реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем в режиме нормальной эксплуатации.

Постановка задачи моделирования теплофизических процессов в ядерном реакторе на быстрых нейтронах

В процессе работы выполнено моделирование стационарного режима работы тепловыделяющей сборки реактора на быстрых нейтронах, конструкция которого изображена на рисунке 1а. Тепловыделяющие элементы с наружным диаметром $d_{нар} = 6,9$ мм расположены в ТВС треугольной упаковки (шахматное расположение) с шагом 7,95 мм.

Для численного моделирования теплообмена ТВС реактора на быстрых нейтронах была выбрана расчетная область тепловыделяющей сборки, состоящая из 6 регулярных элементарных ячеек, образованных семью твэлами. Расчетная область представлена на рисунке 1б.

Модель исследуемого твэла была разработана с учетом наличия центрального отверстия в

топливном сердечнике и газового зазора между топливом и оболочкой твэла.

Разработка модели выбранной области тепловыделяющей сборки проводилась при помощи программы Gambit [16], входящего в состав программного комплекса ANSYS FLUENT. Расчетная сетка для модели представлена на рисунке 1в.

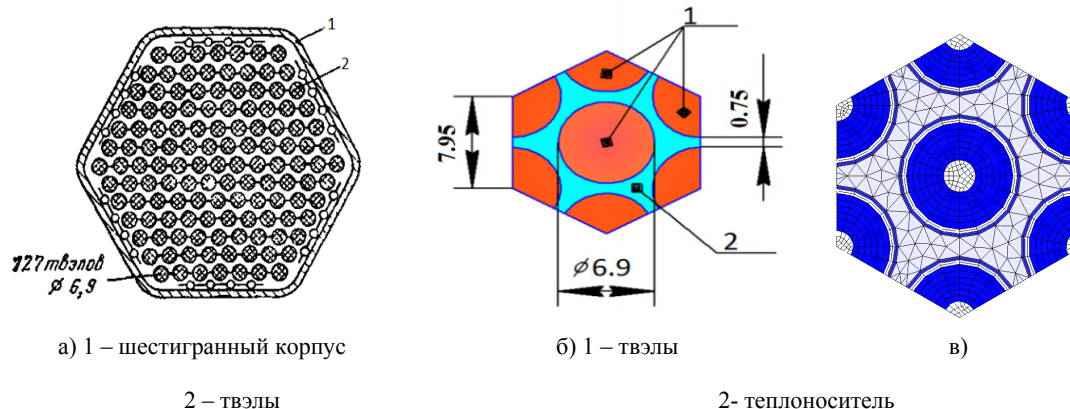


Рисунок 1 – Тепловыделяющая сборка (ТВС) для реактора БН-600

Таблица 1 – Технические характеристики

Характеристика	Значение
Тепловая мощность Q_p , МВт	1430
Температура натрия, К на входе в реактор $t_{вх}$ на выходе из реактора $t_{вых}$	653 823
Размеры активной зоны, м диаметр высота	20,5 7,6
Толщина отражателя, м	4
Ядерное топливо	UO ₂
Число ТВС в активной зоне $n_{ТВС}$, шт	370
Число твэлов в ТВС n , шт	129
Расход теплоносителя через реактор, кг/с	0,131
Материал оболочки	сталь
Средняя теплоемкость теплоносителя $\langle C_p \rangle$, Дж/кг·К	1344
Внешний диаметр твэла $d_{тв}$, мм	6,9
Внешний диаметр топливной таблетки $d_{топ}$, мм	6,0
Внутренний диаметр топливной таблетки $d_{вн}$, мм	1,8
Теплопроводность топлива $\lambda_{топ}$, Вт/(м·К)	3,0
Толщина оболочки $\delta_{об}$, мм	0,4
Теплопроводность оболочки $\lambda_{об}$, Вт/(м·К)	45,4
Эффективная теплопроводность зазора $\lambda_{г}$, Вт/(м·К)	0,35

Объектом теплогидравлического расчета является активная зона реактора на быстрых нейтронах БН-600. Расчет распределения температуры теплоносителя, оболочки твэла и центра топливного столба по высоте ТВС проводился при следующих заданных исходных данных: закон энерговыделения, расход теплоносителя на один твэл, тип и геометрия твэл, температура теплоносителя на входе в ТВС. Начальные данные для проведения теплогидравлического расчета на основе литературного источника [17,18] и представлены в таблице 1.

Массовый расход натрия G определяется по формуле

$$G = \frac{Q_p}{C_p \Delta T \cdot n \cdot n_{ТВС}} = 0,131 \text{ кг/с}, \quad (1)$$

где Q_p – тепловая мощность реактора, C_p – средняя теплоемкость теплоносителя, ΔT – разница температур между входом и выходом теплоносителя, n – число твэлов в ТВС, $n_{ТВС}$ – число ТВС в активной зоне [19].

Ввиду того, что в данной задаче имеет место теплообмен с сильно изменяющимися теплофи-

зическими свойствами теплоносителя, необходимо для расчета теплообмена учитывать изменение свойств теплоносителя от температуры. Изменение свойств теплоносителя учитывались путем введения следующих эмпирических зависимостей (2) [8]:

$$\rho(t) = 949 - 0.223t - 1.75 \cdot 10^{-5} \cdot t^2 \quad (2)$$

$$\mu(t) = 1.2162 \cdot 10^{-5} \cdot \rho^{\frac{1}{3}} \cdot e^{\frac{0.6976 \cdot \rho(t)}{t}}$$

$$C_p(z) = 1436 - 0.5805t + 4.62 \cdot 10^{-4} \cdot t^2,$$

где $\rho(t)$ – плотность теплоносителя, $\mu(t)$ – коэффициент динамической вязкости теплоносителя, $C_p(z)$ – коэффициент теплоемкости теплоносителя

Теплофизические свойства диоксида урана, оболочки твэла задавались на основе [9].

Распределение энерговыделения по высоте реактора, представленное на рисунке 3, соответствует распределению энерговыделения в активной зоне реактора на быстрых нейтронах [10].

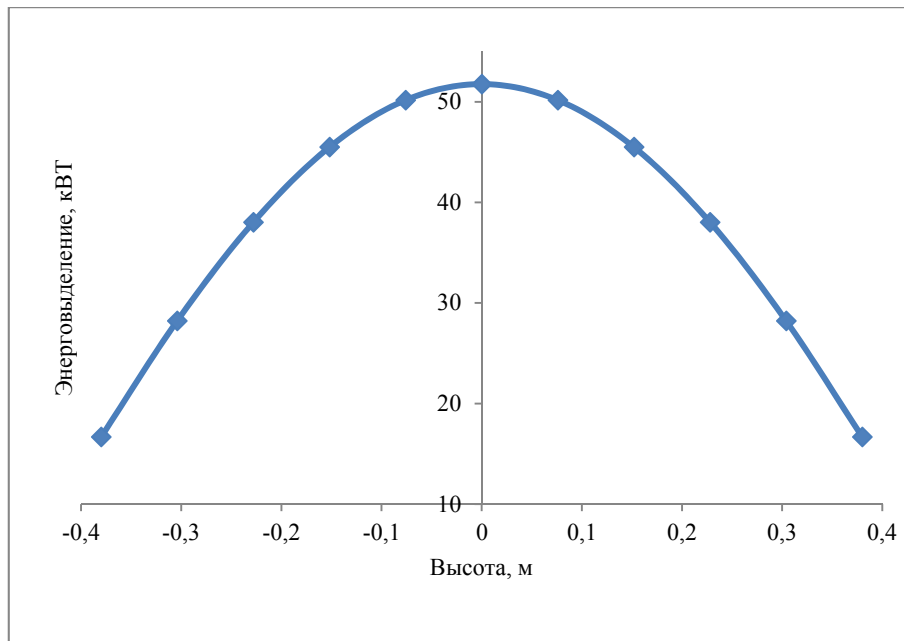


Рисунок 2 – Распределение энерговыделения по высоте ТВС

Для обеспечения заданного энерговыделения топливо разделено по высоте на равные части высотой 0,76 м каждый. В итоге, топливо разбито на 10 равных частей. Максимальное энерговыделение наблюдается в центре топливного столба и равняется $q_v = 0.494 \frac{\text{ГВт}}{\text{м}^3}$.

Результаты численного эксперимента

Для проведения теплогидравлического расчета использовался программный комплекс ANSYS FLUENT, который применяется для решения задач моделирования теплопереноса,

включая различные виды конвекции, излучения, а также определения различных теплогидравлических параметров [11].

Расчеты проводились с использованием турбулентной модели $k - \varepsilon$ движения теплоносителя [20].

На рисунке 4 показано распределение температуры теплоносителя и оболочки по высоте активной зоны. Перепад температур составляет $\Delta T = 173$ К. Температура теплоносителя практически совпадает с температурой наружной оболочки твэла. Это объясняется высоким коэффициентом теплоотдачи теплоносителя и оболочки.

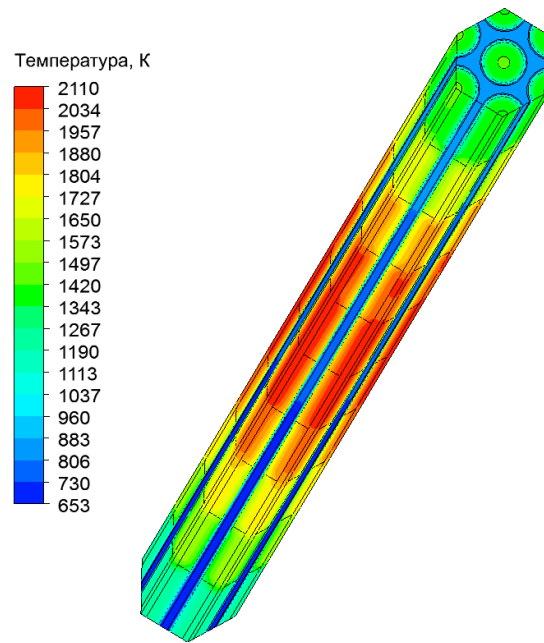


Рисунок 3 – Поле температур по высоте ТВС

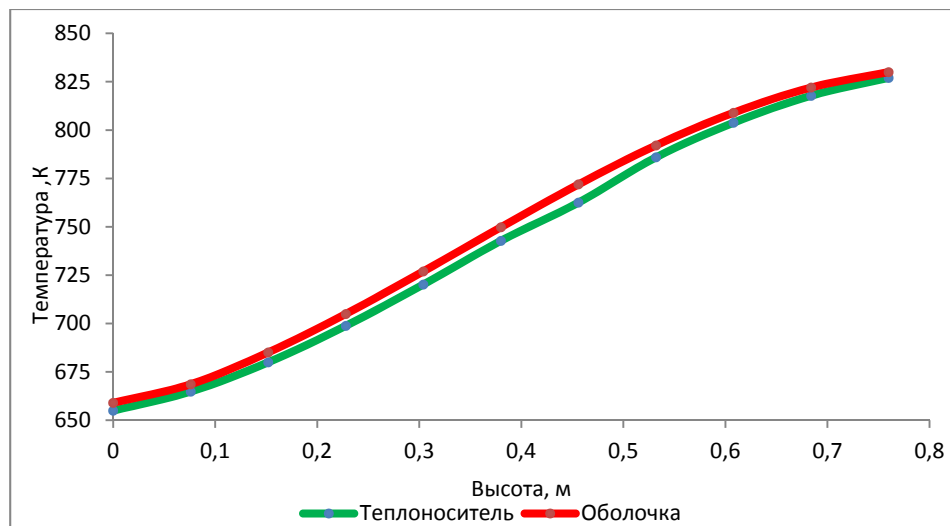


Рисунок 4 – Распределение температуры по высоте ТВС

На рисунке 5 представлено распределение температуры топлива центра ядерного топлива по высоте активной зоны реактора. Максимальная температура топливного сердечника наблюдается в центральной части твэла и составляет 2086 К.

На рисунке 6 представлено распределение скоростей на входе и выходе из ТВС. Профиль скорости имеет классическую форму скорости. Скорость теплоносителя от сечения к сечению увеличивается, что связано с уменьшением плотности теплоносителя.

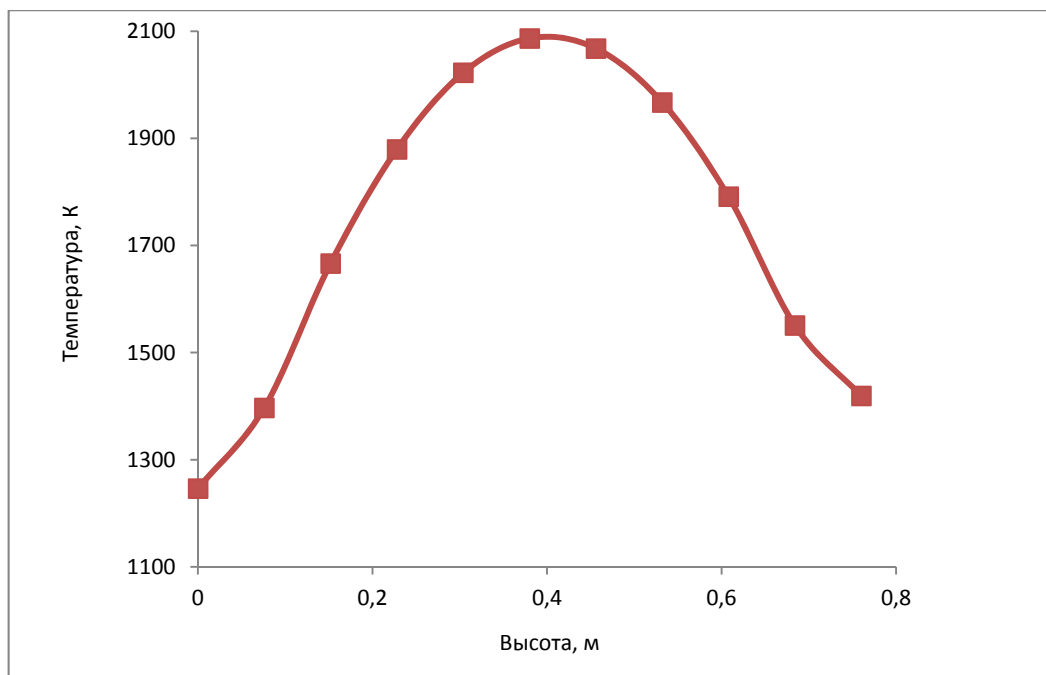


Рисунок 5 – Распределение температуры топлива по высоте ТВС

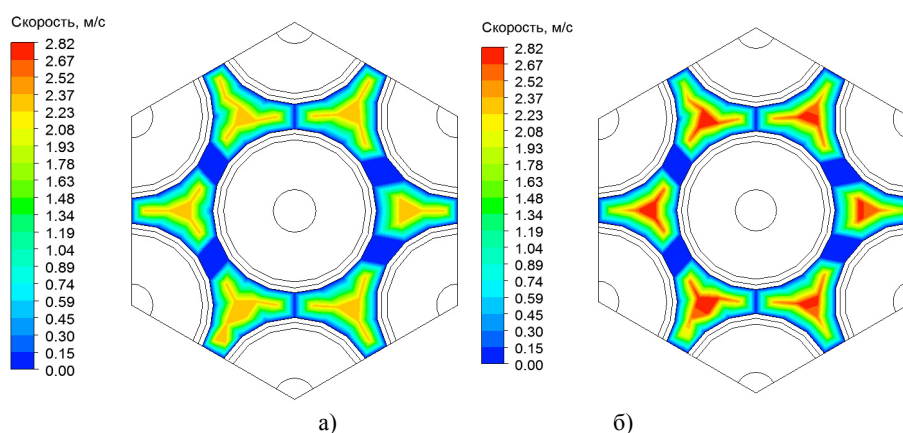


Рисунок 6 – Распределение скоростей теплоносителя

а) Вход в ТВС

б) Выход из ТВС

На рисунке 7 представлен перепад давления в ТВС реактора на быстрых нейтронах. Перепад давления в ТВС составляет $\sim 0,15$ атм, что

значительно ниже по сравнению с популярными на сегодняшний день реакторами на тепловых нейтронах.

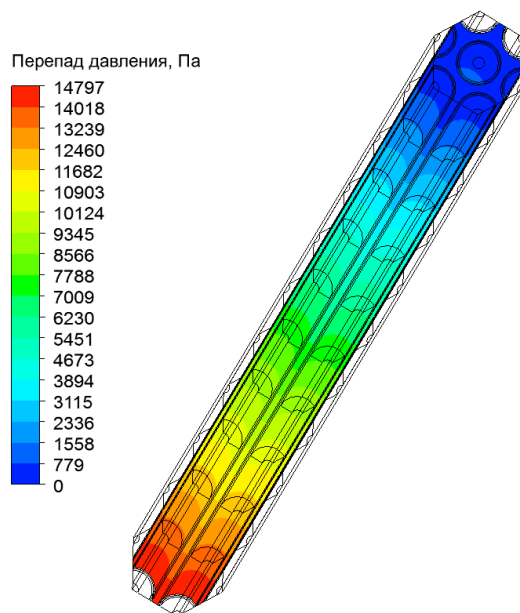


Рисунок 7 – Перепад давления в ТВС по высоте теплоносителя

Выводы

В результате проведенной работы были определены: распределение температуры в теплоносителе, оболочке и сердечнике твэла по высоте ТВС; скорость и перепад давления по высоте теплоносителя. Анализ полученных результатов показал, что:

1) Температура теплоносителя практически совпадает с температурой наружной оболочки твэла. Максимальная температура оболочки твэла составляет 830 К. Это объясняется высоким коэффициентом теплоотдачи теплоносителя и оболочки. Температура на выходе достигается без превышения допустимой температуры в топливе и оболочке твэлов.

2) Максимальная температура топливного сердечника находится в центральной части твэла и составляет 2086 К.

3) Температуры конструктивных элементов реактора при заданном энерговыделении лежат в допустимых пределах (температуры плавления

для стали ~ 1600 К и температуры плавления UO_2 ~ 2920R) [21]

4) Перепад давления в ТВС значительно ниже перепадов давления, возникающих в процессе эксплуатации реакторов на тепловых нейтронах. В частности, перепад давления в реакторе ВВЭР составляет около 2 – 2,5 атм [13]. Давление в корпусе реакторы поддерживается немного выше атмосферного, что является большим преимуществом по сравнению с реакторами другого типа [14-15].

5) Неравномерное энерговыделение твэлов в ТВС приводит, как правило, к неравномерности распределения температуры твэлов, что приводит к увеличению температурного напряжения на твэлы.

Результаты расчета и разработанная модель ТВС может быть использована в дальнейших расчетах различных режимов эксплуатации реакторов на быстрых нейтронах. Также разработанная модель ТВС может быть использована в учебных целях в ВУЗах

Литература

- 1 Акатов А.А., Коряковский Ю. С. Реакторы на быстрых нейтронах. – М.: АНО «ИЦАО», 2017. – С.7-8
- 2 Жизнин С.З., Тимохов В.М. Экономические аспекты некоторых перспективных ядерных технологий за рубежом и в России // Вестник МГИМО Университета. – 2015. – №6 (45). – С. 215-228.
- 3 Фролов М. В., Виштак О. В. Современные тенденции развития реакторов на быстрых нейтронах // Молодой учёный. – 2015. – № 22.5 (102.5). – С.16-17
- 4 Говердовский А.А., Калякин С.Г., Рачков В.И. Альтернативные стратегии развития ядерной энергетики в XXI веке // Теплоэнергетика. – 2014. – № 5. – С. 3–10.
- 5 Гордеев С.С., Сорокин А.П., Тихомиров Б.Б., Труфанов А.А., Денисова Н.А. Методика теплогидравлического расчета температурных режимов ТВС с учетом межканального перемешивания теплоносителя и случайного отклонения параметров в процессе кампании // Атомная энергия. – 2017. – Т. 122, вып. 1. – С. 17-25.
- 6 Erbacher P.J. Cladding Tube Deformation and Core Emergency Cooling in a Loss of Coolant Accident of a Pressurized Water Reactor // Nuclear Engineering and Design. – 1987. – Vol. 103, no 1. – P. 55-64.
- 7 Тихомиров Б.Б., Поплавский В.М. Влияние статистических характеристик пучка твзлов ТВС на оценку температурного режима активной зоны быстрого натриевого реактора // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2014. – № 2. – С.128-139.
- 8 Carelli M.D., Bach C.W. Thermal-Hydraulic Analysis for CRBRP Core-Restraint Design // Transactions of the American Nuclear Society. – 1975. – Vol. 21, no.1. – P. 393-395.
- 9 Кузнецов И.А., Поплавский В.М. Безопасность АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. – М.: Издат., 2012. – 632 с.
- 10 Kumaev V., Lebezov A., Alexeev V. Development and application of MASKA-LM code for calculation of thermal hydraulics and mass transfer of lead cooled fast reactors // Proc. 11th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11). Avignon, France, 2005. –P. 191/1-191/61.
- 11 Сорокин А.П., Труфанов А.А. Очистка натрия АЭС с реакторами на быстрых нейтронах // Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2017. – Вып. 3. – С.142-162.
- 12 Сорокин А.П., Кузина Ю.А., Орлов А.И. Моделирование теплофизических процессов в обоснование проектов быстрых реакторов нового поколения с жидкометаллическими теплоносителями // Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2018. – Вып. 3. – С.240-265
- 13 Сорокин А. П., Кузина Ю. А., Орлов А. И.. Моделирование теплофизических процессов в обоснование проектов быстрых реакторов нового поколения с жидкометаллическими теплоносителями // Материалы конференции “Теплофизика реакторов нового поколения”. – Обнинск, 16 – 18 Мая, 2018. – С.11-13.
- 14 Сироткина А.Л., Лошачев И.И. Водоохлаждаемый реактор со сверхкритическим давлением теплоносителя: особенности регулирования, разогрева и расхолаживания // Глобальная ядерная безопасность. – 2013. – №1(6). – С.67–77.
- 15 Семченков, Ю.М. Перспективы развития АЭС с ВВЭР // Теплоэнергетика. – 2011. – №5. – С.2–9.
- 16 Батуринов О.В., Батуринов Н.В., Матвеев В.Н. Построение расчетных моделей в препроцессоре Gambit универсального программного комплекса Fluent. Электронное учебное пособие. – Самара, 2010. – 166 с.
- 17 Левин В.Е. Ядерная физика и ядерные реакторы. Учебник для техникумов. – Изд. 4-е, перераб. к доп. – М.: Атомиздат, 1979. – 288 с
- 18 Кирилов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (Ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). – М.: Энергоатомиздат, 1990. - 360 с.
- 19 Коротких А.Г., Шаманин И.В. Теплогидравлические процессы в ядерном реакторе и расчет их основных параметров // Учебное пособие. –Томск: ТПУ, 2008. – 108 с.
- 20 Кириллов П.Л., Денискина Н.Б. Теплофизические свойства жидкометаллических теплоносителей // Обзор ФЭИ-0291. – М.: ЦНИИАтоминформ, 2000. – 42 с.
- 21 Чиркин В.С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. – М.: Атомиздат, 1968.
- 22 Ibragimov M., Subbotin V., Ushakov P. Study of heat transfer in turbulent flow in pipes of liquid metals // Atomic Energy. – 1960. – Vol 8, no.1. – P. 54–56.
- 23 ANSYS Fluent Tutorial Guide. Southpointe, 2013. – 1034 p.
- 24 Галин Н.М., Кирилов Л.П. Тепломассообмен (в ядерной энергетике): уч.пособие. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 376 с.
- 25 Ovchinnikov P., Golubev L., Dobrynin V., Klochkov V., Semenov V., Tsybenko V. Operating models of Pressurized water reactors. – М.: Atomizdat, 1977. – P.280.

References

- 1 A.A. Akatov and Y. Koryakovskiy, Future of nuclear power. Reactors on fast neutrons, (Moscow, ANO "ICAO", 2012), p.7-8. (in Russ).
- 2 S.Z. Zhiznin and V.M. Timokhov, Journal of MGIMO University, 6 (45), 215-248 (2015). (in Russ.)

- 3 M.V. Frolov and O.V. Vishtak, *Young Scientist journal, Kazan*, 22.5 (102.5), 16-17 (2015). (in Russ)
- 4 A.A. Goverdovskiy, S.G. Kalyakin, and V.I. Rachkov, *Thermal Engineering*, 5, 3–10 (2014). (in Russ)
- 5 S.S. Gordeyev, A.P. Sorokin, B.B. Tikhomirov, A.A. Trufanov, and N.A. Denisova, *Atomic energy*, 122 (1), 17-25 (2017). (in Russ)
- 6 P.J. Erbacher, *Nuclear Engineering and Design*, 103 (1), 55-64 (1987).
- 7 B.B. Tikhomirov, V.M. Poplavskiy, Influence of statistical characteristics of the bundle of fuel assemblies on the evaluation of the temperature regime of the active zone of a fast sodium reactor (Proceedings of Universities. Nuclear Power Engineering, 2014, no. 2), p.128-139. (in Russ)
- 8 M.D. Carelli, C.W. Bach, *Transactions of the American Nuclear Society*, 21 (1), 393-395 (1975).
- 9 I. Kuznetsov and V. Poplavskiy, *The safety of NPP with fast neutron reactor* (Moscow: IzDat., 2012), p.631. (in Russ).
- 10 V. Kumaev, A. Lebezov, V. Alexeev Development and application of MASKA-LM code for calculation of thermal hydraulics and mass transfer of lead cooled fast reactors (Proc. 11th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11). Avignon, France, 2005), p. 191/1-191/61.
- 11 A.P. Sorokin, A.A. Series: Nuclear reactor constants, 3, 142-162 (2018). (in Russ)
- 12 A.P. Sorokin, Kuzina A. Ju, A.I. Orlov, Series: Nuclear reactor constants, 3, 240-265 (2018). (in Russ).
- 13 A. Sorokin, Y. Kuzina and A. Orlov, Modeling of thermophysical processes in support new generation fast reactor projects with liquid metal heat carrier, *Materialy konferencii, (Obninsk , 2018)*, p.11-13. (in Russ).
- 14 A.L. Sirotkina, I.I. Loschakov, *Global Nuclear Safety*, 1 (6), 67–77 (2013). (in Russ).
- 15 Yu.M. Semchenkov, *Thermal engineering*, 5, 2–9 (2011). (in Russ).
- 16 O. Baturin, N. Baturin and V. Matveev, Building computational models in the Gambit preprocessor of the universal software complex Fluent (Samara, 2010), p 166. (in Russ).
- 17 V. Levin, *Nuclear physics and nuclear reactors* (Moscow, Atomizdat, 1979), p 288. (in Russ).
- 18 P.Kirilov, Y.Yuriev and V.Bobkov, *Handbook of Thermo-Hydraulic Calculations* (Moscow, Energoatomizdat, 1990), p. 360. (in Russ).
- 19 A.Korotkikh and I.Shamanin, *Thermalhydraulic processes in a nuclear reactor and the calculation of their basic parameters* (Tomsk: TPU, 2008), p 108. (in Russ).
- 20 P. Kirilov and N. Deniskina, *Thermophysical properties of liquid metal coolants* (Moscow, 2000), p 42. (in Russ).
- 21 V. Chirkin, *Thermophysical properties of materials of nuclear engineering* (Moscow: Atomizdat, 1968), p.356 (in Russ).
- 22 M. Ibragimov, V.Subbotin and P.Ushakov. Study of heat transfer in turbulent flow in pipes of liquid metals (Moscow, 1960), pp. 54–56. (in Russ).
- 23 ANSYS Fluent Tutorial Guide (Southpointe, 2013), p.1034.
- 24 N. Galin and P. Kirilov. *Heat and mass transfer (in nuclear power)* (Moscow, Energoatomizdat, 1987), p 376. (in Russ).
- 25 P. Ovchinnikov, L. Golubev, V. Dobrynin, V. Klochkov, V. Semenov, and V Tsybenko. *Operating models of Pressurized water reactors* (Moscow: Atomizdat, 1977), p 280. (in Russ).

5-бөлім
**ЖОҒАРЫ ОҚУ ОРНЫНДА
ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ**

Section 5
**METHODS OF TEACHING
HIGH SCHOOL PHYSICS**

Раздел 5
**МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ
В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ**

Жусупов М.А.¹, Жусупов А.М.¹, Жаксыбекова К.А.¹, Кабатаева Р.С.^{1,2*}¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы²Международный университет информационных технологий, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

«ПАРАДОКС БЛИЗНЕЦОВ» В ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ

Дан вывод релятивистских преобразований Лоренца для координат и времени, основанный на постоянстве скорости света во всех инерциальных системах отсчета. Используя релятивистские соотношения для импульса и полной энергии, получено выражение для инвариантной массы. В связи с этим отмечается, что встречающиеся часто другие определения типа массы покоя, релятивистской массы, массы движения и т.д. не имеют физического смысла. Уточняется также положение об эквивалентности энергии и массы: можно говорить только об эквивалентности массы и энергии покоя E_0 . Следствием преобразований Лоренца является известный парадокс близнецов. Однако, первую проверку этот эффект получил в мире элементарных частиц: среднее время жизни μ^- -мезонов с энергией 1 ГэВ увеличивается на порядок. Время жизни сигма-минус-гиперонов с энергией 600 ГэВ увеличивается даже в 500 раз! Оба этих эффекта проверены экспериментально.

В работе дается краткий обзор состояния вопроса в современных источниках литературы.

Ключевые слова: релятивистские преобразования Лоренца, теория относительности, инерциальные системы отсчета, релятивистский импульс, полная энергия, инвариантная масса.

Zhusupov M.A.¹, Zhusupov A.M.¹, Zhaksybekova K.A.¹, Kabatayeva R.S.^{1, 2, *}¹Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Kazakhstan, Almaty,²International Information Technology University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

«Twins paradox» in particle physics

A derivation of relativistic Lorentz transformations for coordinate and time based on the constancy of light speed in all inertial reference frames is given. Using the relativistic relation for momentum and total energy the expression for invariant mass is found. In this connection it is emphasized that the definitions like the rest mass, relativistic mass, motion mass and so on have no physical meaning. The equivalence of mass and energy is also pointed out: one can talk only about the equivalence of mass and rest energy E_0 . The consequence of Lorentz transformations is the well-known twins' paradox. However, the first test of this effect is in the elementary particle physics: mean lifetime of μ^- -mesons with energy of 1 GeV increases for an order. Lifetime of sigma-minus-hyperons with energy of 600 GeV increases even 500 times! Both these effects are tested in an experiment.

A brief review of the state of the question in the modern literature sources is given.

Key words: Lorentz relativistic transformations, relativity, inertial frame of reference, relativistic momentum, total energy, invariant mass.

Жусупов М.А.¹, Жусупов А.М.¹, Жаксыбекова К.А.¹, Кабатаева Р.С.^{1,2*}¹Ал-Фараби атындағы ҚазҰУ, ЭТФЭЗИ, Қазақстан, Алматы қ.²Халықаралық ақпараттық технологиялар университеті, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

Бөлшектер физикасындағы «Егіздер парадоксы»

Барлық инерциалдық санақ жүйелерінде жарық жылдамдығының тұрақтылығында негізделген координата және уақыт үшін Лоренц релятивтік түрлендірулерінің қорытындысы берілген. Импульс және толық энергия үшін релятивтік қатынастарды қолдана отырып инварианттық масса үшін теңдеу табылды. Осымен байланысты тыныштық массасы, релятивтік массасы, қозғалыс массасы және тағы басқа да жиі кездесетін масса анықтамаларының физикалық мағынасының жоқ екендегі айтылуда. Энергия және массаның эквиваленттілігі жөнінде жағдай айтып кетілуде: масса және тыныштық E_0 энергиясы эквиваленттілігі жөнінде

ғана айтуға болады. Лоренц түрлендірулерінің салдары белгілі егіздер парадоксы болып табылады. Дегенмен, айтылған эффекттің ең бірінші тексерілуі элементар бөлшектер әлемінде табылды: 1 ГэВ энергиялы μ -мезондардың орташа өмір сүру уақыты бір ретке ұлғаяды. 600 ГэВ энергиялы сигма-минус-гиперондардың өмір сүру уақыты тіпті 500 есе артады! Екі эффект те экспериментте тексерілді.

Қазіргі заманғы физикалық әдебиетте айтылған сұрақтың қысқаша шолуы берілген.

Түйін сөздер: Лоренц релятивтік түрлендірулері, салыстырмалы теориясы, инерциалдық санақ жүйелері, релятивтік импульс, толық энергия, инварианттық масса.

Введение

Механика Ньютона, составляющая основу классической физики, является величайшим достижением человеческого разума. С ее помощью рассчитываются орбиты небесных тел, траектории самолетов и ракет. Развитие физической теории к началу XX века показало, что законы Ньютоновской механики становятся непригодными в двух случаях: для частиц малых размеров и в случае систем, движущихся с большими скоростями, близкими к скорости света. В первом случае механика Ньютона заменяется квантовой механикой, а во втором – специальной, или частной теорией относительности. Описываемые последней явления называют релятивистскими.

Основной вклад в развитие теории относительности внес А.Эйнштейн, хотя некоторые ее идеи высказывались и другими учеными, такими как Пуанкаре, Лоренц, Минковский и др. Частная (специальная) теория относительности базируется на двух постулатах, отражавших всю совокупность известных в то время экспериментальных данных:

1. Скорость света в вакууме является универсальной постоянной, не зависящей от движения источника или наблюдателя.

2. Все законы природы в инерциальных системах отсчета, то есть движущихся друг относительно друга с постоянной скоростью, происходят одинаково. Никаким опытом внутри определенной системы нельзя установить, движется такая система или покоится.

Из этих постулатов можно получить ряд важных выводов.

Эйнштейн [1] был первым, кто обсуждал и разрешил парадокс близнецов, который в 1905 году он не рассматривал как парадоксальный и считал его следствием относительности одновременности. Он придерживался этого мнения до 1914 года. Однако, в 1918 году Эйнштейн выдвинул аргументы об ускоренных системах отсчета, которые отодвинули на задний план

его первоначальное решение. Его первоначальные аргументы были постепенно заново обнаружены в процессах последующих дискуссий об этом парадоксе.

В работе [2] описывается модифицированная версия мысленного эксперимента по парадоксу близнецов, названная «путешествующий парадокс близнецов». В этой версии близнецы движутся навстречу друг другу на одинаковых средствах передвижения с одинаково высокими скоростями из двух начальных точек, расположенных вдоль оси x с координатами $+(\ell+\Delta\ell)$ и $-(\ell+\Delta\ell)$, соответственно. Близнецы вначале ускоряются до скорости v вдоль идентичных путей длины $\Delta\ell$ каждый, затем они выключают двигатели и движутся друг к другу с постоянными равными скоростями (v). После того, как они проезжают мимо друг друга, они на таком же пути замедляются и останавливаются. Сценарий этой версии парадокса полностью является симметричным, подразумевая, что невозможно предпочесть одной системе отсчета другую, как было сделано в специальной теории относительности для решения парадокса близнецов. Более того, в интервале $(-\ell, +\ell)$ система отсчета, связанная с путешествующими близнецами, является инерциальной. Полная симметрия путешествующего парадокса должна привести к симметричному решению, согласно которому близнецы пересекаются в точке $x = 0$ и при этом находят друг друга в одинаковом возрасте. Однако, применение специальной теории относительности к результатам новой версии парадокса приводит к противоречию, согласно которому каждый из близнецов зафиксирует замедление времени относительно другого близнеца.

В работе [3] в рамках специальной теории относительности предлагается возможность отправиться в путешествие в центр нашей галактики и даже в конец нашей Вселенной в рамках нашего времени жизни. На основе хорошо известного парадокса близнецов, обсуждается равномерно ускоренное движение и указывается

локальная перспектива каждого близнеца касательно взаимного обмена световыми сигналами между обоими близнецами также как и их различный взгляд на звездное небо.

В работе [4] дается нестандартный вывод преобразований Лоренца, который показывает, что они переходят в преобразования Галилея при перемасштабировании пространственно-временных координат и в сдвиг времени, зависящего от пространства. Этот подход обеспечивает геометрическое понимание «немыслимого» принципа относительности о постоянстве скорости c_0 светового сигнала во всех инерциальных системах. Это релятивистская гипотеза проиллюстрирована для случая источника света, находящегося в начале координат O центральной инерциальной системы отсчета S , которая производит изображение источника света в точке, и сферически симметричное изображение светового сигнала в окрестности точки начала $O(n)$ бесконечного числа инерциальных систем $S(n)$, движущихся от системы S с разными скоростями $V(n) < c_0$ (синхронизированных в момент времени $t = t(n) = 0$, $\pm n = 1, 2, 3, \dots, \infty$). Обсуждаются парадоксы релятивистской длины стержня, замедления часов, массы частиц и одновременности. Все релятивистские формулы сравниваются с соответствующими результатами физики абсолютного пространства-времени, которая предполагает существование системы-подложки S_0 космического вакуума (определяемой изотропным распространением света). Теория абсолютного пространства-времени основана на обобщенных Галлилей-ковариантных уравнениях Максвелла для произвольной инерциальной системы отсчета $S(r, t, w)$ со скоростью подложки w (анизотропное распространение света), которое сводится к Лоренц-ковариантным уравнениям Максвелла в пределе $w = 0$ (изотропное распространение света). Аналогично, формулы абсолютного пространства-времени содержат релятивистские соотношения как специальный случай $w = 0$. Показано, что релятивистская теория (относительно наблюдателя со скоростью v) согласуется с теорией абсолютного пространства-времени в случаях (а) $w = 0$ точно (система-подложка с изотропным распространением света) и (б) w много меньше, чем V (системы-квазиподложки с квазиизотропным распространением света). Процесс измерений Галилея в произвольных инерциальных системах $S(r, t, w)$ объясняется при рассмотрении

физического (взаимодействия с подложкой) сокращения длины измеряющего стержня, скорости замедления измеряющих часов, с произвольной скоростью $v_0 = v - w = inv$ относительно подложки S_0 . Сравнение с несколькими экспериментами (Майкельсона-Морли, Кеннеди-Торндайка, Маринова, Черенкова, Саньяка, Ааронова-Бома, аномальной однополярной индукции, космического микроволнового излучения, увеличения времени жизни мю-мезона, гамма-излучения частиц со скоростями v близкими к скорости c_0) и теоретическими аргументами (то есть, теории абсолютного пространства-времени из ключевых экспериментов, основания релятивистской квантовой механики и квантовой электродинамики), показывает, что физические основы Лоренц-преобразований оказываются сомнительными, и расхождения современной физики связаны с принудительным введением Лоренц-ковариантности.

В работе [5] изучается распад движущейся системы для случая, когда система изначально находилась в состоянии суперпозиции двух, почти ортогональных, нестабильных квантовых систем. Вероятность выживания ($P - p(t)$) оценена для короткого и продолжительного времени жизни в системе отсчета, где неподвижная система движется с постоянным импульсом p . Плотности распределения массы, которые описывают два нестабильных состояния суперпозиции, проявляют пороги вблизи исчезающих нижних границ спектра масс $\mu(0,1)$ и $\mu(0,2)$. Если эти две нижние границы совпадают, продолжительность существования на продолжительное время ($P - p(t)$) показывает доминантный закон распада как обратная мощность и приблизительно относится к вероятности существования в покое ($P - 0(t)$) через замедление времени. Масштабирующий множитель $\chi(p,1)$ имеет корень $1 + p(2)/\mu(2)(0,1)$. Если нижние границы $\mu(0,1)$ и $\mu(0,2)$ отличаются, то для вероятности выживания ($P - p(t)$) наблюдаются затухающие колебания в течение долгого времени и масштабные связи разрушаются. Эти осцилляции огибаются профилем закона обратной мощности, который определяется порогом. Изменяя систему отсчета, период осцилляций в покое ($T - 0$) переходит в более долгий период ($T - p$) согласно фактору, который есть усредненное среднее факторов $\chi(p,1)$ и $\chi(p,2)$ с ненормированными весами $\mu(0,1)$ и $\mu(0,2)$. Колебания исчезают в ультрарелятивистском пределе.

В работе [6] изучены свойства позднего времени жизни движущихся релятивистских частиц. В рамках собственного релятивистского рассмотрения задачи найдены кривые распада и показано, что отклонение позднего времени вероятности выживания этих частиц из экспоненциальной формы закона распада, то есть интервал времен перехода между экспоненциальной и неэкспоненциальной формами амплитуды выживания, происходит намного раньше, чем это следует из классического стандартного подхода, и сводится к замене времени t временем $t/\gamma(L)$ (где $\gamma(L)$ – релятивистский Лоренц инвариант) в формуле для вероятности выживания. Следствием является то, что флуктуации соответствующей кривой распада могут появиться намного раньше и намного больше нестабильных частиц имеют возможность выжить до этих времен и позднее. Также показано, что флуктуации мгновенной энергии движущихся нестабильных частиц имеют подобную форму как флуктуации в системе покоя частицы, но они видны наблюдателю в его системе покоя намного раньше, чем может видеть другой при замене времени t временем $t/\gamma(L)$ в соответствующих выражениях для этой энергии, и амплитуда этих флуктуаций может быть даже больше, чем это следует из стандартного подхода. Все эти эффекты оказываются важными, когда интерпретируют некоторые эксперименты на ускорителях высоких энергий нестабильных частиц и проанализированы подобные возможные связи этих эффектов с GSI аномалией, и некоторые результаты астрофизических наблюдений.

В основе работы [7] лежит логический подход. Рассматривается природа времени с двух перспектив: время тогда, как оно воспринимается, и время тогда, как оно существует, когда оно не воспринимается, или не может быть воспринято. Первый постулат Эйнштейна не касается времени, которое не может быть воспринято. Второй постулат Эйнштейна определяет скорость света как константу, которая одна и та же для всех наблюдателей; таким образом, скорость света не зависит от системы отсчета, в которой она воспринимается. Смысл этой разницы в том, что согласно специальной теории относительности природа времени восприятия не одна и та же, что и природа времени, которое не воспринимается. Здесь до-

пускается, что также как и материя может подразделяться на воспринимаемую реальность и физическую реальность, время также может подразделяться на время, которое мы воспринимаем (время восприятия) и на время, которое мы можем воспринять (физическое время). Физическое время должно иметь характеристики, которые не зависят от восприятия. В физическом времени, все события происходят в «настоящий» момент. Настоящее происходит одновременно повсюду во Вселенной. Оно синхронизовано, и есть константа, чья продолжительность равна времени Планка, которое в этой работе обозначается как «тик» или сигнал. Абсолютное время существует и состоит из непрерывной, нескончаемой последовательности тиков (сигналов). Замедление времени это тоже аспект физического времени. Чем быстрее объект движется в пространстве, тем дольше оно живет. Поскольку замедление времени вызвано скоростью, с которой частица движется в пространстве, в этой работе предлагается, что замедление времени есть результат в настоящем движения частицы либо в пространстве, либо во времени. Решение относительно сделанного выбора основано на вероятности, а именно, на скорости частицы, деленной на скорость света. Это подразумевает, что скорость объекта в пространстве есть вероятность.

В работе [8] представляется новое определение собственного времени, которое объединяет все фундаментальные взаимодействия также как и целую группу Пуанкаре. Новое определение собственного времени сводится к обычному определению, когда не рассматривается как никакое из взаимодействий кроме гравитационного, так и никакая новая группа (такая как Лоренц) преобразований. Объясняется физический смысл этого нового определения, и даются предположения для эксперимента с целью проверки этого определения.

Преобразования Лоренца

В Ньютоновской механике считалось, что время течет одинаково для всех наблюдателей. Связь времени и координаты для движущегося и неподвижного наблюдателя имеет вид (рассматривается движение вдоль оси x):

$$\begin{cases} x' = x + v \cdot t \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t. \end{cases}$$

Здесь v – скорость движущейся системы.

Это классические преобразования координат Галилея. В релятивистском случае мы должны изменить связь между координатами:

$$x' = \gamma(x + v \cdot t), \quad (1)$$

где γ – множитель, стремящийся к единице при малых скоростях v .

В случае обратного преобразования координат меняется только направление скорости и мы имеем аналогичное равенство:

$$x = \gamma(x' - v \cdot t'). \quad (2)$$

Величину γ в выражениях (1) и (2) легко найти из требования равенства скорости света в обеих системах координат: $x = ct$ и $x' = ct'$

$$\begin{cases} ct' = \gamma(ct + vt) \\ ct = \gamma(ct' - vt') \end{cases} \quad (3)$$

Перепишем (3):

$$\begin{cases} ct' = \gamma t(c + v) \\ \gamma t'(c - v) = ct \end{cases} \quad (4)$$

Отсюда, исключая t и t' , найдем

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \Rightarrow \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Из первого уравнения в системе (4) получим

$$t' = \frac{t + \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Таким образом, мы приходим к хорошо известным релятивистским преобразованиям Лоренца:

$$\begin{cases} x' = \frac{x \pm vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \frac{t \pm \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{cases} \quad (5)$$

Знак $+$ или $-$ в выражениях для x' и t' зависит от того, в какой системе, движущейся или покоящейся, находится наблюдатель.

В теории относительности, как и в классической механике, для замкнутой физической системы сохраняются импульс \vec{p} и полная энергия E . Однако, релятивистские выражения для них отличаются от соответствующих классических:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (6)$$

В покоящейся системе отсчета ($v = 0$) энергия тела

$$E_0 = mc^2. \quad (7)$$

Это энергия покоя. Данную формулу Эйнштейна называют законом пропорциональности (*эквивалентности*) массы и энергии.

Из соотношений (6), возводя их в квадрат и исключая v , получим связь между полной энергией и импульсом

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (8)$$

Чаще всего это соотношение представляют в виде

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4. \quad (8')$$

Все приведенные формулы являются непротиворечивыми. Например, кинетическая энергия равна разности полной энергии и энергии покоя:

$$E_{кин} = E - E_0 = mc^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right] = mc^2 \left[\left(1 - v^2/c^2\right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right]. \quad (9)$$

Разлагая первое слагаемое в квадратных скобках в ряд по биному Ньютона и ограничиваясь малыми членами порядка

$$(v^2/c^2), \text{ имеем } \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}. \text{ И из (9)}$$

имеем $E_{кин} = \frac{mv^2}{2}$, как и должно быть в нерелятивистском случае.

Инвариантность массы

В настоящее время во многих школьных и некоторых вузовских учебниках по общей физике и, особенно в научно-популярной литературе, содержится множество определений массы частиц: масса покоя m_0 , релятивистская масса, масса движения, полная масса и т.д. [9]. В основе этих определений лежит заворачивающая воображение формула:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

в которой m_0 называют массой покоя.

Однако в серьезной научной литературе употребляется только понятие массы частицы m [9, 10]. Оно получается из релятивистского выражения (8), связывающего полную энергию и импульс. Из него следует, что масса является инвариантной величиной, имеющей одинаковый вид во всех системах координат.

Масса не зависит от скорости движения частицы; масса изолированной системы сохраняется. Но масса не обладает свойством аддитивности. Например, масса ядра не равна сумме масс составляющих его нуклонов.

Именно это свойство лежит в основе ядерной (и термоядерной) энергетики.

Обозначение E_0 является разумным, так как энергия зависит от системы отсчета и индекс нуль указывает, что в этом случае это энергия в системе покоя. Но тогда обозначение m_0 неприемлемо, так как масса не зависит от системы отсчета.

В связи с этим утверждение об эквивалентности энергии и массы, которое так любят философы, не является верным. Действительно, всегда, когда есть масса, есть и соответствующая ей энергия покоя $E_0 = mc^2$. Но не всегда, когда есть энергия, есть масса. Например, масса фотона равна нулю, а энергия его отлична от нуля. Энергии частиц в современных ускорителях могут на много порядков превышать их массу.

Таким образом, можно говорить только об эквивалентности массы и энергии покоя.

Вопросы эти совсем не тривиальные, так как в разное время даже такие классики науки, как М. Борн [11], Р. Фейнман [12, 13], Л.Д. Ландау [14], и др. допускали наличие массы, зависящей от скорости. Это было связано с различными причинами. Так, М. Борн в начале 20 века, когда еще теория относительности не сформировалась в окончательном виде, ошибочно использовал для импульса в релятивистской области энергий ньютоновское (нерелятивистское) выражение $\vec{p} = m\vec{v}$.

Р. Фейнман в научно-популярной книге [12] говорит о том, что «двигаясь, тела становятся тяжелее». В знаменитых Фейнмановских лекциях по физике понятие релятивистской массы положено в основу глав, посвященных теории относительности. В популярной брошюре Л.Д. Ландау и Ю.Б. Румера [14] одна из глав посвящена массе, растущей со скоростью. «Частичное объяснение этим прискорбным фактам», – пишет Л.Б. Окунь [10], надо искать в том, что даже величайшие физики, переходя от научной деятельности к просветительской, пытаются приспособиться к сознанию широкого круга читателей, воспитанных на определении $m = E/c^2$ ».

Время жизни мезона

Если обозначить $\tau_0 = t_2 - t_1$ – промежуток времени в неподвижной системе (τ_0 называют собственным временем), то в движущейся

системе тот же промежуток $\tau = t'_2 - t'_1$, и из формул (5) получим: $\tau = \gamma\tau_0$. Согласно (6),

$$\gamma = \frac{E}{mc^2}.$$

Таким образом, время в движущейся системе течет медленнее. Отсюда возникает известный «парадокс близнецов» [15]. Если один из близнецов останется на Земле, а второй улетает на космическом корабле, движущемся со скоростью, сравнимой со световой, то, по возвращении на Землю, улетавший близнец встретит своего брата, выглядевшим гораздо более старше. В действительности, проверить этот эффект вряд ли возможно, так как система перестает быть инерциальной на три коротких промежутка времени: при разгоне космического корабля, при его повороте назад и при его торможении. Правда, в сумме эти три промежутка гораздо меньше времени всего полета космического корабля. Условие инерциальности не нарушится, если рассматривать движение быстрых нестабильных частиц, например, μ^- -мезонов. Масса их $m_\mu c^2 = 106$ МэВ.

Время жизни μ^- -мезона в неподвижной системе $\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$ секунд. За это время μ^- -мезон, двигаясь со скоростью света, пройдет путь $\tau_0 c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}} \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{сек} = 660 \text{м}$.

Однако, оказалось, что на этих и даже гораздо больших расстояниях в 3-4 км интенсивность пучка быстрых μ^- -мезонов с энергией $E = 1$ ГэВ практически не изменяется, так как для подобных μ^- -мезонов $\gamma \sim 10$ и среднее время жизни возрастает на порядок. Таким образом, в процессе изучения радиоактивного распада μ^- -мезонов было получено одно из самых

убедительных доказательств справедливости вывода специальной теории относительности о замедлении времени в движущейся системе. По воспоминаниям В. Гейзенберга, экспериментальное доказательство замедления времени жизни быстро движущихся мезонов спасло сторонников теории относительности от гонений со стороны германского правительства в конце 30-х годов XX века.

Заключение

В настоящее время эффект замедления времени для быстро движущихся частиц используется для создания пучков гиперонов. Так, например, при энергии 600 ГэВ (которая достигается на ГэВатроне в лаборатории имени Ферми) время жизни Σ^- -гиперонов, имеющих массу $m_\Sigma c^2 = 1,2$ ГэВ, возрастает от значений $\tau_0 = 1,5 \cdot 10^{-10}$ сек до $\tau = 7,5 \cdot 10^{-8}$ сек, то есть в 500 раз! Благодаря этому они, двигаясь почти со скоростью света, могут пролетать расстояние в 22,5 метров, что вполне достаточно для формирования из них пучка. Отметим также, что зависимость (6) полной энергии и импульса частиц от скорости учитываются при строительстве все более мощных ускорителей.

В последующей публикации нами будет подробно показано, как определение массы как инвариантной величины позволит простым образом находить характеристики различных ядерных процессов [16, 17].

Авторы выражают глубокую благодарность профессору В.В. Кашкарову за полезные обсуждения работы.

Работа выполнена при поддержке Гранта Министерства Образования и Науки РК № AP05132952.

Литература

- 1 Petic P. Einstein and the twin paradox // European Journal of Physics. – 2003. – Vol.6 (24). – P.585-590.
- 2 Suleiman R. The traveling twins paradox and special relativity // Physics Essays. – 2016. – Vol.29. – P.179-180.
- 3 Mueller T., King A., Adis D. A trip to the end of the universe and the twin "paradox" // American Journal of Physics. – 2008. – Vol.76 (4-5). – P.360-373.
- 4 Wilhelm H.E. Physical foundations and implications of Lorentz transformations in comparison with experiments and absolute space-time physics // Physics Essays. – 1993. – Vol.6 (3). – P.420-435.
- 5 Giraldi F. Time dilation in the oscillating decay laws of moving two-mass unstable quantum states // Journal of Physics A – Mathematical and Theoretical. – 2018. – Vol.51 (43).
- 6 Urbanowski K. Decay law of relativistic particles: Quantum theory meets special relativity // Physics Letters B. – 2014. – Vol.737. – P.346-351.
- 7 Self S.B. A logical examination of the nature of time // Physics Essays. – 2016. – Vol.29 (2). – P.261-271.
- 8 Hojman S.A. Proper time redefined // Physical Review D. – 2018. – Vol.98 (8)
- 9 Окунь Л.Б. Понятие массы // Успехи физических наук. – 1989. – Т.158, вып.3. – С.511-530.

- 10 Окунь Л.Б. Письма в редакцию. О письме Р.И. Храпко "Что есть масса?" // Успехи физических наук. – 2000. – Т.170, вып.12. – С.1366-1371.
- 11 Борн М. Эйнштейновская теория относительности. – М.: Мир, 1972. – 368 с.
- 12 Фейнман Р. Характер физических законов. – М.: Наука, 1987. – 160 с.
- 13 Фейнман Р., Лейтон Р.Б., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. – М.: Мир, 1965-1967 ... 1969-1978 гг.
- 14 Ландау Л.Д., Румер Ю.Б. Что такое теория относительности. – М.: Сов. Россия, 1975. – 112 с.
- 15 Мардер Л. Парадокс часов. – М.: Мир, 1974. – 226 с.
- 16 Жусупов М.А., Кабатаева Р.С., Сахiev С.К. Квантовая теория рассеяния. – Алматы: Казак университеті, 2015. – 203 с.
- 17 Жусупов М.А. Изучение курса "Релятивистский инвариант и измерение масс нестабильных элементарных частиц" в вузе // Междун. форум Евразийской ассоциации педагогических университетов "Проблемы непрерывного педагогического образования: традиции и инновации". Программа – Алматы, Казахстан, 2018. – С.5.

References

- 1 P. Pesic, European Journal of Physics, 6 (24), 585-590 (2003).
- 2 R. Suleiman, Physics Essays, 29, 179-180 (2016).
- 3 T. Mueller, A. King, D. Adis, American Journal of Physics, 76 (4-5), 360-373 (2008).
- 4 H.E. Wilhelm, Physics Essays, 6 (3), 420-435 (1993).
- 5 F. Giraldi, Journal of Physics A – Mathematical and Theoretical, 51 (43) (2018).
- 6 K. Urbanowski, Physics Letters B, 737, 346-351 (2014).
- 7 Self S.B. A logical examination of the nature of time // Physics Essays. – 2016. – Vol.29 (2). – P.261-271.
- 8 S.A. Hojman, Physical Review D, 98 (8) (2018).
- 9 L.B. Okun', Uspekhi fizicheskikh nauk, 158 (3), 511-530 (1989). (in Russ)
- 10 L.B. Okun', Uspekhi fizicheskikh nauk, 170 (12), 1366-1371 (2000). (in Russ)
- 11 M. Born, Eishteynovskaya teoriya otноситel'nosti, (Moscow, Mir, 1972), 368 s. (in Russ)
- 12 R. Feynman Kharakter fizicheskikh zakonov, (Moscow, Nauka, 1987), 160 s. (in Russ)
- 13 R., Feynman, R.B., Leytonm, M. Sands, Feynmanovskiye lekcii po fizike, (Moscow, Mir, 1965-1967 ... 1969-1978).
- 14 L.D. Landau, Yu.B. Rumer Chto takoe teoriya otноситel'nosti, (Moscow, Sov. Rossiya, 1975), 112 s. (in Russ)
- 15 L. Marder, Paradox chasov, (Moscow, Mir, 1974), 226 s. (in Russ)
- 16 M.A. Zhusupov, R.S. Kabatayeva, S.K. Sakhiev, Kvantovaya teoriya rasseyaniya, (Almaty: Qazaq universiteti, 2015), 203 s. (in Russ)
- 17 M.A. Zhusupov, Izuchenie kursa "Relyativistskiy invariant i izmerenie mass nestabil'nykh elementranykh chastits" v vuze, Mezhdunarodnyi forum Evraziyskoi assotciacii pedagogicheskikh universitetov "Problemy nepreryvnogo pedagogicheskogo obrazovaniya: traditcii i innovatcii". Programma (Almaty, Kazakhstan, 2018), s.5. (in Russ)

**Бейсенов Б.У., Бошкаев К.А. *, Бришева Ж.Н., Жами Б.А.,
Калымова Ж.А., Куанышбайұлы Е., Уразалина А.А.**

ННЛОТ, Казахский национальный университет
имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, *e-mail: kuantay@mail.ru

МЕТОДЫ РАСЧЕТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА СО СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ

В работе рассматриваются методы нахождения магнитного поля вращающейся и равномерно заряженной сферы. Особое внимание уделяется относительно новому так называемому методу Марша, который может быть использован для широкого класса задач. Данный метод позволяет легко найти решения для задачи со сложными условиями. Здесь метод применяется к простому сферическо-симметричному случаю, решения которого известны. Все вычисления показаны подробно, с полным разбором аналитических выкладок. Приводится сравнение известных методов нахождения магнитного поля вращающихся заряженных сфер. Показывается, как с помощью метода Марша можно построить силовые линии магнитного поля в программном пакете «Wolfram Mathematica». Работа преследует педагогические цели и посвящена студентам, магистрантам, докторантам и молодым специалистам высшего учебного заведения по специальностям физика, ядерная физика и астрономия.

Ключевые слова: магнитное поле, уравнения Максвелла, уравнение Лапласа, метод Марша.

Beisenov B., Boshkayev K.A. *, Brisheva Z.N., Zhami B.A.,
Kalymova Z.A., Kuanyshbayuly E., Urazalina A.A.

NNLOT, Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: kuantay@mail.ru

Methods for calculating the magnetic field of rotating charge distribution with spherical symmetry

The paper considers the methods for finding the magnetic field of a rotating and uniformly charged sphere. Special attention is drawn to the relatively new so-called March method, which can be used for a wide class of problems. This method makes it easy to find solutions for problems with complex conditions. Here the method is applied for a simple spherically symmetric case, the solutions of which are known. All calculations are shown in detail, with a full analysis of analytical calculations. A comparison is made with the known methods for finding the magnetic field for rotating charged spheres. It is shown how using the Marsh method one can construct force lines of the magnetic field in “Wolfram Mathematica” package. The work pursues pedagogical goals and is dedicated to students, undergraduates, Ph.D. students and young specialists of higher educational institutions in the specialties of physics, nuclear physics and astronomy.

Key words: magnetic field, Maxwell equations, Laplace equation, Marsh’s method.

Бейсенов Б.У., Бошкаев К.А. *, Бришева Ж.Н., Жәми Б.А.,
Қалымова Ж.А., Қуанышбайұлы Е., Уразалина А.А.

АТҰНЗ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: kuantay@mail.ru

Сфералық симметриялы үлестірілген айналмалы зарядтың магниттік өрісін есептеу әдістері

Жұмыста айналмалы және біркелкі зарядталған сфераның магнит өрісін табу әдістері қарастырылады. Салыстырмалы түрде жаңа Марш әдісіне ерекше назар аударылады. Ол кең ауқымды мәселелерге қолданылуы мүмкін. Бұл әдіс күрделі жағдайларға байланысты есептерді шешуді жеңілдетеді. Жұмыста әдіс шешімдері белгілі қарапайым сфералық симметриялық жағдайға қолданылады. Барлық есептеулер аналитикалық өрнектерді толық талдау арқылы нақты көрсетіледі. Магнит өрісін табудың белгілі әдістерімен салыстыру жүргізіледі. Марш әдісінің көмегімен «Wolfram Mathematica» бағдарламалық пакетінде магнит өрісінің күш сызықтарын

қалай тұрғызуға болатыны көрсетілді. Жұмыс педагогикалық мақсаттарды көздейді және жоғары оқу орындарының студенттеріне, магистранттарына, докторанттарына және жас мамандарына, олардың ішінде физика, ядролық физика және астрономия мамандықтарына арналған.

Түйін сөздер: магниттік өріс, Максвелл теңдеулері, Лаплас теңдеуі, Марш әдісі.

Введение

Магнитное поле представляет собой один из видов материи. Оно обладает энергией, которая проявляет себя в виде электромагнитных сил, действующих на отдельные движущиеся электрические заряды (электроны и ионы или другие намагниченные тела) и на их потоки, т.е. электрический ток. Магнитное поле создается движущимися заряженными частицами и телами, проводниками с током и постоянными магнитами [1-7]. В астрофизике магнитное поле является одним из основных свойств небесных тел, начиная от планет, звезд главной последовательности до компактных объектов, таких как белые карлики и нейтронные звезды [8, 9].

В работе проводится анализ в рамках классической электродинамики для исследования магнитного поля, индуцированного равномерным распределением заряда на сферической поверхности, когда сфера вращается как твердое тело вокруг оси симметрии с постоянной угловой скоростью. Представлены три основных метода расчета, которые часто используются в литературе для решения прикладных задач электродинамики и астрофизики [10-12].

Постановка рассматриваемой задачи выглядит следующим образом: «Сфера радиуса R вращается с угловой скоростью ω вокруг оси z . Поверхностная плотность заряда σ постоянна. Найти напряженность магнитного поля внутри и снаружи сферы» (рис. 1 (а)) [10]. Рассмотрим решение этой задачи на основе трёх часто используемых методов.

Метод с использованием решения уравнения Лапласа

Для вращающейся сферы поверхностный ток задается следующим образом:

$$\vec{j}_{\text{пов.}} = \sigma \vec{v}, \quad (1)$$

где \vec{v} – линейная скорость точки на сфере

$$\vec{v} = [\vec{\omega}, \vec{R}], \quad (2)$$

где $\vec{R} = R\vec{e}_r$, \vec{e}_r – единичный вектор вдоль радиус вектора \vec{r} [10]. Из рисунка 1 (b) видно, что абсолютная величина линейной скорости равна:

$$v = \omega R \sin \theta \quad (3)$$

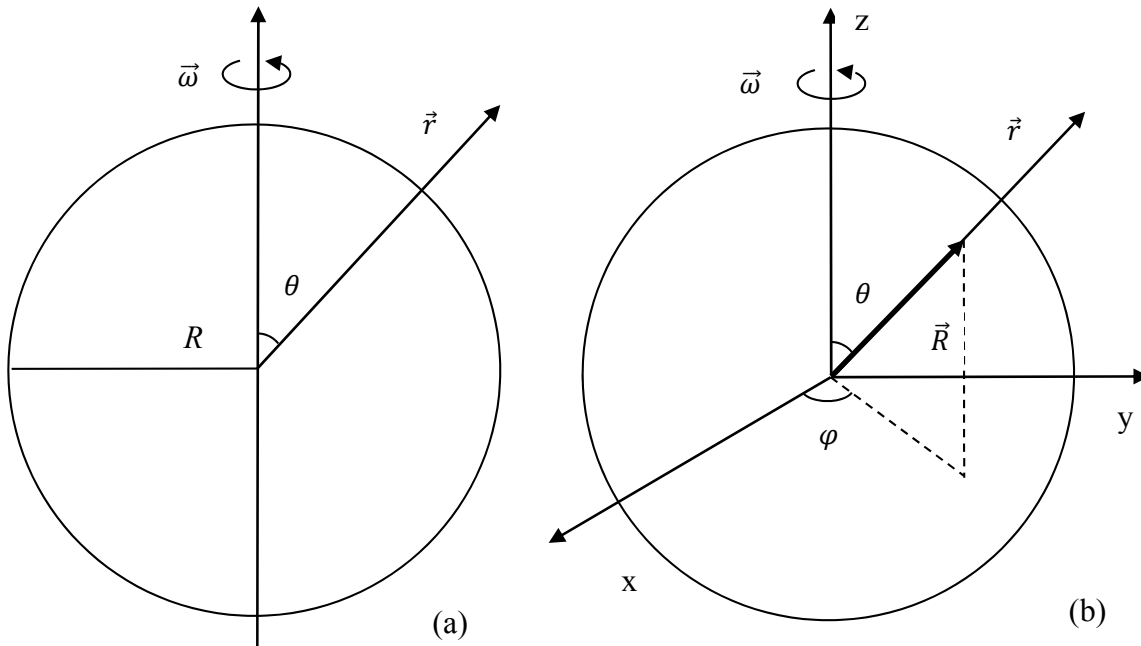


Рисунок 1 – (а) Схематическое изображение вращающейся сферы радиуса R , угловой скоростью $\vec{\omega}$, направленной по оси z и поверхностной плотностью σ .
(b) соответствующие сферические координаты

И конечная формула для модуля поверхностного тока имеет вид:

$$j_{\text{пов.}} = \sigma\omega R \sin \theta \quad (4)$$

Поскольку внутри и вне сферы токи отсутствуют, то можно ввести потенциал магнитного поля как:

$$\vec{H} = \begin{cases} -\vec{\nabla}\psi_1 & \text{при } r < R \text{ внутри сферы,} \\ -\vec{\nabla}\psi_2 & \text{при } r > R \text{ вне сферы.} \end{cases} \quad (5)$$

Подставляя последнее в уравнение Максвелла для дивергенций магнитного поля, т.е. $\text{div}\vec{H} = 0$ [12], получим уравнение Лапласа:

$$\begin{cases} \Delta\psi_1 = 0 & \text{при } r < R, \\ \Delta\psi_2 = 0 & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (6)$$

где $P_1(\cos \theta) = \cos \theta$, $P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2 \theta - 1)$.

Из теории классической электродинамики известно, что граничные условия на поверхности сферы (при $r = R$) имеют следующий вид [10, 16, 17]:

$$\begin{cases} C_1 \cos \theta + C_2 R (3(\cos \theta)^2 - 1) + \dots = -2D_1 R^{-3} \cos \theta - \frac{3}{2} D_2 R^{-4} (3(\cos \theta)^2 - 1) + \dots, \\ \frac{1}{R} (C_1 R (-\sin \theta) + C_2 R^2 (-3 \cos \theta \sin \theta) + \dots) - \\ - \frac{1}{R} (D_1 R^{-2} (-\sin \theta) + D_2 R^{-3} (-3 \cos \theta \sin \theta) + \dots) = j_{\text{пов.}} = \sigma\omega R \sin \theta. \end{cases} \quad (11)$$

Чтобы найти коэффициенты C_n и D_n , достаточно использовать метод неопределенных коэффициентов [18]. Очевидно, что только коэффициенты при $n = 1$ имеют нетривиальные значения

$$\begin{cases} \psi_1 = -\frac{2}{3} \sigma R \omega r \cos \theta = -\frac{2}{3} \sigma R (\vec{\omega} \cdot \vec{r}) & \text{при } r < R, \\ \psi_2 = \frac{1}{3r^2} \sigma \omega R^4 \cos \theta = \frac{1}{3r^3} \sigma R^4 (\vec{\omega} \cdot \vec{r}) & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (13)$$

Так как в данной задаче имеется сферическая симметрия, используем решение уравнения Лапласа в сферической системе координат. Записываем разложения потенциалов в сферические функции [14]:

$$\begin{cases} \psi_1 = \sum_n C_n r^n P_n(\cos \theta) & \text{при } r < R, \\ \psi_2 = \sum_n D_n r^{-(n+1)} P_n(\cos \theta) & \text{при } r > R, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$P_n(t) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dt^n} (t^2 - 1)^n, \quad (8)$$

есть полином Лежандра, $t = \cos \theta$, C_n, D_n – коэффициенты разложения, которые вычисляются из граничных условий и $n = 1, 2, 3, \dots$ [15].

Запишем первые два (хотя можно рассмотреть более двух) слагаемых разложения:

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} - \frac{\partial \psi_2}{\partial r} = 0, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} = j_{\text{пов.}} \end{cases} \quad (10)$$

Подставляя (9) в граничные условия (10) при $r = R$ получим:

$$C_1 = -\frac{2}{3} \sigma \omega R, \quad D_1 = \frac{1}{3} \sigma \omega R^4. \quad (12)$$

Для $n > 1$ все коэффициенты $C_n, D_n = 0$. Тогда:

Напомним, что градиент скалярного произведения двух векторов имеет следующий вид [10, 19]:

$$\vec{\nabla}(\vec{\omega} \cdot \vec{r}) = \text{grad}(\vec{\omega} \cdot \vec{r}) = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{r} + (\vec{r} \cdot \vec{\nabla})\vec{\omega} + [\vec{\omega} \times \text{rot}\vec{r}] + [\vec{r} \times \text{rot}\vec{\omega}] = \vec{\omega} \quad (14)$$

где принято во внимание, что $\vec{\omega}$ - постоянный вектор. Также следует заметить, что градиент произведения двух скалярных функции g и f определяется как

$$\vec{\nabla}(gf) = \text{grad}(gf) = g\vec{\nabla}f + f\vec{\nabla}g \quad (15)$$

Если $f = f(r)$, тогда градиент

$$\vec{\nabla}f(r) = \text{grad}f(r) = \frac{df}{dr} \frac{\vec{r}}{r} = \frac{df}{dr} \vec{e}_r \quad (16)$$

Для удобства расчетов можно положить $g = (\vec{\omega} \cdot \vec{r})$ и $f = \frac{1}{r^3}$.

В итоге, используя (5), (7), (12), $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$ (полагая, что магнитная проницаемость среды $\mu = 1$), формулы градиента и записывая

уравнения в векторном виде, получаем величину магнитного поля внутри и снаружи сферы:

$$\vec{B} = \begin{cases} \frac{2}{3}\mu_0\sigma R\vec{\omega} & \text{при } r < R, \\ -\frac{1}{3}\frac{\mu_0\sigma R^4}{r^3}\vec{\omega} + \frac{\mu_0\sigma R^4}{r^5}(\vec{\omega} \cdot \vec{r})\vec{r} & \text{при } r > R, \end{cases} \quad (17)$$

где $\vec{\omega} = \omega\vec{k}$, $\vec{r} = r\vec{e}_r$, μ_0 - магнитная постоянная. Внутри сферы поле направлено вдоль $\vec{\omega}$. Вне сферы магнитное поле равно полю системы с магнитным моментом $\vec{m} = \frac{4\pi}{3}R^4\sigma\vec{\omega}$ [16]:

$$\vec{B} = -\frac{\mu_0}{4\pi r^3}\vec{m} + \frac{3\mu_0}{4\pi r^5}(\vec{m} \cdot \vec{r})\vec{r} \quad (18)$$

при $r > R$.

Метод интегрирования малых элементов

Для удобства интегрирования выберем систему координат так, чтобы \vec{r} был направлен по оси z , а $\vec{\omega}$ находился в плоскости xz с углом θ к оси z (рис. 2) [11].

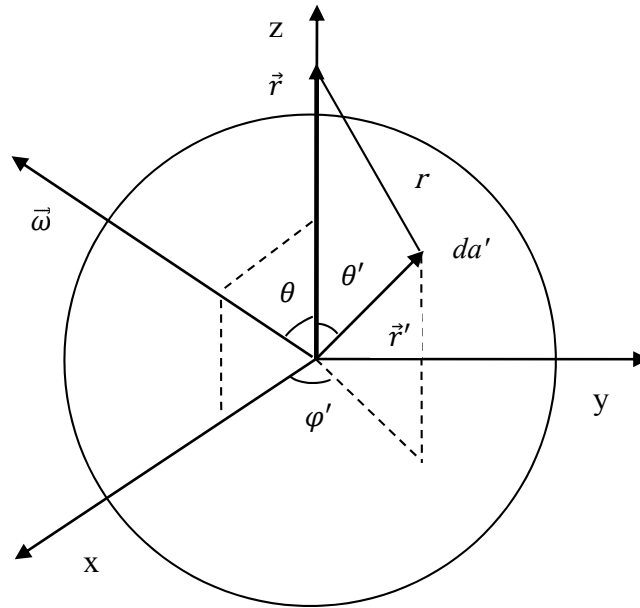


Рисунок 2 – Схематическое изображение вращающейся сферы радиуса R , угловой скоростью $\vec{\omega}$ в плоскости xz с углом θ к оси z и поверхностной плотностью σ

Векторный потенциал выражается следующей формулой:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{J}_{\text{пов.}}(\vec{r}')}{|\vec{r}' - \vec{r}|} da' \quad (19)$$

где $\vec{r}' = \vec{R}$, тогда знаменатель интеграла

$$\begin{aligned} r &= |\vec{r}' - \vec{r}| = |\vec{R} - \vec{r}| = \\ &= \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \theta'} \end{aligned} \quad (20)$$

и da' – элемент площади

$$da' = R^2 \sin \theta' d\theta' d\phi' \quad (21)$$

Скорость в точке \vec{r}' вращающегося твердого тела:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= [\vec{\omega}, \vec{r}'] = \\ &= \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \omega \sin \theta & 0 & \omega \cos \theta \\ R \sin \theta' \cos \phi' & R \sin \theta' \sin \phi' & R \cos \theta' \end{vmatrix} = \\ &= R\omega \{ -(\cos \theta \sin \theta' \sin \phi') \vec{i} \\ &\quad + (\cos \theta \sin \theta' \cos \phi' \\ &\quad - \sin \theta \cos \theta') \vec{j} + \\ &\quad + (\sin \theta \sin \theta' \sin \phi') \vec{k} \} \end{aligned} \quad (22)$$

Заметим, что члены с $\sin \phi'$ и $\cos \phi'$ обращаются в нуль при интегрировании:

$$\int_0^{2\pi} \cos \phi' d\phi' = \int_0^{2\pi} \sin \phi' d\phi' = 0 \quad (23)$$

Тогда вектор потенциал

$$\begin{aligned} \vec{A}(\vec{r}) &= \\ &= -\frac{\mu_0 R^3 \sigma \omega \sin \theta}{2} \int_0^\pi \frac{\cos \theta' \sin \theta'}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \theta'}} d\theta' \vec{j} \end{aligned} \quad (24)$$

Приняв $u \equiv \cos \theta'$, получаем:

$$\begin{aligned} &\int_{-1}^{+1} \frac{u}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rru}} du = \\ &= -\frac{R^2 + r^2 + rRu}{3R^2 r^2} \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rru} \Big|_{-1}^{+1} = \\ &= -\frac{1}{3R^2 r^2} [(R^2 + r^2 + Rr)|R - r| - \\ &\quad - (R^2 + r^2 - Rr)(R + r)] \end{aligned} \quad (25)$$

Если точка находится внутри сферы, то $r < R$ и предыдущие выражение примет вид $(2r/3R^2)$; если точка находится снаружи сферы, то $r > R$ и выражение выглядит $(2R/3r^2)$. Учитывая что $[\vec{\omega}, \vec{r}] = -\omega r \sin \theta \vec{j}$, в итоге, получаем:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{1}{3} \mu_0 R \sigma [\vec{\omega}, \vec{r}] & \text{при } r < R, \\ \frac{1}{3} \frac{\mu_0 R^4 \sigma}{r^3} [\vec{\omega}, \vec{r}] & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (26)$$

Запишем ротор векторного произведения двух векторов [10, 19]

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times [\vec{\omega}, \vec{r}] &= \text{rot}[\vec{\omega}, \vec{r}] = \\ &= (\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega} - (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{r} + \\ &\quad + \vec{\omega} \text{div} \vec{r} - \vec{r} \text{div} \vec{\omega} = 2\vec{\omega} \end{aligned} \quad (27)$$

также запишем формулу для $\text{rot}(f\vec{b})$, где \vec{b} – произвольный вектор

$$\vec{\nabla} \times (f\vec{b}) = \text{rot}(f\vec{b}) = f \text{rot} \vec{b} + [\vec{\nabla} f, \vec{b}] \quad (28)$$

Здесь, также для удобства расчетов, можно положить $\vec{b} = [\vec{\omega}, \vec{r}]$ и $f = \frac{1}{r^3}$. С помощью выражения для векторного потенциала, получим индукцию магнитного поля:

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{\nabla} \times \vec{A} = \text{rot} \vec{A} = \\ &= \begin{cases} \frac{2}{3} \mu_0 \sigma R \vec{\omega} & \text{при } r < R, \\ -\frac{1}{3} \frac{\mu_0 \sigma R^4}{r^3} \vec{\omega} + \frac{\mu_0 \sigma R^4}{r^5} (\vec{\omega} \cdot \vec{r}) \vec{r} & \text{при } r > R. \end{cases} \end{aligned} \quad (29)$$

Метод Марша

Во многих задачах в каждой точке пространства плотность распределения заряда и плотность тока остаются неизменными. В таких ситуациях метод Марша позволяет найти относительно легкую взаимосвязь между магнитным полем и электростатическим полем [12].

Сначала опишем метод для произвольного распределения заряда, затем используем его для нашего случая. Тогда в общем случае выражение (1) можно записать как:

$$\vec{j}_{\text{объем.}}(\vec{r}) = \rho(\vec{r}) \vec{v} \quad (30)$$

где $\vec{j}_{\text{объем.}}(\vec{r})$ – объемная плотность тока, следовательно, $\rho(\vec{r})$ – объемная плотность заряда. Тогда векторный потенциал (19) запишется как:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \vec{v} \int \frac{\rho(\vec{r}') d^3 \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = (\vec{v}/c^2) \phi(\vec{r}) \quad (31)$$

где

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}') d^3 \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (32)$$

это электростатический потенциал в зависимости от распределения заряда (полагая, что

диэлектрическая проницаемость среды $\epsilon = 1$), ϵ_0 – электрическая постоянная, $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ – скорость света в вакууме.

Тогда магнитное поле записывается как:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}) = (\vec{v}/c) \times \vec{E}(\vec{r}), \quad (33)$$

где $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi(\vec{r})$ электростатическое поле (напряженность электрического поля).

Здесь уравнение (30) примет вид:

$$\vec{j}_{\text{объем.}}(\vec{r}) = \rho(\vec{r})\vec{v} = \rho(\vec{r})[\vec{\omega}, \vec{r}]. \quad (34)$$

Тогда векторный потенциал (31) будет равен

$$\vec{A}(\vec{r}) = (\vec{\omega}/c^2) \times \vec{F}(\vec{r}), \quad (35)$$

где функция $\vec{F}(\vec{r})$ называется суперпотенциалом электрического поля

$$\vec{F}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{r'\rho(\vec{r}')d^3\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (36)$$

Добавляя и отнимая вектор \vec{r} от вектора \vec{r}' , получаем выражение в виде:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{r}\phi(\vec{r}) - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \rho(\vec{r}') \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}'. \quad (37)$$

Легко убедиться, что выполняются следующие соотношения:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = \text{div}\vec{F} = \phi(\vec{r}) - (\vec{r} \cdot \vec{E}(\vec{r})), \quad (38)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{F} = \text{rot}\vec{F} = (\vec{r} \times \vec{E}(\vec{r})). \quad (39)$$

Использование этого метода в задачах с аналогичной симметрией весьма эффективно. В силу сферического распределения системы заряда:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = \frac{d}{dr}(r\phi), \quad (40)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{F} = 0. \quad (41)$$

Тогда суперпотенциал можно записать как $\vec{F} = F(r)\vec{e}_r$. Решая уравнения (40-41) получаем:

$$F(r) = \frac{1}{r^2} \int_0^r r'^2 \frac{d}{dr'} [r'\phi(r')] dr'. \quad (42)$$

Если распределение заряда имеет конечный радиус R , снаружи которого плотность заряда равна нулю, то магнитное поле будет как дипольное поле. Сравнивая вектор потенциал, выраженный через магнитный момент

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} [\vec{m}, \vec{r}] \quad \text{при } r > R \quad (43)$$

с формулами (31), (35), (36) и (42) можно выразить магнитный момент через потенциал

$$\vec{m} = 4\pi\epsilon_0\vec{\omega} \int_0^R r^2 \frac{d}{dr} [r\phi(r)] dr \quad \text{при } r > R. \quad (44)$$

Эта формула позволяет вычислить магнитное поле, порожденное вращением любого сферически симметричного распределения заряда с помощью его электростатического потенциала [16].

Рассмотрим потенциал электрического поля внутри и снаружи заряженной сферы [1-7]:

$$\phi = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R} & \text{при } r < R, \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r} & \text{при } r > R, \end{cases} \quad (45)$$

где Q – полный (в нашем случае поверхностный) заряд сферы.

Используем значения (45) в (42):

$$F(r) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \int_0^r r'^2 \frac{Q}{R} dr' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{3R} r & \text{при } r < R, \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \int_0^R r'^2 \frac{Q}{R} dr' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{3r^2} R^2 & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (46)$$

Следует заметить, что суперпотенциал вне источника также вычисляется с помощью внутреннего потенциала [12]. Единственная разница состоит в пределе интегрирования. Далее, приведём (46) к векторной форме, учитывая, что полный поверхностный заряд сферы $Q = 4\pi R^2\sigma$:

$$\vec{F}(r) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{3R} r \vec{e}_r = \frac{\sigma R}{3\epsilon_0} \vec{r} & \text{при } r < R, \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{3r^2} R^2 \vec{e}_r = \frac{\sigma R^4}{3\epsilon_0 r^3} \vec{r} & \text{при } r > R, \end{cases} \quad (47)$$

Подставляем (47) в уравнения (35) для нахождения векторного потенциала:

$$\vec{A}(r) = \begin{cases} \frac{\sigma R}{3c^2\epsilon_0} [\vec{\omega}, \vec{r}] = \frac{1}{3}\mu_0 R\sigma [\vec{\omega}, \vec{r}] & \text{при } r < R, \\ \frac{1}{3c^2\epsilon_0} \frac{\sigma R^4}{r^3} [\vec{\omega}, \vec{r}] = \frac{1}{3} \frac{\mu_0 R^4 \sigma}{r^3} [\vec{\omega}, \vec{r}] = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} [\vec{m}, \vec{r}] & \text{при } r > R, \end{cases} \quad (48)$$

Результат вычисления будет таким же, как во втором методе, если возьмем ротор от (48). Окончательный ответ данного выражения:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \begin{cases} \frac{2}{3}\mu_0\sigma R\vec{\omega} & \text{при } r < R, \\ -\frac{1}{3}\frac{\mu_0\sigma R^4}{r^3}\vec{\omega} + \frac{\mu_0\sigma R^4}{r^5}(\vec{\omega} \cdot \vec{r})\vec{r} & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (49)$$

В итоге видно, что все три метода дают один и тот же результат.

Примечательно, что магнитное поле внутри сферы однородное. Чтобы наглядно это продемонстрировать достаточно знать выражение для F . Если принять ось z как ось вращения, то величина xF/r , где r вычисляется в плоскости xz , является функцией потока магнитного поля в плоскости xz . Контуры постоянной величины xF/r будут магнитными силовыми линиями. Так будет удобно графически представить магнитное поле, если значение функции F известно (рис. 3).

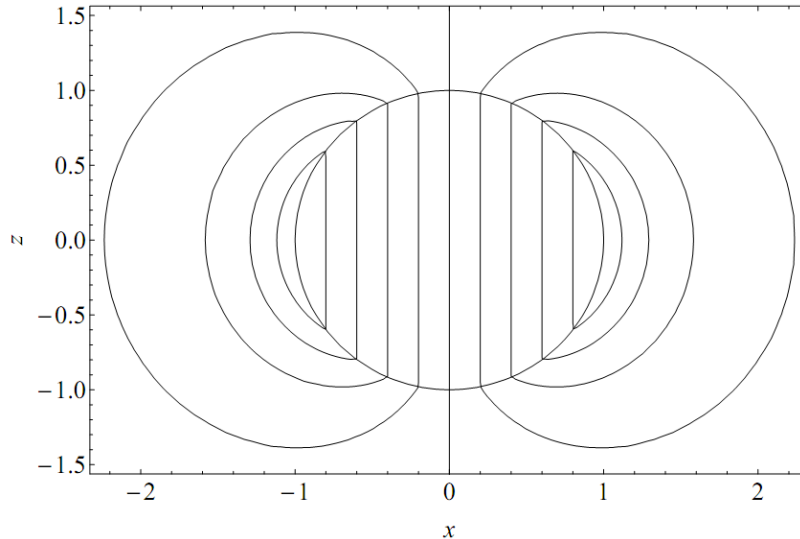


Рисунок 3 – Силовые линии магнитного поля вращающейся сферы радиуса R , угловой скоростью $\vec{\omega}$ и поверхностной плотностью σ . Угловая скорость направлена по оси z . Силовые линии направлены из северного полюса к южному полюсу

Заключение

В результате мы видим, что для данной задачи использование всех трех методов тождественно эквивалентны. Однако стоит отметить, что методика Марша (т.е. третий метод) более лаконична и практически удобна. Поскольку зная только значение потенциала внутри рассматриваемого тела, можно вычислить индуцированное магнитное поле вращающегося тела при условии, что объект не деформируется при вращении [20].

Здесь следует заметить, что астрофизические объекты от планет до компактных звезд имеют форму почти не отличающейся от сферической симметрий [21, 22]. Большие отклонения от сферы появляются в случае быстрого вращения вблизи кеплеровского предела. Из наблюдений известно, что вращение небесных тел гораздо меньше, чем кеплеровский предел. Следовательно, их отклонение от сферической симметрии незначительно [23].

Вместе с тем методика Марша более универсальна для более широкого класса задач.

Тогда как применение других методов сложно, или даже невозможно для некоторых случаев. Метод Марша позволяет относительно легко получить эти решения. Использование метода Марша для определения магнитного поля вращающихся объектов с аксиальной симметрией будет рассмотрено в последующих работах.

Работа была выполнена в рамках проекта: «Фундаментальные и прикладные исследования в смежных областях физики земных, околоземных и атмосферных процессов и их практическое применение» ИРН BR05236494 МОН РК.

Приложение. Силовые линий магнитного поля.

Вычислим магнитные силовые линии с помощью программного пакета Wolfram Mathematica 8.0 (хотя имеются более поздние версии) [24-26]. Для этого выберем направление угловой скорости вращения сферы по оси z (ось симметрии). Значение суперпотенциала внутри и вне сферы известно из формулы (46) или (47). Для удобства выберем так, чтобы все коэффициенты (постоянные) в формуле (46) были равны единице, включая радиус сферы. Тогда значение суперпотенциала в плоскости xz примет вид:

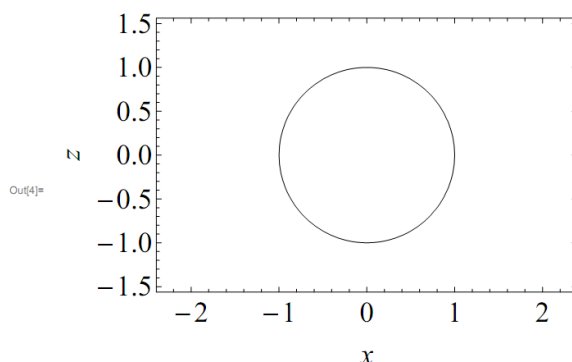
$$\begin{aligned} \text{In[1]} &= R = 1; \\ F[x_, z_] &:= \frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{R} /; \sqrt{x^2 + z^2} < R \\ F[x_, z_] &:= \left(\frac{R}{\sqrt{x^2 + z^2}} \right)^2 /; \sqrt{x^2 + z^2} \geq R \end{aligned}$$

Нарисуем сначала окружность в плоскости xz как поперечное сечение сферы. Для этого воспользуемся командой «ContourPlot» в Mathematica и уравнением окружности:

```

In[4]= P1 = ContourPlot[x^2 + z^2 == R^2, {x, -2.3, 2.3}, {z, -1.5, 1.5}, ContourStyle -> Thin,
FrameLabel -> Automatic, BaseStyle -> {FontFamily -> "Times", FontSize -> 22},
AspectRatio -> 0.65, ImageSize -> 400]

```

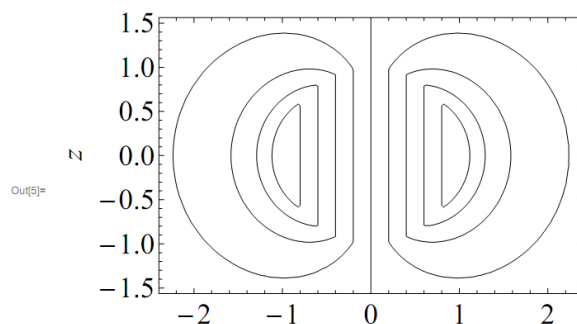


Далее, нарисуем силовые линии магнитного поля:

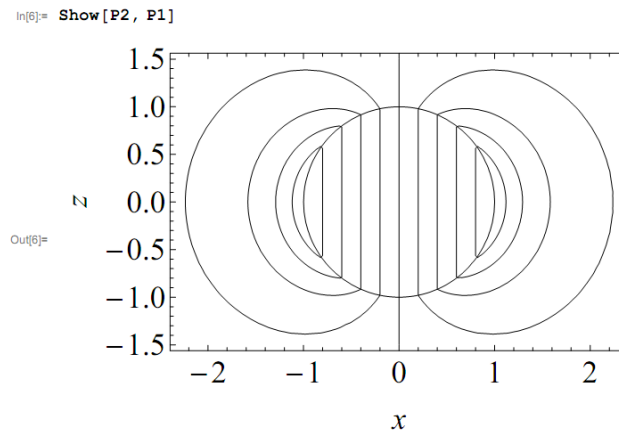
```

In[5]= P2 = ContourPlot[ -x / Sqrt[x^2 + z^2] F[x, z], {x, -2.3, 2.3},
{z, -1.5, 1.5}, ContourStyle -> Thin, FrameLabel -> Automatic,
ContourShading -> None, BaseStyle -> {FontFamily -> "Times", FontSize -> 22},
AspectRatio -> 0.65, ImageSize -> 400]

```



Теперь два рисунка можно наложить друг на друга командой «Show». В результате получим Рис. 3:



Литература

- 1 Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. Курс физики. Том 2. Электричество и магнетизм (4-е издание). – М.: Высшая школа, 1977. – 384 с.
- 2 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Краткий курс теоретической физики, том 1: Механика. Электродинамика. – М.: Наука, 1969. – 271 с.
- 3 Матвеев А.Н. Электродинамика. (2-е изд.). – М.: Высш. школа, 1980. – 383 с.
- 4 Савельев И.В. Курс общей физики. Том 2. Электричество. – М.: Наука, 1970. – 442 с.
- 5 Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 3. Электричество (4-е изд.). – М.: Физматлит; Изд-во МФТИ, 2004. – 656 с.
- 6 Терлецкий Я.П., Рыбаков Ю.П. Электродинамика. (2-е изд.). – М.: Высш. школа, 1990. – 352 с.
- 7 Парселл Э. Берклеевский курс физики. Том 2. Электричество и магнетизм. – М.: Наука, 1971. – 448 с.
- 8 Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. – М.: Наука, 1971. – 486 с.
- 9 Шапиро С., Тюколски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды / Пер. с англ. под ред. Я.А.Смородинского. – М.: Мир. Том 1-2. 1985. – 656 с.
- 10 Гречко Л.Г., Сугаков В.И., Томасевич О.Ф., Федорченко А.М. Сборник задач по теоретической физике. – М.: Высшая школа, 1984. – 319 с.
- 11 Griffiths, David J. Introduction to Electrodynamics. 5th ed., Pearson, 2017. ISBN 978-1108420419. – 599 p.
- 12 James S. Marsh. Magnetic and electric field of rotating charge distributions // American Journal of Physics. – 1982. – Vol. 50, No. 1. – P. 51-53.
- 13 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. «Теоретическая физика», том II. Теория поля. 8-е изд., 2012. – 536 с.
- 14 Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М.: Высшая школа, 2004. – 798 с.
- 15 Abramowitz M., Stegun I.A. (1974) Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications, Inc. New York, NY, USA ©1974 ISBN 0486612724. – 1047 p.
- 16 Jackson J.D. (1999). Classical Electrodynamics (3rd ed.). New York: John Wiley & Sons. ISBN 978-0-471-30932-1. OCLC 925677836 – 808 p.
- 17 Greiner W. Classical Electrodynamics (Springer, New York, USA, 1998). – 566 p.
- 18 Болянский В. Г., Виленкин Н. Я. Симметрия в алгебре. - 2-е изд. – М.: МЦНМО, 2002. – 240 с.
- 19 Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления (9-е изд.). – М.: Наука, 1965. – 427 с.
- 20 Boshkayev K., Rotondo M., Ruffini R. On the magnetic fields in rotating nuclear matter cores of stellar dimensions // Int. Journal Mod. Phys. Con. Ser. – 2012. – Vol. 12. – P. 58-67.
- 21 Haensel P., Potekhin A.Y., Yakovlev D.G. (Eds.). Neutron Stars 1: Equation of State and Structure. – Astrophysics and Space Science Library. – 2007. – 326 p.
- 22 Belvedere R., Boshkayev K., Rueda J.A., Ruffini R. Uniformly rotating neutron stars in the global and local charge neutrality cases // Nuclear Physics, Section A. – 2014. – Vol. 921. – P. 33-59.
- 23 Stergioulas N. Rotating Stars in Relativity // Living. Rev. – 2003. – Vol. 6. – P. 174.
- 24 Программный пакет «Wolfram Mathematica»: <https://www.wolfram.com/mathematica/>
- 25 Zimmerman R.L., Olness F.I. Mathematica for physics. Copyright © 2002 by Addison-Wesley Publishing Company, Inc. – 665 p.
- 26 Sadri Hassani, Mathematical Methods Using Mathematica: For Students of Physics and Related Fields. – 2003. – 253 p.

References

- 1 A.A. Detlaf, B.M. Yavorsky, L.B. Milkovskaya, Physics course. Vol. 2. Electricity and Magnetism (4th edition), (Moscow, Higher School, 1977), 384 p. (in Rus).
- 2 L.D. Landau, E.M. Lifshits, Short course in theoretical physics, Vol. 1: Mechanics. Electrodynamics, (Moscow, Science, 1969), 271 p. (in Rus).

- 3 A.N. Matveev, *Electrodynamics*, (2nd ed.), (Moscow, Higher. school, 1980), 383 p. (in Rus).
- 4 I.V. Saveliev *The course of general physics*, Vol. 2. *Electricity*, (Moscow, Science, 1970), - 442 p. (in Rus).
- 5 D.V. Sivukhin *General course of physics*, Vol. 3. *Electricity* (4th ed.), (Moscow, Fizmatlit; MIPT Publishing House, 2004), 656 p. (in Rus).
- 6 Ya.P. Terletsky, Yu.P. Rybakov, *Electrodynamics*. (2nd ed.), (Moscow, Higher. School, 1990), 352 p. (in Rus).
- 7 E. Purcell *Berkleev's physics course*. Vol. 2. *Electricity and magnetism*, (Moscow, Science, 1971), 448 p. (in Rus).
- 8 Ya.B. Zeldovich, I.D. Novikov, *The theory of stars and the evolution of stars*, (Moscow, Science, 1971), 486 p. (in Rus).
- 9 S. Shapiro, S. Tiukolski *Black holes, white dwarfs and neutron stars*, *Trans. from English by ed. Ya. A. Smorodinsky*, Vols 1-2, (Moscow, Mir, 1985), - 656 s. (in Rus).
- 10 Grechko L.G., Sugakov V.I., Tomasevich O.F., Fedorchenko A.M. *Collection of problems in theoretical physics*, (Moscow, Higher School, 1984), 319 p. (in Rus).
- 11 Griffiths, David J. *Introduction to Electrodynamics*, (5th ed.), (Pearson, 2017. ISBN 978-1108420419), 599 p.
- 12 James S. Marsh, *American Journal of Physics*, 50 (1), 51-53 (1982).
- 13 L.D. Landau, E.M. Lifshits, *Theoretical Physics*, Vol. II. *Field theory*. (8th ed.), (Moscow, Higher School, 2012), 536 p. (in Rus).
- 14 A.N. Tikhonov, A.A. Samara *Equations of mathematical physics*, (Moscow, Higher School, 2004), 798 p.
- 15 M. Abramowitz, I.A. Stegun *Handbook of Mathematical Functions*, (Dover Publications, Inc. New York, NY, USA © 1974 ISBN 0486612724, 1974), 1047 p.
- 16 J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (3rd ed.), (New York: John Wiley & Sons. ISBN 978-0-471-30932-1. OCLC 925677836, 1999), 808 p.
- 17 W. Greiner, *Classical Electrodynamics* (Springer, New York, USA, 1998). - 566 p.
- 18 V.G. Boltyanskii, N.Ya. Vilenkin, *Symmetry in algebra*, (2nd ed.), (Moscow, MTSNMO, 2002), 240 p. (in Rus).
- 19 N.E. Kochin, *Vector calculus and the beginnings of tensor calculus* (9th ed.), (Moscow, Science, 1965), 427 p. (in Rus).
- 20 K. Boshkayev, M. Rotondo, R. Ruffini, *Int. Journal Mod. Phys. Con. Ser.*, 12, 58-67 (2012).
- 21 P. Haensel, A.Y. Potekhin, D.G. Yakovlev (Eds.). *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*, (*Astrophysics and Space Science Library*, 2007), 326 p.
- 22 R. Belvedere, K. Boshkayev, J.A. Rueda, R. Ruffini, *Nuclear Physics A*, 921, 33-59 (2014).
- 23 N. Stergioulas, *Living. Rev.*, 6, 174 (2003). <https://arxiv.org/pdf/1612.03050.pdf>
- 24 Software package "Wolfram Mathematica": <https://www.wolfram.com/mathematica/>
- 25 R.L. Zimmerman, F.I. Olness, *Mathematica for physics*, (Copyright © 2002 by Addison-Wesley Publishing Company, Inc.), 665 p.
- 26 Sadri Hassani, *Mathematical Methods Using Mathematica: For Students of Physics and Related Fields*, 2003, 253 p.

**Молдабекова М.С., Федоренко О.В.,
Мукамеденкызы В., Асембаева М.К.**

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, e-mail: mukameden@inbox.ru

ИНТЕГРИРОВАННОСТЬ ЗНАНИЙ ПО БАЗОВОЙ ДИСЦИПЛИНЕ «ФИЗИКА» И ПРОФИЛИРУЮЩИМ ДИСЦИПЛИНАМ КАК СРЕДСТВО РЕАЛИЗАЦИИ ПРАКТИКООРИЕНТИРОВАННОГО ОБУЧЕНИЯ СТУДЕНТОВ

Рассмотрена реализация практикоориентированного обучения при освоении профилирующих дисциплин. Отмечено, что среди студентов наблюдается недостаточное понимание возможностей использования знаний, полученных при изучении базовой дисциплины «Физика», при изучении профилирующих дисциплин, что приводит к трудностям при решении практических задач, связанных с будущей профессиональной деятельностью студентов. Показано, что интеграция знаний по базовой дисциплине «Физика» и профилирующим дисциплинам, например, по дисциплине «Теплофизические свойства веществ», является важным средством решения профессиональных задач, ориентированных на решение реальных проблем в рамках конкретной специальности. Анализ такой организации обучения выявил наличие мотивационного обеспечения учебного процесса, которое выражается в сознательном отношении к изучаемой дисциплине и активности студентов в процессе обсуждения проблемных вопросов. Установлено, что интеграция базовых физических знаний в решение практикоориентированных задач приводит к развитию практических навыков, необходимых для формирования профессиональных компетенций. Показана возможность применения методологии принятия решений при построении практикоориентированного обучения. Отмечено, что процесс принятия решения при реализации практикоориентированного обучения должен включать: выявление проблемной ситуации, мысленное выдвижение различных вариантов решения, оценку выдвинутых вариантов, выбор того варианта решения, который обеспечит достижение требуемого результата, а также установление обратной связи, где происходит оценка решения и сопоставление фактических результатов с ожидаемыми. Установлено, что использование этой методологии при реализации практикоориентированного обучения позволяет организовать новые формы самостоятельной работы обучающихся и активного овладения навыками практической деятельности и обобщения полученных результатов. Отмечено, что инициирование деятельности, приводящей к развитию способностей анализировать и обобщать, происходит при описании проблемы предложенного задания, т.е. когда определяются теоретические положения конкретного вопроса.

Ключевые слова: практикоориентированное обучение, интеграция знаний, методология принятия решений, профессиональная компетентность, профессиональные знания и навыки.

Moldabekova M.S., Fedorenko O.V.,
Mukamedenkzy V., Asembaeva M.K.

Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, e-mail: mairamold@mail.ru

Integration of knowledge on the basic discipline "Physics" and major disciplines as a means of implementation of the practice-oriented training of students

The implementation of practice-oriented learning in the mastering of majors is considered. It is noted that among students there is a lack of understanding of the possibilities of using knowledge obtained in learning of the basic discipline "Physics" in studying the majors, which leads to difficulties in solving practical problems associated with the future professional activity of students. It is shown that the integration of knowledge in the basic discipline "Physics" and profiling disciplines, for example, in the discipline "Thermal Physical Properties of Substances", is an important means of solving professional

problems oriented to resolve real problems within a particular specialty. The analysis of such organization of training has revealed the presence of a motivational support for the educational process, which is expressed in a conscious attitude to the discipline being studied and the activity of students in the discussing process of problematic issues. It has been established that the integration of basic physical knowledge into the solution of practice-oriented tasks leads to the development of practical skills, which are necessary for the formation of professional competencies. The possibility of using a decision-making methodology in the construction of practice-oriented learning is shown. It was noted that the decision-making process in the implementation of practice-oriented learning should include the following: the identification of the problem situation, the mental suggestion of various solutions, the evaluation of the options put forward and the choose of the solution that will achieve the desired result, as well as the establishment of a feedback where the decision is evaluated and comparison of actual results with expected one is carried out. It is established that the use of this methodology in the implementation of practice-oriented learning allows one to organize new forms of the independent work of students and active mastering the skills of practical activities and summarizing the results. It is noted that the initiation of activities leading to the development of the ability to analyze and summarize occurs when describing the problem of the proposed assignment, i.e. when the theoretical positions of a particular question are determined.

Key words: practice-oriented learning, integration of knowledge, decision-making methodology, professional competence, professional knowledge and skills.

Молдабекова М.С., Федоренко О.В.,
Мұқамеденқызы В., Әсембаева М.К.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., e-mail: mairamold@mail.ru

**«Физика» базалық пәні және бейіндеуші пәндер бойынша
білім интеграциясы студенттердің
практикалық-бағытталған оқытуын жүзеге асыру құралы ретінде**

Мақалада бейіндік пәндерді игеруде практикалық-бағытталған оқытуды жүзеге асыру қарастырылған. Студенттер арасында “Физика” базалық пәнін оқу кезінде, бейіндеуші пәндерді оқу кезінде алған білімдерді пайдалану мүмкіндіктерін түсінбеуі байқалады, бұл студенттердің болашақ кәсіби қызметімен байланысты практикалық міндеттерді шешу кезіндегі қиындықтарға алып келеді. “Физика” базалық пәні және бейіндеуші пәндер бойынша, мысалы, “заттардың жылуфизикалық қасиеттері” пәні бойынша білімнің интеграциясы нақты мамандық шеңберінде нақты мәселелерді шешуге бағытталған кәсіби міндеттерді шешудің маңызды құралы болып табылады. Оқытудың осындай ұйымдастырылуын талдау оқылатын пәнге саналы қарым-қатынаста және проблемалық мәселелерді талқылау барысында студенттердің белсенділігінде көрінетін оқу процесін уәждемелік қамтамасыз етудің болуын көрсетеді. Практикалық-бағытталған міндеттерді шешуде базалық физикалық білімді интеграциялау кәсіби құзыреттілікті қалыптастыру үшін қажетті практикалық дағдыларды дамытуға алып келеді. Сонымен қатар, практикалық-бағдарлы оқытуды құруда шешім қабылдаудың әдіснамасын қолдану мүмкіндігі көрсетілген. Практикалық-бағдарлы оқытуды іске асыру кезінде шешім қабылдау үдерісі мыналарды қамтуы тиіс: проблемалық жағдайды анықтау, шешімнің әр түрлі нұсқаларын оймен ұсыну, ұсынылған нұсқаларды бағалау, талап етілетін нәтижеге қол жеткізуді қамтамасыз ететін шешім нұсқасын тандау, сондай-ақ шешімді бағалау және нақты нәтижелерді күтілетін нәтижелермен салыстыратын кері байланысты белгілеу. Осы әдіснаманы практикаға бағытталған оқытуды жүзеге асыру кезінде қолдану білім алушылардың өзіндік жұмысының жаңа нысандарын ұйымдастыруға және практикалық іс-әрекет дағдыларын белсенді меңгеруге және алынған нәтижелерді қорытуға мүмкіндік беретіндігі анықталды. Талдау және жалпылау қабілеттерінің дамуына әкелетін қызметті бастау ұсынылған тапсырманың мәселелесін сипаттау кезінде, яғни нақты мәселенің теориялық ережелері анықталғанда жүргізіледі.

Түйін сөздер: практикалық-бағдарлы оқыту, білім интеграциясы, шешім қабылдау әдіснамасы, кәсіби құзыреттік, кәсіби білім мен дағдылар.

Введение

Национальная система высшего и послевузовского образования (среднее, высшее и послевузовское) непрерывно модернизируется. Ос-

новное направление модернизации высшего образования обусловлено подготовкой квалифицированных, конкурентоспособных кадров, отвечающих современным требованиям к качеству специалистов как со стороны работодателей и

социального запроса общества, так и развитием современных наукоемких технологий [1-3]. Поэтому обучение студентов в вузе должно принимать во внимание эти группы взаимосвязанных факторов, которые предполагают, с одной стороны, включенность фундаментальных физических знаний и методов в технические и технологические инновации и, с другой стороны, эффективное использование этих инноваций в научных исследованиях, способствующих получению новых, принципиально важных результатов [4-6]. Из всего вышесказанного следует, что в настоящее время чрезвычайно актуальной задачей является совершенствование непрерывной и преемственной системы подготовки специалистов к будущей профессиональной деятельности путем организации практикоориентированного обучения студентов с использованием информационных технологий, интеграции образования и науки [7-10]. Разумеется, все это предполагает существенную корректировку приоритетов и акцентов в системе профессиональных компетенций, в целях изменения их личностной и социальной значимости. Тем более проведенное нами исследование показало, что интенсивное взаимодействие и взаимопроникновение фундаментальных и прикладных физических знаний может играть роль ключевого компонента в общей системе требований к результатам обучения на основе Дублинских дескрипторов первого (бакалавриат) и второго уровня (магистратура), выраженные через компетенции [4-6]. В научно-методической литературе имеется немало работ, посвященных анализу развития интеграции образования и науки в процессе обучения [7-11]. Однако вопрос об их взаимоотношениях в практико-ориентированном обучении студентов изучен еще недостаточно.

В данной работе предпринята попытка выявить особенности интеграции знаний по базовой дисциплине «Физика» и профилирующим дисциплинам как средства реализации практико-ориентированного обучения студентов в процессе овладения некоторыми специфическими методами расчетного определения важных физико-химических величин и свойств веществ, необходимых в прикладных расчетах, научных исследованиях и при проектировании. Экспериментальное же определение таких свойств и величин сложно и требует значительных затрат времени и средств.

Реализация практикоориентированного обучения

Организационно-методическое обеспечение практикоориентированного обучения студентов требует решения целого комплекса задач [7-10]. В практикоориентированной системе подготовки студентов в вузах можно реализовать несколько подходов, которые различаются как степенью охвата элементов педагогического процесса, так и деятельностью его субъектов. Один из подходов связывается с организацией учебной, производственной и преддипломной практиками таким образом, чтобы наиболее типичным ожидаемым результатом по показателям готовности студентов к профессиональной деятельности явились знания, умения и практические навыки, необходимые для успешного трудоустройства и карьерного роста. Другой подход предполагает использования профессионально-ориентированных технологий обучения и методик моделирования фрагментов будущей профессиональной деятельности при изучении общеобразовательных, базовых и профилирующих дисциплин на основе учебной программы. Существует и третий подход, предполагающий приобретение опыта практической деятельности в процессе обучения с целью достижения профессионально и социально значимых компетентностей. Этот подход предусматривает создание среды, осуществляющей совместную деятельность преподавателя и студентов, с целью развития уверенности в себе, ответственности, самоанализа, рефлексии, необходимых в будущей профессиональной деятельности. Тогда в бакалавриате образовательная программа должна ориентироваться в пользу профессионально-прикладного направления, нацеленного на получение практического опыта деятельности как средства развития профессиональной компетентности.

Как известно, по естественнонаучному и техническому направлению профессиональная подготовка требует изучения физики. Однако, часто многие студенты недостаточно понимают возможности использования полученных знаний по базовой дисциплине «Физика» при изучении профилирующих дисциплин и оказываются в затруднении при решении практических задач, связанных с их будущей профессиональной деятельностью. Острота проблемы обучения определяется тем обстоятельством, что темпы раз-

вития современных технологий и техники очень высоки. Поэтому особенно важна разработка методов эффективного обучения будущих специалистов, формирования у человека определенных систем, важных для работы качеств, в частности формирования профессиональных знаний и навыков.

Вместе с тем мотивационная составляющая практикоориентированного обучения является важным в решении ежедневно возникающих учебных задач побуждения студента к эффективному труду, к действию. Мотивы деятельности – это конкретные внутренние побудители к действию, представляющие собой отражение в сознании людей их объективных потребностей и интересов [12-14]. Формирование мотивационной сферы у студента является важнейшей воспитательной задачей в процессе обучения, так как оно раскрывает перспективы его профессионального становления. Результатом такого подхода становится развитие убежденности у студентов в том, что интеграция физических знаний по базовой дисциплине и профилирующим дисциплинам является важным средством решения профессиональных задач, ориентированных к реальным проблемам конкретной специальности.

Важная роль в системе подготовки студентов к применению приобретаемых знаний в практических целях принадлежит дисциплинам, которые являются компонентом по выбору цикла профилирующих дисциплин в образовательной программе бакалавриата, например «Теплофизические свойства веществ». Одной из целей преподавания таких дисциплин является возможность профессионально-направленного изучения термодинамического подхода к расчету термодинамических свойств самых разнообразных объектов – от чистого однофазного вещества до химически реагирующих многокомпонентных и многофазных систем и ознакомление с техническими достижениями в теплоэнергетике и теплотехнике. Следует отметить, что решение любых практических технических задач связано с разработкой и специализацией физических дисциплин и возможно на основе интеграции и углубления содержания фундаментальных и прикладных знаний.

В процессе обучения этой дисциплине раздел базовой дисциплины «Молекулярная физика» выступает опорным для знаний по физике. Например, возьмем для анализа одну из тем, изучаемых в молекулярной физике – «Явления переноса», с которой студенты знакомы с пре-

дыдущего курса. При рассмотрении практикоориентированных задач по профилирующей дисциплине «Теплофизические свойства веществ» результаты расчетов коэффициентов переноса (вязкости, теплопроводности, диффузии), показывают, что их значения, вычисленные по элементарной кинетической теории газов, не совпадают с экспериментальными данными. Студентам предлагаются выяснить причины такого отклонения.

Анализируя соотношения, приведенные в молекулярной физике для описания температурной и барической зависимости коэффициентов переноса газов, студенты выясняют, что для реальных газов эти соотношения имеют только приближенный вид. Поэтому-то вопрос об овладении умением читать и анализировать формулы представляет особенный интерес для изучения взаимоотношений между параметрами, входящими в физические формулы. Обсуждая проблему отклонения экспериментальных данных в задаче от теоретически вычисленных, студенты выясняют, что в элементарной кинетической теории коэффициенты переноса выражаются через величину средней длины свободного пробега, которая при постоянной плотности не зависит от температуры, а при постоянном давлении она прямо пропорциональна температуре. Однако при более строгом приближении для реальных газов оказывается, что средняя длина свободного пробега не выступает столь непосредственно при описании процессов переноса. Также обращают внимание на то, что эта теория предполагает наличие определенных отношений молекулярных постоянных, которые не меняются при переходе от одного вещества к другому и не изменяются заметно с температурой. Следовательно, необходимо рассматривать обоснованность полученных результатов в применении к отдельным типам молекул в определенных условиях по температуре и давлению, а действительные температурные зависимости коэффициентов переноса должны включать влияние взаимодействий, которые имеют место между реальными молекулами. В таком случае проявляется интерферирующее влияние навыков анализа функциональных зависимостей параметров, развиваются и формируются не только специальные предметные компетенции, но и профессиональные. Поэтому при практическом применении формул теории для расчетов коэффициентов вязкости, теплопроводности и диффузии полезно рассмотреть допущения и предположения, используемые при более строгом

рассмотрении выражений для коэффициентов переноса.

В такой организации обучения происходит мотивационное обеспечение учебного процесса и связь обучения с практическим применением изучаемых тем дисциплины, проявляются сознательное отношение и активность студентов в процессе обсуждения проблемных вопросов. Несомненно, в рамках практикоориентированного обучения развивается внутренняя мотивация учения, так как появляется возможность свободного выбора способов решения обсуждаемой проблемы. Одним словом студенты чувствуют собственную компетентность и испытывают собственную независимость в принятии путей решения проблем и задач, а также способов достижения желаемого результата.

В основном в профилирующих дисциплинах методики расчета коэффициентов переноса реальных газов базируются на уравнениях строгой кинетической теории, теории Чепмена-Энскога [15, 16] и на законе соответственных состояний [15-17]. Преподаватель должен провести специальную работу по разъяснению подхода, основывающегося на строгой кинетической теории, а также рассмотреть предположения, используемые в теории, и границы её применимости. Чтобы не порождать при решении практических задач разнообразные ошибки, преподавателю необходимо провести точную дифференцировку между новыми и ранее приобретенными знаниями. Так как в теории Чепмена-Энскога коэффициенты переноса выражаются через потенциальную энергию взаимодействия между двумя молекулами в газе, при практическом использовании этой теории для расчетов нужно знать диаметр эффективного поперечного сечения соударения молекул σ и максимальную энергию притяжения между парой молекул ε , а также интеграл столкновений $\Omega^{(l,s)}$. Необходимо обратить внимание студентов на то, что интеграл столкновений $\Omega^{(l,s)}$ является сложной функцией безразмерной температуры $T^* = kT/\varepsilon$, функциональная зависимость которой меняется с выбором межмолекулярного потенциала взаимодействия.

Процесс решения предложенной задачи выступает как процесс многократного его переосмысления. В нашем эксперименте требовалось не просто рассмотреть свойства $\Omega^{(l,s)}$, но и определить ряд различных возможных значений интегралов столкновений для конкретных потенциалов межмолекулярного взаимодействия.

Таким образом, навык расчетов коэффициентов переноса был поставлен в новые условия, отличающиеся от предыдущих. Дальнейшее изучение теории показало, что потенциал (6, 12) Леннарда-Джонса для неполярных молекул и потенциал Штокмайера для полярных молекул достаточно широко используются для расчетов многих свойств газов и жидкостей при различных термодинамических параметрах. Таким образом, студенты понимают, что решение практических задач возможно при совместном применении уравнений кинетической теории газов и уравнений состояния, которые образуют основу для изучения динамики газа и жидкости. Изучение таких тем, интегрирующих базовые физические знания в решение практико-ориентированных задач, приводит к развитию практических навыков, необходимых для формирования профессиональных компетенций.

Первоначальными алгоритмами действий по расчету коэффициентов переноса студенты овладевают в рамках «Молекулярной физики». Сформированные на практических занятиях алгоритмы действий являются общими для любых физических дисциплин, тем самым эти знания могут быть использованы при изучении профилирующих дисциплин специальности, т.е. они обладают свойством трансформации или переноса знаний. На последующих курсах эти знания, умения и навыки упрочиваются, расширяются и приводят к их систематизации. Эти систематизированные знания как один из результатов процесса интеграции предметных компетенций, отличаются, как показано выше, новыми, эффективными формами упорядоченности и способны оказывать мощное стимулирующее воздействие на дальнейшее развитие личности студента. Вместе с тем интеграция знаний в практической деятельности организует то или иное содержание обучения, закрепляет определенный этап его развития, нормализует его. Практическая деятельность на практических занятиях убеждает студентов в существовании таких вопросов, удовлетворительное решение которых не может быть получено при использовании понятий и методов лишь одной какой-либо дисциплины. Познавательная ценность интеграции знаний в такой деятельности состоит в том, что она ориентирует на междисциплинарное исследование, на комплексное использование понятий и методов различных физических дисциплин в процессе решения сложной проблемы – профессиональной подготовки [9].

Методология принятия решений при построении практикоориентированного обучения

Любая человеческая деятельность включает принятие решения, поэтому на практических занятиях при выполнении конкретных заданий перед студентами возникают ситуации выбора методов расчетного определения важных физико-химических величин и свойств газов, жидкостей и твердых веществ, необходимые в прикладных расчетах, научных исследованиях и проектировании. Целью овладения расчетными методами является получение достоверных данных о физико-химических величинах и свойствах различных веществ при разных условиях. Необходимость ситуации выбора метода расчета соответствующей физико-химической величины, оценка точности расчетов также требует принятия решения. Таким образом, появляется ситуация, включающая неопределенность и следовательно, требующая принятия решения. Такую ситуацию принято называть проблемной [18-20].

Решения типичные для функций обучения – это планирование, организация деятельности обучающихся, мотивация и контроль. Важнейшим сущностным элементом указанных функций будут личные решения как преподавателя, так и обучающихся, так как принятие решения – это психологический процесс. Решение проблем представляет собой процесс, включающий ряд последовательных взаимосвязанных шагов, поэтому требуется не единичное решение, а совокупность выборов.

Процесс решения практических теплофизических задач связан со сложной структурой принятия решения, которая связана с мысленным манипулированием теоретическими представлениями по изучаемому вопросу и определением способа выполнения того или иного действия. Поскольку тогда выбор решения задачи будет обусловлен теоретическими знаниями по рассматриваемой теме, то решение будет основано на суждениях. Однако во многих случаях преподаватель в состоянии существенно повысить вероятность правильного выбора обучающимися, подходя к решению задачи рационально. Поэтому в ходе решения важно использовать релевантную информацию. Следовательно, процесс принятия решения на практических занятиях при выполнении задания студентами должен включать: выявление проблемной ситуации, мысленное выдвижение различных вариантов

решения, оценку выдвинутых вариантов, выбор того варианта решения, который обеспечит достижение требуемого результата. Еще одним этапом, входящим в процесс принятия решения является установление обратной связи. На этом этапе происходит оценка решения и сопоставление фактических результатов с теми, которые преподаватель и студенты надеялись получить.

Прежде всего, следует правильно описать проблему, например, выяснить какие вопросы и задачи необходимо решить, где эти вопросы и задачи возникают или имеют место, какие аспекты при этом играют существенную роль. Определяются теоретические положения конкретного вопроса, например, по теме: «Свойства газов и жидкостей в критическом состоянии». Рассматриваются два метода расчета критических параметров. Во-первых, методы, основанные на конститутивных свойствах молекул, которые основаны на суммировании аддитивных составляющих долей. Выясняется, что при отсутствии экспериментальных и справочных данных об интересующих нас в задании свойствах веществ можно использовать их зависимости от рода и числа атомов, групп атомов и способа связи в молекуле, т.е конститутивные свойства. Во-вторых, какие экспериментальные данные о рассматриваемых свойствах веществ, например, плотность, температура кипения, давление насыщенного пара и т.д., известны. О том, что значения критических параметров зависят от свойств молекул, из которых состоит вещество студентам известно (молекулярная физика, бакалавриат). Однако на величины p_{cr} , V_{cr} , T_{cr} критических параметров влияют масса молекулы, её объем, форма, межмолекулярные силы, а также дипольный момент, молярная рефракция, парахор и поляризуемость молекул. Это влияние очень сложное и в рамках молекулярной физики в бакалавриате они не рассматриваются. Эти вопросы изучаются в профилирующих дисциплинах.

Поэтому для удовлетворительного описания свойств реальных веществ (плотных газов и жидкостей) при выполнении задания по выбранной теме в профилирующей дисциплине необходимо выяснить, где эти вопросы и задачи возникают или имеют место, какие аспекты при этом играют существенную роль и какие теоретические вопросы, понятия и законы известны из базовой дисциплины «Физика». Инициирование деятельности, приводящее к развитию способностей анализировать и обобщать, происходит при описании проблемы предложенного задания, когда определяются теоретические

положения конкретного вопроса, например, определение критической точки (молекулярная физика, бакалавриат) и закона соответственных состояний (профилирующие дисциплины, магистратура) во взаимосвязи.

О том, что этот закон первоначально был сформулирован Ван-дер-Ваальсом и основан на выражении переменных в их отношении к значениям в критической точке известно студентам из молекулярной физики. Поэтому обсуждение использования закона соответственных состояний, который является единственной наиболее важной основой для разработки корреляций и расчетов физико-химических свойств чистых веществ и их смесей при любых температурах и давлениях на практических занятиях при решении практикоориентированных задач, оказывается очень важным. На интегрированность знаний по молекулярной физике и профилирующим дисциплинам внимание студентов обращается, в частности, когда рассматриваются такие макросвойства, как коэффициенты переноса, которые являются функциями шести величин: v , T , m , k , σ , ε . Анализируя свойства коэффициентов переноса студенты приходят к выводу, что безразмерные комбинации D^* , η^* , λ^* являются функциями только v^* , T^* , т.е. $D^* = D^*(v^*, T^*)$, $\eta^* = \eta^*(v^*, T^*)$, $\lambda^* = \lambda^*(v^*, T^*)$.

Таким образом, возникает целостное представление о том, что функциональный вид приведенных коэффициентов переноса зависит только от вида предполагаемой функции межмолекулярной потенциальной энергии.

Следовательно, при принятии решения в практикоориентированном обучении студент овладевает умственными действиями, посредством которых осуществляются вычислительные и логические операции. Формирование наиболее эффективных приемов принятия решения на основе интегрированности знаний по базовой дисциплине «Физика» и профилирующим дис-

циплинам в процессе обучения студентов составляет важнейшую задачу будущей профессиональной подготовки.

Заключение

В данной работе мы попытались применить методологию принятия решения для практико-ориентированного обучения студентов. Эта методология, как один из общих инструментов улучшения качества, может быть использована как при коллективной работе, так и в процессе индивидуальной работы каждого обучающегося. В этом случае практикоориентированная система обучения физике на основе интеграции знаний, умений и навыков может быть переведена на уровень инновационной технологии, которая позволяет преобразовать характер обучения в отношении целевой ориентации, способов взаимодействия преподавателя и студента, возможности дифференциации, организации новых форм самостоятельной работы и активного овладения навыками практической деятельности и обобщения полученных результатов. В наших примерах она применена для закрепления теоретических знаний, полученных в процессе обучения, приобретения практических навыков, компетенций и опыта профессиональной деятельности по обучаемой специальности, а также освоения передового опыта. Соответствующий выбор каких-либо методов, инструментов и методологий контроля анализа, управления, обеспечения и улучшения качества обучения (подготовки выпускников) может быть реализован многими способами и приемами. Причем, наверное, не имеется однозначных ответов, так как варианты выбора подходящих методов будут зависеть как от рассматриваемой проблемы, но и от индивидуальных особенностей и предпочтений преподавателей и обучающихся.

Литература

- 1 О внесении изменений и дополнений в постановление Правительства Республики Казахстан от 23 августа 2012 года № 1080 «Об утверждении государственных общеобязательных стандартов образования соответствующих уровней образования». Пост. Правительства РК от 13 мая 2016 года № 292.
- 2 Стратегия «Казахстан-2050». Новый политический курс состоявшегося государства. www.strategy2050.kz.
- 3 Государственная Программа индустриально-инновационного развития Республики Казахстан на 2015 – 2019 годы. Утв. Астана, Акорда, 1 августа 2014 года № 874.
- 4 Молдабекова М.С., Асембаева М.К., Федоренко О.В., Мукамеденкызы В. Особенности профессиональной подготовки магистрантов к инновационной инженерной деятельности // Мат. 48-ой научно-методической конференции «Роль высших учебных заведений в модернизации общественного сознания: переход к модели «Университет 4.0». –Том 3. – Алматы, 2018. – С.255-258.

- 5 Oser F.K., Achtenhagen F., Renold U. Competence Oriented Teacher Training. Old Research Demands and New Pathways. – Sence Publishers, 2006. – 30 p.
- 6 Молдабекова М.С., Болегенова С.А., Асембаева М.К., Федоренко О.В. Совершенствование системы профессиональной подготовки специалистов в магистратуре // Қазақстан жоғары мектебі, Халықаралық ғылыми-педагогикалық басылым. – Астана: Қазақстан жоғары мектебі. – 2016.- № 4(1), Б.53-55. (in Kaz)
- 7 Ahtarieva, R., Mokshina, N., Rakhmanova, A. Profession-Oriented Pedagogic Training for Future Teachers under Conditions of Network Interaction with School // Mediterranean Journal of Social Sciences. – 2015. – Vol.6 (3S3). – P. 231-240.
- 8 Ваниева В.Ю. Теоретические и прикладные аспекты реализации практикоориентированной системы подготовки педагогических кадров // АНИ: педагогика и психология. – 2016.- Т.5, №1(14). – С.24-26.
- 9 Savitskaya, A.V. The Practice-Oriented Approach in Training // A Review of Foreign Literature and Problems of Implementation in University. European Social Science Journal. – 2013. Vol. 4 (23). – P. 66-74.
- 10 Бондаренко Т.Н., Латкин А.П. Роль практикоориентированного подхода в учебном процессе вуза при формировании и развитии отраслевых и региональных рынков услуг РФ // Современные проблемы науки и образования. – 2012. – № 6. URL: <http://www.science-education.ru/106-7784> (дата обращения: 09.07.2019).
- 11 Shukshina T.I., Buyanova I.B., Neyasova I.A. Substantive-Processual Aspects of Professionally-Oriented Training Organization of Students of Pedagogical University // Astra Salvensis. – 2018. Vol. 6. – P. 665-673.
- 12 Maslow A. A Theory of Human Motivation // Psychological Review. – 1943. Vol. 50. – P. 370-396.
- 13 McClelland C. David. The two Faces of Power // Journal of International Affairs. – 1970. Vol. 24. – P. 30-41.
- 14 Herzberg F. One More Time: How Do You Motivate Employees? // Harvard Business Review, January-February. – 1968. – P. 42-46.
- 15 Bird, R.B., Stewart, W.E. and Lightfoot, E.N. Transport Phenomena (Revised Second ed.). John Wiley & Sons, New York. – 2002. – 914 p.
- 16 Асембаева М.К., Молдабекова М.С. Диффузиялық араласудағы механикалық тепе-теңдіктің орнысыздығын балласты газдар әдісімен зерттеу; монография.- Алматы: Қазақ университеті, 2018. – 198 б.
- 17 Молдабекова М.С., Асембаева М.К., Мукамеденқызы В., Федоренко О.В. Заттардың жылуфизикалық қасиеттерінің теориялық негіздері. – Алматы: Қазақ университеті, 2019. – 188 б.
- 18 Ломов Б.Ф. Вопросы общей, педагогической и инженерной психологии. – М.: Педагогика, 1991. – 297 с.
- 19 Paul Goodwin and George Wright, Decision Analysis for Management Judgment, 3rd edition. Chichester: Wiley, 2009. – 445 p.
- 20 Robert Clemen. Making Hard Decisions: An Introduction to Decision Analysis, 3rd edition. Belmont CA: Duxbury Press, 2013. – 848 p.

References

- 1 О внесении изменений и дополнений в постановление Правитель’ства Республики Казахстан от 23 августа 2012 года № 1080 “Об утверждении государственной общешкольной программы формирования соответствующего уровня образования”. Post.Pравитель’ства RK от 13 мая 2016 года № 292. (in Russ)
- 2 Strategyya «Kazakhstan-2050». Novyy politicheskyy kurs sostoyavshegosya gosudarstva. www.strategy2050.kz. (in Russ).
- 3 Gosudarstvennaya Programma industrial’no-innovatsionnogo razvitiya Respubliki Kazakhstan na 2015 – 2019 gody. Utv. Astana, Akorda, 1 avgusta 2014 goda № 874. (in Russ)
- 4 M.S. Moldabekova, M.K. Asembayeva, O.V. Fedorenko, V. Mukamedenkyzy, MNMC 48, 255-258 (2018). (in Russ)
- 5 Oser F.K., Achtenhagen F., Renold U. Competence Oriented Teacher Training. Old Research Demands and New Pathways. – Sence Publishers, 2006, 30 p.
- 6 M.S. Moldabekova, S.A. Bolegenova, M.K. Asembayeva, O.V. Fedorenko. Kazakhstan jogary mektebi. Halykaralyk gylymi-pedagogikalyk basylym, 4(1), 53-55 (2016). (in Kaz)
- 7 Ahtarieva, R., Mokshina, N. and Rakhmanova, A. Mediterranean J. Social Sciences, 6 (3S3), 231-240 (2015).
- 8 V.Yu. Vaniyeva. ANI: pedagogika i psikhologiya, 5(1), 24-26 (2016). (in Russ)
- 9 Savitskaya, A.V. European Social Science Journal, 4(23), 66-74 (2013).
- 10 T.N. Bondarenko, A.P. Latkin. Sovremennyye problemy nauki i obrazovaniya, 6, (2012). URL: <http://www.science-education.ru/106-7784> (data of visit: 09.07.2019) (in Russ).
- 11 Shukshina T.I., Buyanova I.B., Neyasova I.A. Astra Salvensis, 6, 665-673 (2018).
- 12 Maslow A. A. Psychological Review, 50, 370-396 (1943).
- 13 McClelland C. David. J.International Affairs, 24, 30-41 (1970).
- 14 Herzberg F. Harvard Business Review. January-February, 42-46(1968).
- 15 Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N. John Wiley & Sons, 2007, 914 p.
- 16 M.K. Asembayeva, M.S. Moldabekova. Monografiya. Kazakh universiteti, 2018, 198 b. (in Kaz)
- 17 M.S. Moldabekova, M.K. Asembayeva, V. Mukamedenkyzy, O.V. Fedorenko. Kazakh universiteti, 2019, 188 b. (in Kaz)
- 18 B.F. Lomov. M.: Pedagogica, 1991, 297 s. (in Russ)
- 19 Paul Goodwin and George Wright. Chichester: Wiley, 2009, 445 s.
- 20 Robert Clemen. Belmont CA: Duxbury Press, 2013, 848 s.

МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика	Section 1 Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics	Раздел 1 Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика
<i>Джунушалиев В.Д., Фоломеев В., Нуртаева Г.К., Серикболова А.А., Ким С.В.</i>		
D-браны с коразмерностью 1 в модифицированных гравитациях 4		
<i>Shaulov S.B., Sadiyev N.O., Kalikulov O.A., Zhukov V.V., Ryabov V.A., Shepetov A.L., Vil'danova V.I., Muhkamejanov E.S., Yerezhep N.O., Shinbulatov S.K., Zhumabayev A.I., Utey Sh.B.</i>		
Autonomous station for recording radiation in a thunderstorm atmosphere at the Tien Shan high mountain cosmic-ray station 13		
<i>Дьячков В.В., Бияшева З.М., Исмагулова Д.А., Нукетай А.Б., Зарипова Ю.А., Шакиров А.Л., Юшков А.В.</i>		
Измерения эманации изотопов радона в жилых и административных помещениях 22		
2-бөлім Плазма физикасы	Section 2 Plasma Physics	Раздел 2 Физика плазмы
<i>Ашикбаева А.Б., Аскарулы А., Сызганбаева С.А., Мажит З.</i>		
Исследование коэффициента отражения плотной двухкомпонентной плазмы 30		
<i>Машеева Р.У., Джумагулова К.Н., Шаленов Е.О.</i>		
Автоматизированный комплекс для исследования свойств пылевой плазмы во внешнем магнитном поле 37		
3-бөлім Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары. Наноғылым	Section 3 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience	Раздел 3 Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения. Нанонаука
<i>Gabdullin M.T., Schur D.V., Ismailov D.V., Kerimbekov D.S., Ayaganov Zh.E., Batryshev D.G., Ciuparu D.</i>		
Statistical theory of fullerite solubility 48		
<i>Чучвага Н.А., Аймаганбетов К.П., Токмолдин Н.С., Токмолдин С.Ж.</i>		
Моделирование и расчёт тепло- и фотофизических характеристик высокоэффективных кремниевых солнечных элементов 55		
4-бөлім Жылу физикасы және теориялық жылу техникасы	Section 4 Thermal Physics and Theoretical Thermal Engineering	Раздел 3 Теплофизика и теоретическая теплотехника
<i>Березовская И.Э., Витюк Г.А., Толубеков К.О.</i>		
Моделирование теплофизических процессов в ядерном реакторе на быстрых нейтронах 64		
5-бөлім Жоғары оқу орнында физиканы оқыту әдістемесі	Section 5 Methods of teaching high school physics	Раздел 5 Методика преподавания физики в высшей школе
<i>Жусупов М.А., Жусупов А.М., Жаксыбекова К.А., Кабатаева Р.С.</i>		
«Парадокс близнецов» в физике частиц 74		
<i>Бейсенов Б.У., Бошкаев К.А., Бришева Ж.Н., Жами Б.А., Калымова Ж.А., Куаньшибайұлы Е., Уразалина А.А.</i>		
Методы расчета магнитного поля вращающегося распределения заряда со сферической симметрией 82		
<i>Молдабекова М.С., Федоренко О.В., Мукамеденкызы В., Асембаева М.К.</i>		
Интегрированность знаний по базовой дисциплине «Физика» и профилирующим дисциплинам как средство реализации практикоориентированного обучения студентов 92		