

КОНДЕНСАЦИЯ ЛАНҒАН КҮЙДІҢ ФИЗИКАСЫ ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 524.882

А.Б.Алтайбаева

*Евразийский национальный университет им. Л.Н.Гумилева, Астана
(E-mail: aziza.bibol@mail.ru)*

Геометротермодинамика черных дыр Рейсснера-Нордстрема

В статье рассматривается частный случай по изучению термодинамики и геометротермодинамики черной дыры Рейсснера-Нордстрема в четырех пространственно-временных измерениях. Для четырехмерной статической черной дыры Рейсснера-Нордстрема определены точки сингулярности, при которых происходят фазовые переходы второго рода. Показано, что равновесное многообразие черной дыры Рейсснера-Нордстрема является искривленным. Кривизна появляется в тех местах, где происходят фазовые переходы второго рода. Найдены зависимости термодинамических параметров четырехмерных черных дыр Рейсснера-Нордстрема.

Ключевые слова: черные дыры, Риманова геометрия, фазовый переход, скаляр кривизны, термодинамические параметры, геометротермодинамика, черная дыра Рейсснера-Нордстрема.

В последнее время дифференциальная геометрия стала важным элементом теоретической физики. Один из самых интересных примеров применения римановой геометрии в общей теории относительности является теория гравитационного поля. Действительно, сегодня принимаем гравитацию как проявление кривизны пространства-времени Римана, так как измерение кривизны эквивалентно измерению гравитационного взаимодействия. Это является следствием удивительного принципа «поле=кривизна», предложенного первоначально Эйнштейном [1].

Поскольку напряженность, существующая в поле, может рассматриваться как мера гравитационного взаимодействия, то идеи об общей теории относительности могут быть сведены к принципу «взаимодействие=кривизна». Такой же принцип действует и в случае калибровочных теорий.

Важным разделом теоретической физики является термодинамика. Можно ли представить ее в контексте дифференциальной геометрии. Первые попытки в этом направлении были сделаны в первых работах Гиббса [2] и Каратеодори [3], которые были введены в термодинамику на языке дифференциальных форм. Риманова геометрия была впервые представлена в статистической физике и термодинамике Рау [4] в 1945 г. с помощью метрических компонент, которые в локальных координатах совпадают с информационной матрицей Фишера. Метрика Гессена была использована для интенсивного изучения геометрии термодинамики обычных систем и черных дыр, но был найден ряд несоответствий и противоречий между ними [5–13]. Эти загадочные результаты являются следствием того, что метрика Гессена является неинвариантной относительно преобразований Лежандра [14], в то время как классическая термодинамика сохраняет инвариантность Лежандра, т.е. не зависит от выбора термодинамического потенциала.

В последние годы решение для черной дыры более чем в четырех пространственно-временных измерениях является предметом интенсивных исследований. Расширение общей теории относительности к высшим размерностям риманового пространства-времени представляет больше информации о фундаментальных свойствах черных дыр. С размерностью больше чем четыре теоремы единственности не поддерживаются в связи с тем, что есть много возможностей, чтобы использовать больше степеней свободы. В связи с этим в данной работе рассматривается частный случай черной дыры Рейсснера-Нордстрема с размерностью $d = 4$ [1].

Различные виды черных объектов были определены в высших измерениях пространства-времени [15]. Многомерные черные объекты относятся к топологии горизонта. И следовательно, в четырехмерной конфигурации топология горизонта Килинга тривиально фиксируется как S^2 . Но в пяти измерениях можем иметь различную топологию, как и для черных объектов с особенностью кольца. Топология струны для черных дыр в супергравитации расширения многомерной общей теории относительности $S^2 \times \mathbb{R}$. Кроме того, структура фазового перехода черных дыр выглядит совершенно поразному. Размерность теории предсказывает, как и когда происходят или не происходят некоторые фазовые переходы. Эти различные характерные черты черных объектов в многомерных теориях гравитации (в том числе вакуумных ОТ, Эйнштейна-Янга-Миллса и других) побуждают нас к исследованию формализма ОТО в этой новой области [1].

Черная дыра Рейсснера-Нордстрема размерности $d = 4$

Решение для заряженной черной дыры Рейсснера-Нордстрема (RN), где отсутствует угловой момент, может распространяться для любой размерности. Соответствующая метрика в d пространственно-временных измерениях выражается как [1]

$$ds^2 = -V dt^2 + V^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega_{(d-2)}^2, \quad (1)$$

где $d\Omega_{(d-2)}^2$ — грань элемента на $(d-2)$ -мерной единичной сфере; $\Omega_{(d-2)} = 2\pi^{\frac{d-1}{2}} / \Gamma(\frac{d-1}{2})$ и V определяется как

$$V = 1 - \frac{16\pi GM}{(d-2)\Omega_{(d-2)}} \frac{1}{r^{d-3}} + \frac{8\pi G}{(d-2)(d-3)} \frac{Q^2}{r^{2(d-3)}}. \quad (2)$$

Решая уравнение (2) для $V = 0$, можно найти горизонт событий любой размерности и, таким образом, получить области энтропии.

Рассмотрим частный случай при $d = 4$ и далее будем применять эту размерность для нахождения необходимых уравнений термодинамики и геометротермодинамики [1]. Тогда уравнение (2) примет следующий вид:

$$V = 1 - 4\pi G \frac{M}{r} + 4\pi G \frac{Q^2}{r^2}, \quad (3)$$

так как $\Omega_2 = 2\pi^{\frac{1}{2}} / \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = 2\pi^{\frac{1}{2}} / \sqrt{\pi} = 2$.

На рисунке 1 приведена зависимость объема V четырехмерной черной дыры RN от его радиуса r при различных значениях массы и теплоты: 1-я кривая (верхняя) соответствует $M = 1$, $Q = 0,5$; 2-я кривая (средняя) — $M = 2$, $Q = 1,5$; 3-я кривая (нижняя) — $M = 3$, $Q = 2,5$.

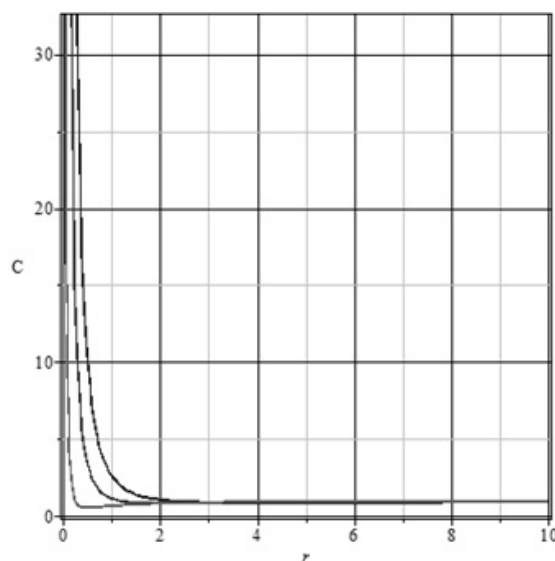


Рисунок 1. Зависимость объема V четырехмерной черной дыры RN от его радиуса r

А. Термодинамика

Основное уравнение энтропии имеет вид [1]

$$S(M, Q) = \left(M + M \sqrt{1 - \frac{Q^2}{M^2}} \right)^2. \quad (4)$$

На рисунке 2 приведена зависимость энтропии S четырехмерной черной дыры RN от массы M при различных значениях теплоты.

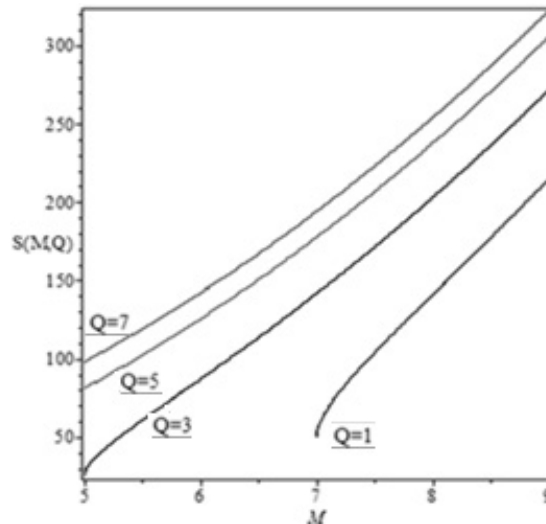


Рисунок 2. Зависимость энтропии S четырехмерной черной дыры RN от массы M

Используя уравнение (3), получим функцию массы [1]:

$$M(S, Q) = \frac{S^{\frac{1}{2}}}{2} + \frac{1}{2} \frac{Q^2}{S^{\frac{1}{2}}}, \quad (5)$$

что удовлетворяет первому закону термодинамики $dM = TdS + \phi dQ$, где ϕ обычно интерпретируется как электрический потенциал. Тогда температура и электрический потенциал равны

$$T(S, Q) = \frac{1}{4} \frac{S - \frac{Q^2}{S}}{S^{\frac{3}{2}}}, \quad \phi(S, Q) = \frac{Q}{S^2}. \quad (6)$$

В экстремальных пределах

$$\left. \frac{Q^2}{M^2} \right|_{\text{экстремал}} = 1, \quad \text{т.е.} \quad \left. \frac{Q^2}{S} \right|_{\text{экстремал}} = 1. \quad (7)$$

В этом случае температура черной дыры исчезает, а электрический потенциал остается постоянной величиной. Кстати, в экстремальном случае получается $M^2 = \phi^2 Q^2$. Теперь вычислим функцию, соответствующую потенциалу ϕ черной дыры RN , чтобы увидеть точки, где, скорее всего, происходят фазовые переходы. Теплоемкость при постоянной теплоте записывается как

$$C_Q = \frac{M_S}{M_{SS}} = - \frac{2S(Q^2 - S)}{3Q^2 - S}, \quad (8)$$

где $M_S = \partial M / \partial S$ и т.д. На рисунке 3 задается зависимость теплоемкости от энтропии и теплоты. Имеются еще две функции отклика, которые могут быть определены в этом ансамбле:

– изэнтропическая сжимаемость

$$\kappa_S = \frac{M_{QQ}^{-1}}{Q} = \frac{S^{\frac{1}{2}}}{Q}; \quad (9)$$

– изэнтропическое расширение

$$\alpha_s = \frac{M_{SQ}^{-1}}{Q} = -2 \frac{S^{\frac{3}{2}}}{Q^2}. \quad (10)$$

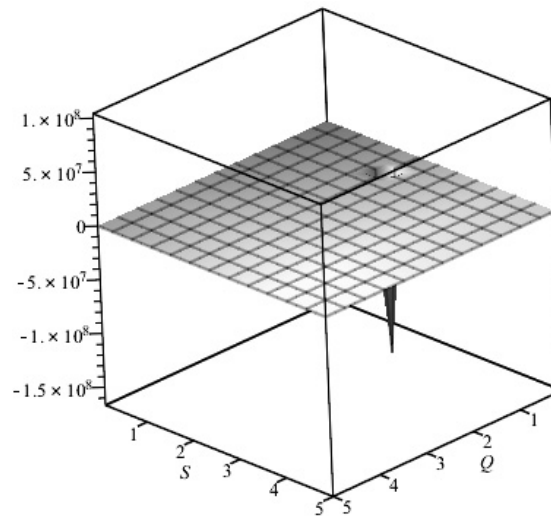


Рисунок 3. Зависимость теплоемкости C четырехмерной черной дыры RN от энтропии S и теплоты Q .
Здесь также видна критическая точка, соответствующая уравнению (7)

Кроме того, отметим, что возможно расхождение теплоёмкости, которое имеет место, когда знаменатель уравнения (7) равен нулю, т.е. когда

$$\left. \frac{Q^2}{S} \right|_{\text{фазовый переход}} = \frac{1}{3}. \quad (11)$$

Можно доказать, что это значение находится в области черной дыры, т.е. что условие

$$\frac{Q^2}{M^2} \leq 1 \quad (12)$$

выполнено. С помощью уравнения (3) можем переписать уравнение (10), тогда

$$\frac{Q^2}{M^2} = \frac{3}{4}, \quad (13)$$

которое легко доказать для внутренней области черной дыры при значении $d = 4$.

Интересно отметить, что структуры фазового перехода черной дыры могут зависеть от выбранного ансамбля. Например, если мы используем ансамбль, соответствующий «энтальпии»,

$$H = M - \phi Q;$$

$$H(S, \phi) = -S^{\frac{1}{2}} \frac{\phi^2 - 1}{2}, \quad (14)$$

из которых можем вычислить

$$C_\phi = \frac{H_S}{H_{SS}} = -2S. \quad (15)$$

Заметим, что теплоемкость при постоянном ϕ имеет особенности, поэтому мы не ожидаем в этом ансамбле фазовые переходы из термодинамического анализа.

В. Геометротермодинамика

Учитывая фундаментальные уравнения (4), (5) и общую метрику, мы можем вычислить в частности метрику и скаляр кривизны для черной дыры RN как в представлении энтропии, так и в энергетическом представлении [1]. Метрики $\Phi = S$ и $E^a = \{M, Q\}$ запишутся в виде

$$g_s'' = \frac{\left[M + \frac{M}{2}E(M, Q)\right]^4}{D(M, Q)} \cdot \left\{ \begin{array}{l} -16[(4Q^2 - 4M^2)E(M, Q) + 12Q^2 - 8M^2]dM^2 - \\ -16[(2Q^2 - 2M^2)E(M, Q) - 4M^2]dQ^2 \end{array} \right\}, \quad (16)$$

где

$$D(M, Q) = M^2(2Q^2 - 2M^2)E(M, Q)(2 + E(M, Q))^2 \quad (17)$$

и

$$E(M, Q) = 2\sqrt{1 - \frac{Q^2}{M^2}}. \quad (18)$$

Скаляр кривизны

$$R_s'' = \frac{N_1(M, Q)}{A_1(M, Q)^2 B_1(M, Q)^2}, \quad (19)$$

где

$$A_1(M, Q) = (4Q^2 - 4M^2)E(M, Q) + 12Q^2 - 8M^2 \quad (20)$$

и

$$B_1(M, Q) = [2Q^2 - 2M^2]E(M, Q) - 4M^2. \quad (21)$$

Используя программное обеспечение для алгебраических преобразований, мы находим, что единственный реальный положительный корень знаменателя скаляра кривизны (18) дается решением

$$M|_{\text{сингуляр}} = \frac{2Q}{\sqrt{3}}. \quad (22)$$

Кроме того, может быть доказано, что $N_1(M, Q)$ никогда не равно нулю. Из формул (11) и (22) можно сделать вывод, что на самом деле скаляр кривизны расположен именно в тех точках, где происходят фазовые переходы [1]. Графическое изображение скаляра кривизны представлено на рисунке 4, где подробно показываются точки сингулярности.

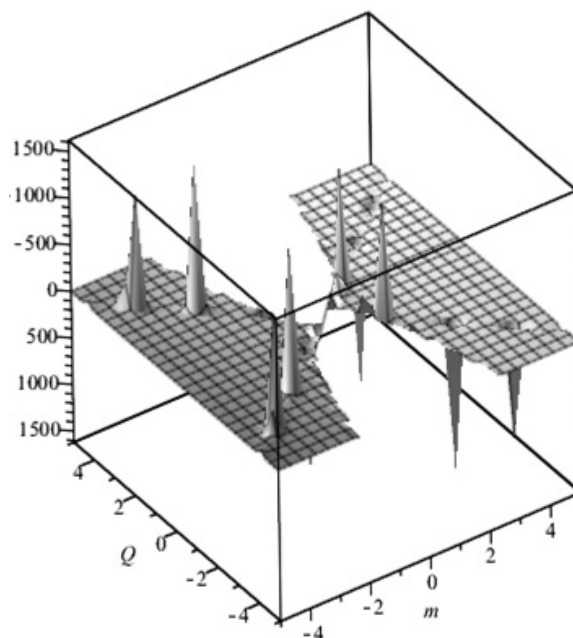


Рисунок 4. Зависимость скаляра кривизны в представлении энтропии в зависимости от массы и теплоты

Чтобы показать, что приведенные выше результаты инвариантны, используем в качестве термодинамического потенциала $\Phi = M$ и $E^a = \{S, Q\}$, удовлетворяющие основным уравнениям (14). Тогда из общей термодинамической метрики получаем

$$g_M'' = A_2(S, Q) \left(-\frac{B_2(S, Q)}{128S^3} dS^2 + \frac{1}{8S} dQ^2 \right), \quad (23)$$

из которой вычисляем скаляр кривизны

$$R_M'' = \frac{N_2(S, Q)}{A_2(S, Q)^4 B_2(S, Q)^3}, \quad (24)$$

где

$$A_2(S, Q) = 2S + 6Q^2 \quad (25)$$

и

$$B_2(S, Q) = 6Q^2 - 2S^2. \quad (26)$$

Снова, используя программное обеспечение для алгебраических преобразований, можно увидеть, что единственные точки расхождения задаются

$$\left. \frac{Q^2}{S^2} \right|_{\text{сингуляр}} = \frac{1}{3}, \quad (27)$$

что совпадает с условием фазовых переходов в уравнении (11). Еще раз видим конкретную связь между кривизной метрики (9) и термодинамическим взаимодействием. Графическое изображение скаляра кривизны представлено на рисунке 5, где подробно показываются точки сингулярности.

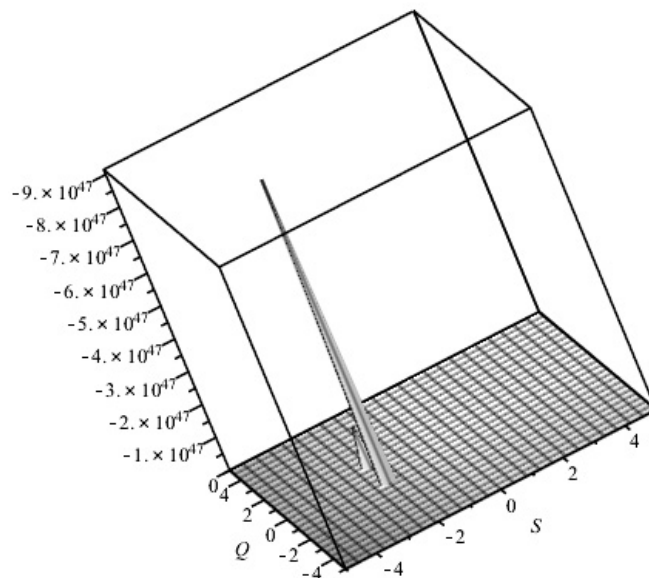


Рисунок 5. Зависимость скаляра кривизны в представлении энтропии в зависимости от энтропии и теплоты

Чтобы рассмотреть поведение анализа ГТД в отношении различных ансамблей, мы обратимся к метрике и запишем его с помощью фундаментального уравнения (14), так что $\Phi = H$ и $E^a = \{S, \phi\}$. В результате имеем

$$g_H'' = \frac{5\phi^2 - 1}{16} \left(\frac{\phi^2 - 1}{2S} dS^2 + 4S d\phi^2 \right). \quad (28)$$

Следовательно, скаляр кривизны примет вид

$$R_H'' = \frac{N_3(S, \phi)}{A_3(S, \phi)^3 B_3(S, \phi)^2}, \quad (29)$$

где

$$A_3(S, \phi) = 10\phi^2 - 2, \quad (30)$$

т.е. конформный фактор в метрике (28) и

$$B_3(S, \phi) = \phi^2 - 1. \quad (31)$$

Таким образом, первый фактор в знаменателе, будучи конформным фактором в метрике (24), равен $SH_S + \Phi H_\Phi$, который, в свою очередь, согласно тождеству Эйлера, пропорционален H . Первое слагаемое в знаменателе скаляра кривизны равно нулю только тогда, когда термодинамический потенциал равен нулю, $H = 0$. Учитывая уравнение состояния $\Phi = \partial M / \partial Q$, второй фактор оказывается равным нулю для $S^2 = Q^4$, который в точности соответствует экстремальному пределу черной дыры (6) с нулевой температурой. Это связано с тем, что в этом случае метрика g_H'' вырождается в экстремальных пределах. Таким образом, единственные особенности возникают из-за границы применимости термодинамического подхода к черной дыре, где мы также ожидаем, что подход ОТО отрицается [1]. Графическое изображение скаляра кривизны представлено на рисунке 6, где подробно показываются точки сингулярности.

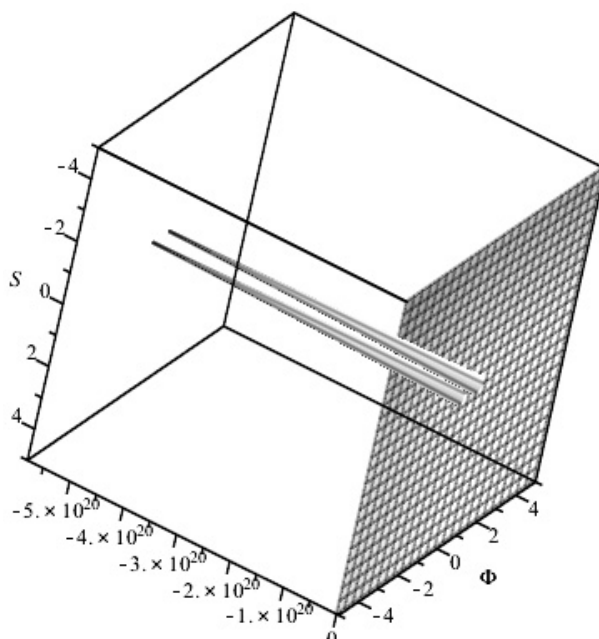


Рисунок 6. Зависимость скаляра кривизны в представлении энтропии в зависимости от энтропии и термодинамического потенциала

Мы пришли к выводу, что скаляр кривизны в этом ансамбле не имеет настоящих особенностей и сигнализирует об отсутствии фазовых переходов, в соответствии с результатами, полученными при изучении соответствующей теплоемкости (14).

Список литературы

- 1 Bravetti A., Momeni D., Myrzakulov R., Quevedo H. Geometrothermodynamics of higher dimensional black holes // General Relativity and Gravitation. — 2013. — Vol. 45, № 8. — P. 1603–1617.
- 2 Gibbs J.W. The collected works. — Vol. 1. Thermodynamics. — Yale University Press, 1948. — 474 p.
- 3 Caratheodory C. Untersuchungen über die Grundlagen der Thermodynamik // Math. Ann. — 1909. — Vol. 67. — P. 355–386.
- 4 Rao C.R. Information and accuracy attainable in the estimation of statistical parameters // Bull. Calcutta Mathematical Society. — 1945. — Vol. 37. — P. 81.
- 5 Amari S. Differential-Geometrical Methods in Statistics. — Berlin: Springer-Verlag, 1985. — Vol. 28.
- 6 Aman J.E., Bengtsson I., Pidokrajt N. Geometro-thermodynamics of tidal charged black holes // General Relativity and Gravitation. — 2003. — Vol. 35. — P. 1733.
- 7 Aman J.E., Pidokrajt N. Geometry of higher-dimensional black hole // Physical Review D. — 2006. — Vol. 73. — P. 024017.
- 8 Aman J.E., Pidokrajt N. Flat Information Geometries in Black Hole Thermodynamics // General Relativity and Gravitation. — 2006. — Vol. 38. — P. 1305–1315.

- 10 Shen J., Cai R.G., Wang B., Su R.K. Thermodynamics geometry and critical behavior of black holes // International Journal of Modern Physics A. — 2007. — Vol. 29, № 01.
- 11 Cai R.G., Cho J.H. Thermodynamic curvature of the BTZ black hole Phys // Physical Review D. — 1999. — Vol. 60.
- 12 Sarkar T., Sengupta G., Tiwari B.N. On the thermodynamic geometry of BTZ black holes // J. High Energy Physics. — 2006. — doi:10.1088/1126-6708/2006/11/015
- 13 Medved A.J.M. A Commentary on Ruppeiner Metrics for Black Holes // Modern Physics Letters A. — 2008. — Vol. 23, № 26.
- 14 Mirza B., Zamaninasab M. Ruppeiner Geometry of RN Black Holes: Flat or Curved? // J. High Energy Physics. — 2007. — doi:10.1088/1126-6708/2007/06/059
- 15 Quevedo H. Geometrothermodynamics // Journal of Mathematical Physics. — 2007. — Vol. 48, № 1. — ID 013506.
- 16 Quevedo H. Geometrothermodynamics of black holes // General Relativity and Gravitation. — 2008. — Vol. 40, № 5. — P. 971–984.

А.Б.Алтайбаева

Рейсснер-Нордстрем кара құрдымының геометротермодинамикасы

Мақалада төрт өлшемді кеңістіктік-уақыттық Рейсснер-Нордстрем кара құрдымының термодинамикасы мен геометротермодинамикасын зерттеуде дербес жағдай қарастырылған. Төртөлшемді статикалық Рейсснер-Нордстрем кара құрдымдарындағы екінші текті фазалық ауысулар болып өтетін сингулярлық нүктелері анықталған. Рейсснер-Нордстрем кара құрдымының тепе-теңдік алуан түрлілігі жалпы жағдайда қисық болатыны көрсетілген. Қисықтықтың дәл екінші текті фазалық ауысулар болып өтетін жерлерде пайда болатыны, сондай-ақ төртөлшемді Рейсснер-Нордстрем кара құрдымының термодинамикалық параметрлерінің тәуелділігі анықталған.

A.B.Altabayeva

Geometrothermodynamics black holes Reissner-Nordström

The article considers a particular case on studying thermodynamics and geometrothermodynamics of the black hole Reissner-Nordström in four spacetime dimensions. For the four static black hole Reissner-Nordström of singularity defined points at which a phase transitions of of the second kind. It is shown that the equilibrium manifold black hole Reissner-Nordström are crooked. The curvature appears in those places where there are second order phase transitions. The dependence of the thermodynamic parameters of the four-dimensional black holes Reissner-Nordström.

В.В.Архипов, А.С.Кудусов, А.Ж.Кыстаубаева

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова
(E-mail: midav_73@mail.ru)***Классический предел для квантовой задачи надбарьерного отражения**

В статье исследована проблема существования классического предела в квантовых задачах со ступенчатым потенциалом. В качестве конкретных примеров рассмотрены две задачи на потенциальный барьер. Показано, что отказ от стандартных требований непрерывности и гладкости волновых функций в случае кусочно-постоянного потенциала приводит к решению, имеющему хорошее согласие с классическим пределом. В качестве альтернативных граничных условий использованы условия непрерывности потока вероятности.

Ключевые слова: потенциальная ступенька, кусочно-постоянный потенциал, надбарьерное отражение, коэффициенты отражения и прохождения, принцип соответствия, классический предел.

В статье мы предлагаем исследование проблемы классического предела для квантовомеханических задач со ступенчатым потенциалом. Этот предел, хорошо определяемый для туннельного эффекта, исчезает для эффекта надбарьерного отражения. Это можно было бы рассматривать как свидетельство неприменимости квантовой механики к макромиру, но таких ограничений в самой теории не существует. То есть квантовая механика является более общей и точной теорией, чем классическая механика, и её неприменимость к макросистемам объясняется, кроме сложности математического аппарата, только малостью квантовых поправок в сравнении с измеряемыми величинами.

Чтобы разобраться с тем, в каком месте появляется нарушение принципа соответствия Бора, мы проанализировали две стандартные одномерные задачи: потенциальную ступеньку и сглаженную потенциальную ступеньку.

Прямоугольная потенциальная ступенька

Приведем стандартное решение задачи на прямоугольную потенциальную ступеньку вида, показанного на рисунке. В случае, если энергия налетающих слева частиц E меньше величины барьера, то коэффициент отражения обращается в 1, что соответствует классической физике. Нас интересует случай $E > U_0$, когда согласно квантовой теории должен наблюдаться эффект надбарьерного отражения.

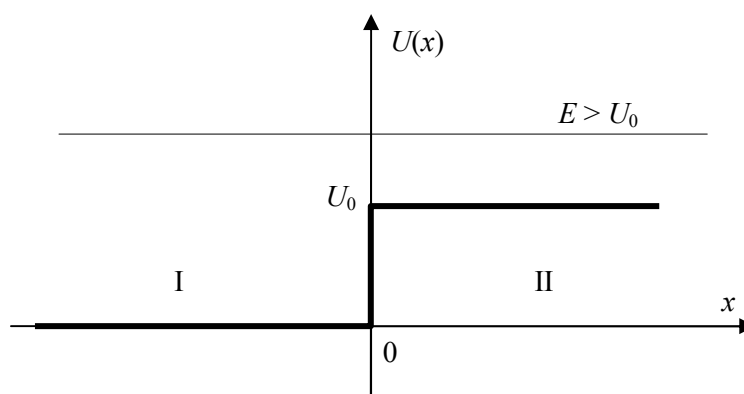


Рисунок. Прямоугольная потенциальная ступенька. Исследуется случай $E > U_0$

Итак, решение уравнения Шредингера для области слева приводит к волновой функции налетающих на барьер частиц с энергией E в виде обычной монохроматической волны:

$$\psi_f = A_1 \exp[i(kx - \omega t)], \quad (1)$$

где

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \text{ и } \omega = \frac{E}{\hbar}. \quad (2)$$

Отраженная волна, соответственно, имеет вид

$$\psi_r = B \exp[i(kx + \omega t)]. \quad (3)$$

Волна, прошедшая в область II:

$$\psi_p = A_2 \exp[i(k'x - \omega t)], \quad (4)$$

где

$$k' = \frac{\sqrt{2m(E - U_0)}}{\hbar}. \quad (5)$$

Сшивая решения на границе областей в точке $x = 0$, согласно стандартным условиям непрерывности и гладкости ($\psi_I = \psi_f + \psi_r$, $\psi_{II} = \psi_p$)

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0), \quad \left. \frac{\partial \psi_I}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial \psi_{II}}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad (6)$$

получаем условия на амплитуды волновых функций:

$$B = \frac{k - k'}{k + k'} A_1, \quad A_2 = \frac{2k}{k + k'} A_1. \quad (7)$$

Токи вероятности $\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{2m}(\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi)$, соответствующие падающей, отраженной и прошедшей волнам, будут иметь вид

$$j_f = \frac{k\hbar}{m} |A_1|^2; \quad j_r = -\frac{k\hbar}{m} |B|^2; \quad j_p = \frac{k'\hbar}{m} |A_2|^2. \quad (8)$$

Коэффициенты отражения от барьера и прохождения, определяемые выражениями

$$R = \left| \frac{j_r}{j_f} \right|; \quad D = \left| \frac{j_p}{j_f} \right|, \quad (9)$$

после последовательных подстановок (2) и (5) в (7) и затем в (8), принимают вид

$$R = \frac{(\sqrt{E} - \sqrt{E - U_0})^2}{(\sqrt{E} + \sqrt{E - U_0})^2}; \quad D = \frac{4\sqrt{E(E - U_0)}}{(\sqrt{E} + \sqrt{E - U_0})^2}. \quad (10)$$

Нетрудно увидеть, что найденные коэффициенты не имеют ожидаемого классического предела:

$$R|_{\hbar \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad D|_{\hbar \rightarrow 0} \rightarrow 1.$$

То есть даже для макрообъектов формулы (10) приводят к нетривиальному результату, что не согласуется с реальным положением вещей.

Альтернативное решение

Слабым звеном в приведенной выше цепочке рассуждений являются условия «сшивки» решений для волновой функции (6). Действительно, требования непрерывности и гладкости представляются несколько необоснованными. Многие классические учебники по квантовой механике просто оставляют этот вопрос без объяснений. В [1] (п. 96 и дополнение VIII) имеется вывод условий (6), исходя из непрерывности тока вероятности, но, к сожалению, он не безупречен и является, скорее, некоторым обоснованием. В действительности, разрыв потенциала допускает существование непрерывных и негладких решений, не противоречащих требованию непрерывности тока вероятности, т.е. закону сохранения числа частиц.

Действительно, попытаемся «сшить решения» (1), (3) и (4), наложив требования непрерывности тока и существования «правильного» классического предела. Потребуем

$$j_f + j_r = j_p.$$

Из (2) и (5), (8) и (9) получаем систему условий:

$$\begin{aligned} \sqrt{E}(|A_1|^2 - |B|^2) &= \sqrt{E - U_0} |A_2|^2; \\ R = \frac{|B|^2}{|A_1|^2} \xrightarrow{\hbar \rightarrow 0} 0; \quad D &= \sqrt{\frac{E - U_0}{E}} \frac{|A_2|^2}{|A_1|^2} \xrightarrow{\hbar \rightarrow 0} 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Если предположить, что амплитуды не зависят от $\hbar$, то приходим к классическим выражениям для коэффициентов отражения и прохождения

$$R = 0; \quad D = 1$$

и к скачкообразному изменению плотности вероятности слева и справа от барьера:

$$|\psi_I|^2 = |A|^2; \quad |\psi_{II}|^2 = \sqrt{\frac{E}{E - U_0}} |A|^2.$$

Этот скачок, на самом деле, как это отмечено выше, не имеет противоречий с формализмом квантовой механики и прекрасно согласуется с аналогичной классической задачей. Действительно, если на ступеньку налетает слева поток частиц с энергией E и некоторой линейной плотностью, то справа, вследствие замедления частиц, мы будем иметь в $\sqrt{\frac{E}{E - U_0}}$ более плотный поток.

Отраженная волна, при сделанном выше предположении о характере амплитуд волновых функций, полностью исчезает, и, таким образом, исчезает эффект надбарьерного отражения. На самом деле, требование (11) можно выполнить бесконечным числом способов, например, положив $B \propto \hbar$ и $A_2 \propto 1 - \hbar$. Для однозначного выбора условия непрерывности тока вероятности оказывается недостаточно.

Сглаженная потенциальная ступенька

Рассмотрим задачу на сглаженную потенциальную ступеньку, решение которой подробно рассмотрено в [2]. Потенциал имеет вид

$$U(x) = \frac{1}{2} U_0 \left(1 + \operatorname{th} \frac{x}{2a} \right).$$

Коэффициент отражения

$$R = \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{\pi a \sqrt{2m} (\sqrt{E} - \sqrt{E - U_0})}{\hbar} \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\pi a \sqrt{2m} (\sqrt{E} + \sqrt{E - U_0})}{\hbar} \right)}.$$

Легко заметить, что при $a \rightarrow 0$, т.е. при переходе к прямоугольной ступеньке, это выражение переходит к стандартному виду, приведенному в (10). С другой стороны, это выражение имеет классический предел. Действительно, при $\hbar \rightarrow 0$ мы получаем неопределенность типа ∞ / ∞ , которая легко устраняется после упрощения до

$$R|_{\hbar \rightarrow 0} = \frac{\exp \left(-\frac{\pi a \sqrt{2m} \sqrt{E - U_0}}{\hbar} \right)}{\exp \left(\frac{\pi a \sqrt{2m} \sqrt{E - U_0}}{\hbar} \right)} \Big|_{\hbar \rightarrow 0} = 0.$$

Коэффициент прохождения, соответственно, $D = 1 - R = 1$.

Заключение

Таким образом, требование существования классического предела, или выполнения принципа соответствия, оказывается невыполнимым для кусочно-постоянного потенциала, когда производная волновой функции или сама волновая функция может иметь разрыв. Требования непрерывности и гладкости волновой функции не имеют жесткого обоснования. Замена их более мягким, но твердо

обоснованным условием непрерывности потока вероятности оказывается недостаточным для однозначного определения решения.

Есть некоторые основания считать, что попытка совмещения двух условий — разрывности потенциала и принципа соответствия — вступает в противоречие с принципом неопределенности, что и приводит к физически противоречивым решениям.

Список литературы

- 1 Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. — М.: Наука, 1983. — 664 с.
- 2 Флюгге З. Задачи по квантовой механике. — М.: Мир, 1974. — Т. 1. — 341 с.

В.В.Архипов, А.С.Кудусов, А.Ж.Қыстаубаева

Тосқауыл үстіңгі шағылудың кванттық есебі үшін классикалық шек

Мақалада классикалық шектің кванттық есептерде сатылы потенциалмен болу мәселесі зерттелді. Нақты мысалдар ретінде потенциалды тосқауыл бар екендігіне екі есеп қарастырылды. Үзіліссіздіктің стандартты талабынан және үзікті-тұрақты потенциал жағдайында толқындық функцияның тегістігінен бас тартқан жағдайда классикалық шекпен жақсы келісімге ие болатын шешімге алып келді. Балама шекті шарттар ретінде ықтималдықтар ағынының үзіліссіздік шарттары қолданылды.

V.V.Arhipov, A.S.Kudusov, A.Zh.Kistaubaeva

Classical limit for the quantum problem of over-barrier reflection

In the work the question of existing of a classical limit is investigated for quantum problems with stepped potentials. As concrete examples two problems on potential barriers are considered. It is shown that rejection of standard conditions on a wave function of continuity and smoothness lead to a solution such is well agreed with classical limit in the case of the piecewise constant potential. As alternative border conditions the current continuously is used.

References

- 1 Blokhintsev D.I. *Foundations of Quantum Mechanics*, Moscow: Nauka, 1983, 664p.
- 2 Flügge S. *Practical Quantum Mechanics*, Moscow: Mir, 1974, 1, 341 p.

Т.Ә.Көкетай¹, Б.С.Тағаева¹, Е.Т.Тұрмұхамбетова², А.Қ.Түсіпбекова¹, Ж.М.Мұрат¹

¹Е.А.Бөкетов атындағы Қарағанды мемлекеттік университеті;

²Қ.И.Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық университеті, Алматы
(E-mail: aintus_070482@mail.ru)

Никель және марганец қоспасы бар K_2SO_4 кристалдарының термоынталандырылған люминесценциясы

Мақалада $K_2SO_4-Mn^{2+}$ және $K_2SO_4-Ni^{2+}$ кристалдарының рекомбинациялық люминесценциясы зерттелді. Қоспалық иондардың радиация әсерінен пайда болатын орталықтарды түзетіні көрсетілген. Негізгі кристалдың термоынталандырылған люминесценциясының шырдары бойынша жарық жиынтығының үлестірілуіне қоспалық иондардың ықпалы көрсетілді. Бұл кристалдардың радиацияға дейінгі ақаулығымен байланысты. Осы ықпал арқылы калий сульфаты кристалдық торының катиондарының орнын марганец және никель иондары таңдамалы түрде ауыстыратыны анықталды.

Кілт сөздер: иондық кристалдар, калий сульфаты, термоынталандырылған люминесценция, қоспалық иондар, ақаулар.

Никель және марганец иондары толық толтырылмаған валенттік қабықшасы бар d -электрондардан тұрады. Бұндай иондар өтпелі металдар иондары тобына жатады. Никель немесе марганец иондары калий сульфаты кристал торына екі валентті Me^{2+} түрінде енетіні белгілі [1]. Олар K^+ катиондық түйіндерінің орнын басады. Екі типтік катиондық түйіндерінің бар болуы калий сульфаты кристалдық торының құрылымының ерекшелігі болып табылады. Олар оттегімен қоршау арқасында ерекшеленеді. Координациялық сан түйіндердің бір типі үшін 9-ға, ал екінші типі үшін 10-ға тең [2]. Берілген матрицада аталған қоспалық иондардың мөлдірлік аймағында оптикалық жұтылу жолақтары бар екендігі [1] көрсетілген. Қоспалық жұтылудың бар болуы олардың радиациялық процестерге ықпал етуін бақылауға мүмкіндік береді. Сонымен қатар бұл гетеровалентті қоспалар K_2SO_4 кристалдарында қосымша катиондық вакансиялар туғызады. Калий сульфаты кристалдарында электронды-парамагнитті резонанс (ЭПР) әдісі арқылы электронды-артық радиациялық O^- ақауы анықталды [3]. Бұдан бұрын оттегі ионы калий сульфаты торында катиондық қоршау арқасында тұрақтанатыны көрсетілген [4]. Калий сульфатының кристалдық торының құрылымдық ерекшелігі екі эквивалентті емес катиондық түйіндерінің бар болуында. Осыған байланысты онда термиялық төзімділік деңгейлері әр түрлі болатын O^- ақауы түзілуі мүмкін. Сонда катиондық вакансиялардың пайда болуы, оттегі иондарының термиялық төзімділік деңгейі бойынша таралып орналасуына әкелетіні айқын. Ал бұл жарық жиынтықтарының термоынталандырылған люминесценцияның (ТЫЛ) шырдары бойынша үлестірілуіне әсер етеді.

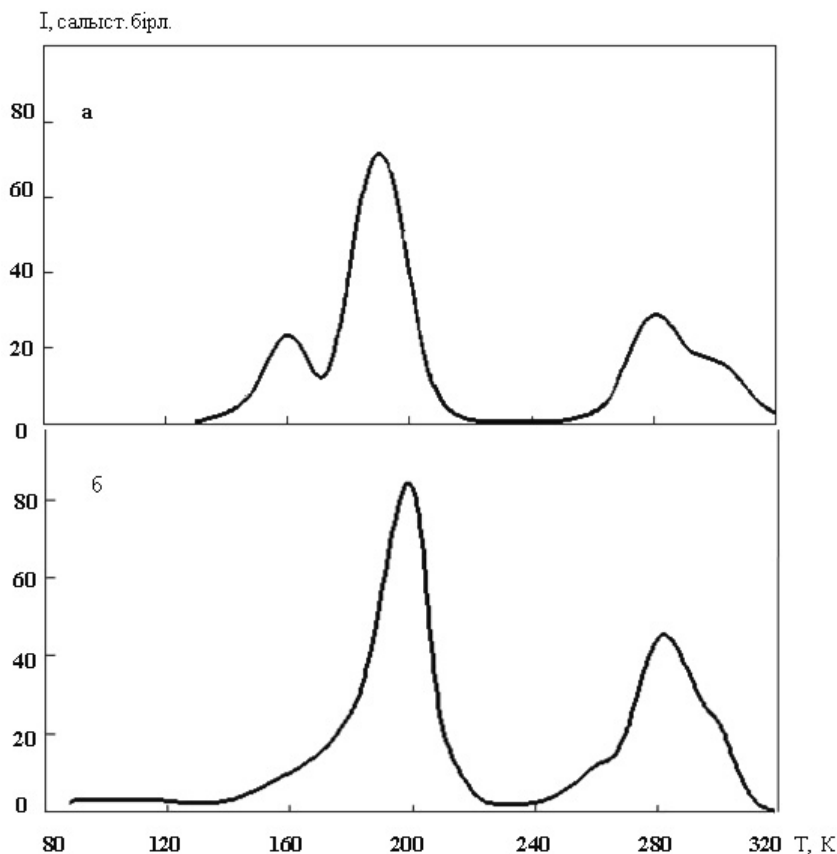
Осы мақаланың мақсаты радиацияға дейінгі ақаулықтың рекомбинациялық люминесценцияға ықпалын зерттеу болып табылады.

Термоактивациялық спектроскопия әдістері негізгі зерттеу әдісі ретінде қолданылды. Үлгілер УРС-55а аппараты арқылы сұйық азот температурада рентген сәулелерімен сәулеленді. Молибденнен жасалған антикатоды бар рентген түтікшесі қолданылды. 35 кВ кернеу шамасы үшін рентген түтікшесіндегі тоқ күші $I = 10$ мА. Калий сульфатының кристалдары екі валентті марганец пен никель иондарымен белсендірілген ерітінділерден өсірілді. Бұл ерітінділер дистилденген су мен аса таза реактивтер негізінде дайындалды. Калий сульфаты кристалдары ерітіндінің изотермиялық булану әдісі арқылы термостатта 40 °С температурада қаныққан сулы ерітінділерден өсірілді. Үлгілер бастапқы ерітінділерге пайыздық мөлшері 0,1 моль% болатын никель және марганецтің сульфат тұздарының қосылуымен дайындалды. ТЫЛ қисықтарын өлшеу кезінде қыздыру жылдамдығы 9 К/мин болып, дифференциалды мыс-константантты термोजұп көмегімен реттелді. Термोजұптың бір ұшы зерттелетін үлгіге жалғанып, екінші ұшы үнемі суытылатын арнайы ыдыстың ішінде орналастырылды. Термोजұп көмегімен тіркелген сигнал цифрлық вольтметрге берілді. Зерттелетін кристаллофосфордың сәулеленуі ФЭУ-92 типті фотоэлектрондық көбейткішпен тіркелді. Фотоэлектрондық көбейткіш көмегімен алынған сигнал тұрақты ток күшейткішінің кірісіне беріліп, аналогты-цифрлық түрлендіргіш арқылы компьютерде өңделіп жазылды.

ТЫЛ шыңдарының спектралдық құрамын зерттеу үшін МУМ монохроматоры қолданылды. Монохроматор зерттелетін үлгі орналасқан криостат пен фотоэлектрондық көбейтіштің арасында орнатылды. Тәжірибе өткізу барысында қажет температура шамасында двигатель іске қосылып, оның көмегімен сәулелену спектрі толқын ұзындығы бойынша құраушыларға жіктелді. Берілген тәжірибелік сұлба бойынша рентген люминесценциясының сәулеленуінің спектралды құрамы да зерттелді.

Тәжірибе кезінде жұтылған рентген сәулеленуінің мөлшерін анықтау үшін Фрике химиялық дозиметрі қолданылды. Оның көрсетулері жұтылған сәулелену мөлшерінің дозасының қуатынан $10^5 \text{ Гр} \cdot \text{с}^{-1}$ дейін байланыссыз болады. Фрике дозиметрінің өлшеу дәлдігі шамамен алғанда $\pm 5\%$ құрайды.

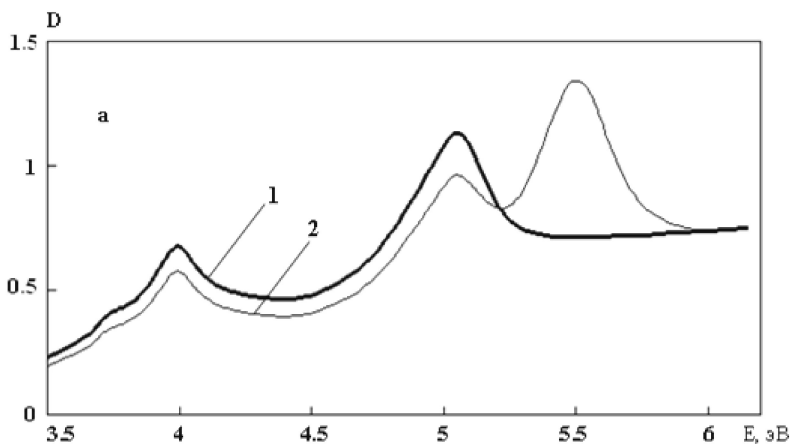
Төмендегі 1-суретте $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Mn}^{2+}$ және $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Ni}^{2+}$ кристалдары үшін сипаттамалық ТЫЛ қисықтары келтірілген. Берілген үлгілер үшін алынған ТЫЛ қисықтары [5] жұмыстан алынған таза калий сульфаты ТЫЛ қисықтарымен салыстырылды. Бұдан қоспалық иондардың бар болуы ТЫЛ қисығының түрінің айтарлықтай өзгеруіне әкеледі деген тұжырым жасауға болады. Марганец және никель иондарымен белсендірілген калий сульфаты кристалдарында ТЫЛ жаңа шыңдары сәйкесінше 160 және 260 К аймағында пайда болады.



1-сурет. $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Mn}^{2+}$ (а) және $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Ni}^{2+}$ (б) кристалдары үшін ТЫЛ қисықтары

$\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Mn}^{2+}$ кристалы үшін ТЫЛ қисығының жаңа шыңдарының табиғатын анықтау мақсатында рентген кванттарымен сәулеленуге дейінгі және кейінгі жұтылу спектрі өлшенді. Алынған нәтиже 2-суретте көрсетілген. Оптикалық тығыздықтың қоспалық жұтылу жолақтарында сәулеленуден кейін төмендеуін байқауға болады. Бұл жұтылу орталықтарының мөлшері азайғанын көрсетеді. Берілген құбылысты сәулелену кезінде қоспалық иондардың зарядтық күйінің өзгерісімен ғана түсіндіруге болады. Қоспалық иондар не ионизацияланады, не электрондар үшін қармағыштар болып келеді. Сонымен қатар үлгіні сәулеленуден кейін 5,5 эВ кезінде жаңа жұтылу жолағы пайда болады. Бұл радиациялық-келтірілген жұтылу жолағы жартылай 190 К аймағында және матрицаның ТЫЛ шыңдары байқалатын 260–300 К аймағында толығымен көрінбей кетеді. Калий сульфаты боялмайды.

Дегенмен, [6] бойынша кобальт ионымен белсендірілген кристалдарда жоғарыда көрсетілген температура аралығында да көрінбей кететін радиациялық-келтірілген жұтылу жолағы пайда болатыны белгілі. [6] жұмыста берілген жолақ қоспалық ионымен қоздырылатын SO_3^- ақауымен байланыстырылады. Сол себептен біз 5,5 эВ энергияда пайда болатын жұтылу жолағын Mn^{2+} ионы маңында орналасқан SO_3^- ақауымен байланыстырамыз.



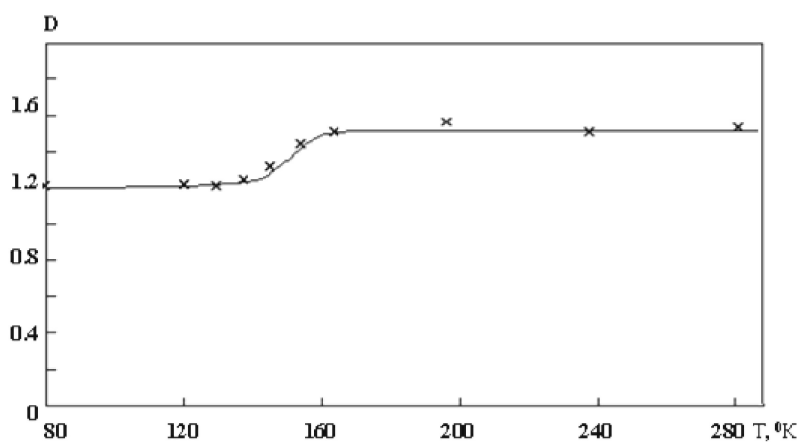
2-сурет. $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Mn}^{2+}$ кристалының рентген кванттарымен сәулеленуге дейінгі (1) және сәулеленуден кейінгі (2) жұтылу спектрлері

Никель иондарымен белсендірілген кристалдар үшін де тура осындай нәтижелер алынды. Бірақ $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Ni}^{2+}$ кристалдары үшін радиациялық-келтірілген жолақ 5,39 эВ байқалды.

Төмендегі 3-суретте сәулеленген үлгі үшін қоспалық жұтылу жолағындағы оптикалық тығыздықтың температурадан тәуелділігі келтірілген. Екі валентті қоспалық иондарының концентрациясы шамамен 160 К аймағында қалпына келетіні анықталды. Сонда $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Mn}^{2+}$ кристалында пайда болған максимумы 160 К температурада болатын ТЫЛ қисығының жаңа шыңы марганец иондары қоздыратын SO_3^- ақаулардың ыдырауымен байланысқан.

Белсендірілген кристалдарда матрицаның ТЫЛ шыңдары бойынша жарық жиынтықтарының үлестірілуі өзгерді.

Марганец пен никель қоспалық иондарының рекомбинациялық люминесценцияға ықпалы қоспалық радиациялық-келтірілген ақаулардың түзілуімен және кристалдық тордың радиацияға дейінгі ақаулығымен байланысты. Бірінші құбылыс белсендірілген кристалдардың ТЫЛ қисықтарындағы сәулеленудің жаңа шыңдарының қалыптасуын тудырады. Ал қосымша катиондық вакансиялардың түзілуі матрицаның ТЫЛ шыңдарында жарық жиынтықтарының үлестірілуіне әкеледі.



3-сурет. $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Mn}^{2+}$ кристалының мөлшері 350 кГр сәулеленуден кейінгі максимумы 5,0 эВ болатын қоспалық жұтылу спектріндегі оптикалық тығыздығының температуралық тәуелділігі

Таза калий сульфаты кристалдарында 240–300 К аймағында 300 К температурадағы жарықталу шыңы доминантты болып келетінін атап өтуге болады. Белсендірілген калий сульфаты кристалдары үшін алынған ТЫЛ қисығындағы берілген температуралық аралықта 280 К температурадағы шың доминантты болады. Ал [5] бойынша 240–300 К аймағында аталмыш құбылыс $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Cu}^{2+}$ кристалдары үшін байқалады. Екі валентті мыстың иондарының валенттік қабықшасында 9 *d*-электроны бар болғандықтан, электрондық құрылымы бойынша Cu^{2+} иондарын өтпелі металдар иондары қатарына жатқызуға болады. [7] жұмыста Cu^{2+} иондары катиондардың орнын таңдамалы түрде ауыстыратыны көрсетілген. Олардың координациялық саны жоғары болатын катиондардың орнын басу басымырақ болады. Берілген жұмыста матрицаның ТЫЛ шыңдары бойынша жарық жиынтықтарының үлестірілуі катиондық вакансиялардың түзілуіне тәуелді деп айтылды. Сондықтан мыс, никель, марганецпен белсендірілген калий сульфатында байқалатын ұқсас құбылыстар Mn^{2+} және Ni^{2+} иондары катиондардың орнын таңдамалы түрде ауыстырады деп тұжырымдауға мүмкіндік береді.

Сонымен, өтпелі металдар иондары матрицаның ТЫЛ шыңдары бойынша жарық жиынтықтарының үлестірілуіне әсер етеді. Бұл арқылы Mn^{2+} және Ni^{2+} қоспалық иондары кристалдық торда оттегі атомдары бойынша координациялық саны жоғары катиондық түйіндердің орнын басады деп айтуға болады. Бұл жағдайда вакансиялар таңдамалы түрде үлестіріледі деп тұжырымдалады.

Әдебиеттер тізімі

- 1 Меерсон Е.Е., Мурашова З.Ф. Некоторые спектрально-люминесцентные характеристики ионов группы железа в кристаллах сульфата калия / Деп. в КазНИИТИ, 10.08.93. N3918-Ка92.
- 2 Безносиков Б.В., Александров К.С. Кристаллохимические закономерности изменения структур, родственных типу $\alpha\text{-K}_2\text{SO}_4$. — Красноярск, 1985 — 44 с. (Препринт / АН СССР, Сиб. отд. Ин-та физики; № 304 Ф).
- 3 Byberg J.L. O^- detected by EPR as a primary electron-excess defect in X-irradiated K_2SO_4 // J. Chem. Phys. — 1986. — Vol. 84, No. 11. — P. 6083–6085.
- 4 Ким Л.М. Радиационное дефектообразование в сульфатах по механизму диссоциативного захвата электронов // Проблемы современной науки: актуальность, направления, перспективы: Материалы 3-й респ. науч.-техн. конф. — Усть-Каменогорск, 2002. — С. 250–252.
- 5 Махметов Т.С. Механизмы рекомбинационной люминесценции в K_2SO_4 и $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Cu}^{2+}$: Автореф. дис. ... канд. наук. — Караганда, 1998. — 17 с.
- 6 Radhakrishna S., Pande K.P. Optical and electrical properties of some sulphates doped with cobalt // J. Phys. Chem. Solids. — 1973. — Vol. 34, No. 8. — P. 2037–2044.
- 7 Абдусабиров Р.Ю., Грязнов Ю.С., Зарипов М.М. Электронный парамагнитный резонанс ионов Cu^{2+} в K_2SO_4 // ФТТ. — 1970. — Т. 12, Вып. 2. — С. 657–658.

Т.А.Көкетай, Б.С.Тағаева, Е.Т.Турмухамбетова, А.К.Тусупбекова, Ж.М.Мурат

Термостимулированная люминесценция кристаллов K_2SO_4 с примесью ионов никеля и марганца

В статье изучена рекомбинационная люминесценция кристаллов $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Mn}^{2+}$ и $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Ni}^{2+}$. Установлено, что примесные ионы образуют радиационно-наведенные центры, изучено влияние примесных ионов на распределение светосумм по пикам кривой термостимулированной люминесценции (ТСЛ) матрицы. Это связано с дорадиационной дефектностью кристаллов. По этому влиянию доказано, что ионы марганца и никеля замещают катионы кристаллической решетки сульфата калия селективно.

T.A.Koketai, B.S.Tagayeva, E.T.Turmukhambetova, A.K.Tussupbekova, Zh.M.Murat

Thermally stimulated luminescence of K_2SO_4 crystals with impurity nickel and manganese ions

In work the recombination luminescence of crystals of $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Mn}^{2+}$ and $\text{K}_2\text{SO}_4\text{--Ni}^{2+}$ is studied. It is established that doped impurity ions forms the radiation induced centers. Influence on distribution lightsum on thermally stimulated luminescence (TL) curve peaks of a matrix. It is communicated with irradiation defects in crystals. On this influence it is established that ions of manganese and nickel replace cations to a crystal lattice of potassium sulphate selective.

References

- 1 Meyerson E.E., Murashova Z.F. *Dep. in KazNIINTI*, Almaty, 10.08.93. N3918-Ka92.
- 2 Beznosikov B.V., Aleksandrov K.S. *Preprint*, AN USSR, Siberian br. Inst. of Physics, Krasnoyarsk, 1985, № 304 F, 44 p.
- 3 Byberg J.L. *J. Chem. Phys.*, 1986, 84, 11, p. 6083–6085.
- 4 Kim L.M. *Problems of a modern science: an urgency, directions, prospects*: Materials of the 3rd Republican scientific-technical conferences, Ust-Kamenogorsk, 2002, p. 250–252.
- 5 Makhmetov T.S. *Mechanisms of recombination luminescence in K_2SO_4 and $K_2SO_4-Cu^{2+}$* , Cand. of sciences Dis. abstracts, Karaganda, 1998, 17 p.
- 6 Radhakrishna S., Pande K.P. *J. Phys. Chem. Solids*, 1973, 34, 8, p. 2037–2044.
- 7 Abdusabirov R.Yu., Gryaznov Yu.S., Zaripov M.M. *Solid State Physics*, 1970, 12, 2, p. 657–658.

Д.М.Сергеев^{1, 2}, К.Ш.Шункеев¹, А.А.Бармина¹¹Актюбинский региональный государственный университет им. К.Жубанова;²Военный институт Сил воздушной обороны, Актюбе
(E-mail: serdau@rambler.ru)**Об оптимизации геометрии некоторых новых состояний хлорида натрия**

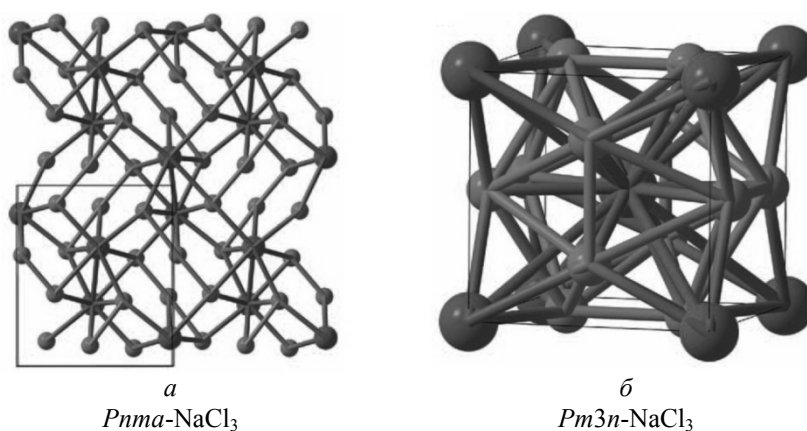
В рамках метода молекулярной механики и теории функционала плотности (GAMESS) произведены оптимизации геометрических конфигураций новых устойчивых состояний хлоридов натрия NaCl_3 и Na_3Cl , а также рассмотрено влияние возможных точечных дефектов на геометрию рассматриваемых структур. Определены основные параметры (параметры решетки, минимальные и максимальные расстояния между атомами Na–Na, Cl–Cl и Na–Cl) новых состояний хлорида натрия. Показано, что квазиустойчивое состояние подобных дефектных структур возникает только при вакансии центрального атома натрия, расположенного внутри Cl_{12} -икосаэдра.

Ключевые слова: устойчивые хлориды натрия, точечные дефекты, оптимизация геометрии, минимизация энергии, метод молекулярной механики.

В настоящее время интенсивно развиваются различные методы компьютерного (квантовохимического) моделирования структур и свойств веществ, дополняющие принципиально новой информацией ранее полученные теоретические и экспериментальные данные о них [1–3]. С помощью компьютерного моделирования также стало возможно исследовать ранее несуществующие вещества. Так, в [4] группа ученых под руководством В.Чжана (Weiwei Zhang) и А.Оганова (Artem R.Oganov) с помощью программы USPEX (Universal Structure Predictor: Evolutionary Xtallography) [5, 6] прогнозировала получение новых материалов с иной стехиометрией при высоких давлениях (выше 20 ГПа) на примере NaCl , и далее этот прогноз был доказан экспериментальными исследованиями в камере с алмазными наковальнями. Авторы работы [4] показали потерю канонической простой структуры NaCl и образование устойчивых соединений Na_3Cl , Na_2Cl , Na_3Cl_2 , NaCl_3 и NaCl_7 , нарушающие классические химические законы для щелочно-галогидных кристаллов (ЩГК), под воздействием высокого давления (выше 20 ГПа) (рис. 1). При этом для получения этих новых соединений (Na_3Cl , Na_2Cl , Na_3Cl_2 , NaCl_3 и NaCl_7), помимо сжатия NaCl , необходимо вести синтез в избытке Na или Cl и нагревание для преодоления кинетических барьеров:



Обогащенные хлором соединения (1) могут рассматриваться как полупроводники *n*-типа, в то время как Na-обогащенные фазы (2) являются полупроводниками *p*-типа.

Рисунок 1. Кристаллические структуры хлоридов натрия NaCl_3 [4]

Ранее было известно, что при изменении внешних условий некоторые представители ЩГК претерпевают структурные изменения (см., напр., [7]). При высоких давлениях структуры KCl , KBr , KI ,

RbCl, RbI изменяются от обычной примитивной кубической решетки к не свойственной им при нормальных условиях объемно-центрированной кубической решетке. Очевидно, что структурные изменения вещества под влиянием внешних факторов непосредственно влияют на их электронные, транспортные свойства. Также известно существование ионов Cl_2^- , Cl_3^- , Cl_7^+ радиационного происхождения (см., напр., [8, 9]), образующихся при облучении хлоридов щелочных металлов.

Нами с использованием расширенной и модифицированной версии силового поля MM2 (методом молекулярной механики) и программы вычислительной химии GAMESS (General Atomic and Molecular Electronic Structure) [3] произведены оптимизации геометрических конфигураций новых кристаллов NaCl_3 и Na_3Cl .

Первоначальное минимизирование энергии структур осуществлено методом MM2 и молекулярной динамики. Для корректировки энергии электронной корреляции после процедуры согласования применены методы Хартри-Фока (HF) и теории функционала плотности (DFT).

В результате компьютерной оптимизации геометрии NaCl_3 получена структура, подобная приведенной в работе [4] (рис. 2). Основные характеристики NaCl_3 даны в таблицах 1, 2.

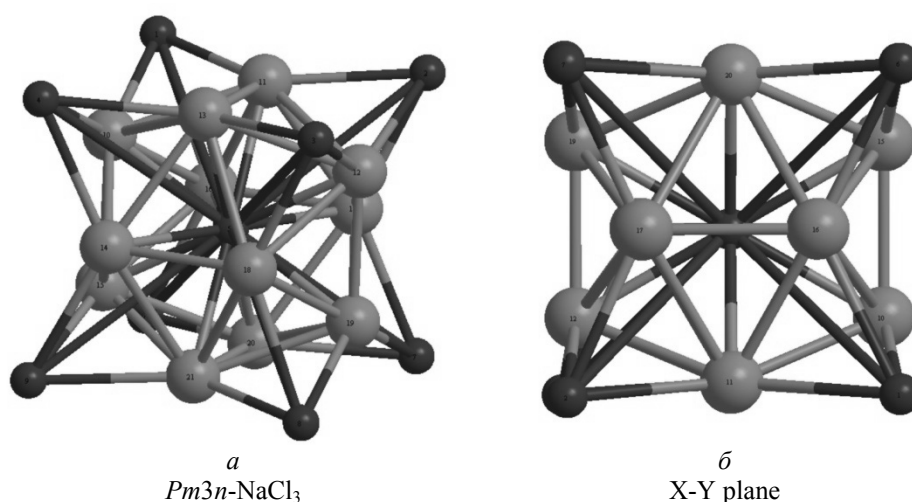


Рисунок 2. Результаты компьютерной оптимизации геометрии структуры NaCl_3

Т а б л и ц а 1

Геометрическая оптимизация NaCl_3 с использованием декартовых координат (Cartesian)

Atom	X, Å	Y, Å	Z, Å	Atom	X, Å	Y, Å	Z, Å
Na(1)	-0,9199	-1,0694	-1,7274	Cl(12)	-2,2127	-1,6790	2,8656
Na(2)	-3,9086	-1,9779	1,2229	Cl(13)	-0,0626	-2,4345	1,9028
Na(3)	-0,8985	-3,3436	3,9353	Cl(14)	1,4812	-0,6249	2,3973
Na(4)	2,1719	-2,4505	0,9920	Cl(15)	0,7830	1,2519	0,9963
Na(5)	-0,7100	-0,2103	1,9295	Cl(16)	-1,3158	0,6523	-0,0926
Na(6)	-0,5382	2,9168	-0,1558	Cl(17)	-2,9249	0,1902	1,4492
Na(7)	-3,5436	2,0310	2,8146	Cl(18)	-0,0995	-1,0921	3,9667
Na(8)	-0,4564	0,6596	5,5386	Cl(19)	-1,9974	0,4498	3,7191
Na(9)	2,5755	1,4952	2,6040	Cl(20)	-1,3281	2,0155	1,9357
Cl(10)	0,5724	-0,8677	0,1513	Cl(21)	0,3018	1,2807	3,3738
Cl(11)	-1,6736	-1,6755	0,4749				

Как видно, параметр решетки для NaCl_3 со структурой типа A15 (Cr_3Si -тип) пространственной группы $Pm\bar{3}n$ варьируется от 4,2911 Å до 4,3705 Å, тогда как в [4] при давлениях выше 48 ГПа $a = 4,114$ Å. Кратчайшее расстояние между атомами Na и Cl составляет 2,2757 Å и хорошо согласуется с данными работы [4] ($\approx 2,30$ Å), а максимальное расстояние — 2,4160 Å. Кратчайшее расстояние между атомами Cl и Cl составляет 2,2757 Å (в работе [4] — 2,06 Å).

Рассмотрим влияние возможных вакансионных дефектов на геометрию структуры NaCl_3 . Такая структура квазиустойчивая только при вакансии центрального атома Na5 (−0,7100, −0,2103, 1,9295),

расположенного внутри икосаэдра из атомов Cl, при этом основные параметры зависят от следующих факторов: 1) атомы Cl соединены с противоположно расположенными атомами (рис. 3а); 2) между противоположными атомами Cl соединения отсутствуют (рис. 3б).

При оптимизации геометрии кристаллов NaCl_3 первого типа зарегистрированы следующие данные: параметр решетки варьируется от 4,0832 Å до 4,3404 Å; минимальное расстояние между атомами Na и Cl — 2,5160 Å, а между атомами Cl и Cl — 1,6349 Å.

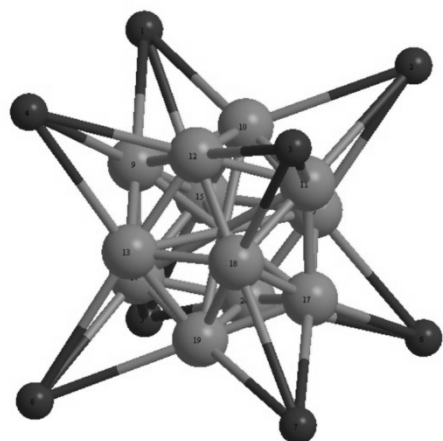
Т а б л и ц а 2

Межатомные расстояния в кристалле NaCl_3

Atoms	Distance, Å	Atoms	Distance, Å	Atoms	Distance, Å
Cl(10)-Na(5)	2,2862	Cl(21)-Na(8)	2,3753	Cl(19)-Na(5)	2,3005
Cl(15)-Na(5)	2,2879	Cl(14)-Na(5)	2,2805	Cl(14)-Cl(15)	2,4416
Cl(10)-Cl(11)	2,4062	Na(4)-Na(5)	3,7646	Cl(14)-Cl(10)	2,4389
Cl(10)-Na(4)	2,4030	Na(9)-Na(5)	3,7636	Cl(14)-Cl(21)	2,4417
Cl(10)-Na(1)	2,4141	Na(6)-Na(5)	3,7649	Cl(14)-Cl(13)	2,4318
Cl(15)-Cl(10)	2,2878	Cl(12)-Na(5)	2,2997	Na(3)-Cl(12)	2,3756
Cl(15)-Cl(21)	2,4283	Na(2)-Na(5)	3,7195	Cl(12)-Cl(19)	2,3008
Cl(15)-Cl(20)	2,4341	Na(7)-Na(5)	3,7220	Cl(12)-Na(2)	2,3855
Cl(15)-Na(6)	2,4160	Na(3)-Na(5)	3,7233	Cl(11)-Cl(13)	2,2897
Cl(15)-Na(9)	2,4113	Na(8)-Na(5)	3,7233	Cl(13)-Na(4)	2,4125
Cl(11)-Na(2)	2,3771	Cl(14)-Na(9)	2,4006	Cl(13)-Na(3)	2,3814
Cl(17)-Na(2)	2,3873	Cl(12)-Cl(11)	2,4503	Cl(18)-Na(3)	2,3863
Cl(18)-Cl(14)	2,2770	Cl(12)-Cl(13)	2,4704	Na(7)-Cl(20)	2,3810
Cl(17)-Cl(16)	2,2746	Cl(18)-Na(5)	2,3045	Cl(20)-Na(6)	2,4091
Cl(16)-Na(6)	2,3970	Cl(19)-Cl(21)	2,4704	Cl(20)-Cl(21)	2,2878
Cl(11)-Na(1)	2,4097	Na(9)-Cl(21)	2,4099	Na(8)-Cl(19)	2,3835
Cl(16)-Na(1)	2,4028	Cl(17)-Cl(19)	2,4585	Na(1)-Na(2)	4,2914
Cl(19)-Na(7)	2,3869	Cl(17)-Cl(12)	2,4539	Na(2)-Na(3)	4,2972
Cl(13)-Na(5)	2,3145	Cl(17)-Cl(11)	2,4533	Na(1)-Na(4)	4,3592
Cl(21)-Na(5)	2,3111	Cl(17)-Cl(20)	2,4722	Na(4)-Na(9)	4,2911
Cl(20)-Na(5)	2,3116	Cl(16)-Cl(15)	2,4320	Na(9)-Na(8)	4,3179
Cl(11)-Na(5)	2,2757	Cl(16)-Cl(10)	2,4395	Na(4)-Na(3)	4,3519
Cl(16)-Na(5)	2,2791	Cl(16)-Cl(11)	2,4292	Na(8)-Na(7)	4,3105
Na(1)-Na(5)	3,7599	Cl(16)-Cl(20)	2,4404	Na(7)-Na(6)	4,3126
Cl(19)-Cl(20)	2,4621	Cl(17)-Na(5)	2,3013	Na(6)-Na(9)	4,3705
Cl(13)-Cl(10)	2,4407	Cl(18)-Cl(13)	2,4639	Na(1)-Na(6)	4,2992
Cl(14)-Na(4)	2,4066	Cl(18)-Cl(21)	2,4693	Na(3)-Na(8)	4,3300
Cl(18)-Na(8)	2,3859	Cl(18)-Cl(12)	2,4621	Na(2)-Na(7)	4,3275
Cl(17)-Na(7)	2,3751	Cl(18)-Cl(19)	2,4546		

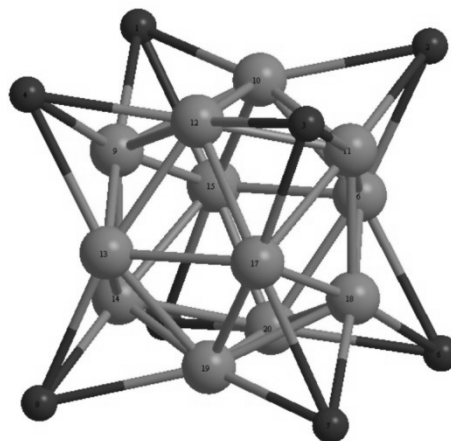
А для кристаллов второго типа зарегистрированы следующие параметры: параметр решетки варьируется от 4,2202 Å до 4,7487 Å; минимальное расстояние между атомами Na и Cl — 2,5267 Å, а между атомами Cl и Cl — 2,2346 Å. Известно, что вакансия приобретает эффективный заряд, равный заряду отсутствующего центрального иона Na противоположного знака. Это приведет к увеличению параметров кристаллов второго типа.

Дефект замещения центрального атома Na_5 , расположенного внутри Cl_{12} -икосаэдра, атомом Cl дает новое соединение — NaCl_7 , близкое по параметрам с NaCl_3 [4] (рис. 4). Минимизация энергии подобной структуры определяет следующие параметры: параметр решетки $a \approx 4,142$ Å, минимальное расстояние между атомами хлора $\approx 2,41$ Å, что удовлетворительно согласуется с данными работы [4].



а

Атомы Cl соединены с противоположно
расположенными атомами



б

Между противоположными атомами Cl
соединения отсутствуют

Рисунок 3. Возможные вакансионные дефекты в кристалле NaCl_3

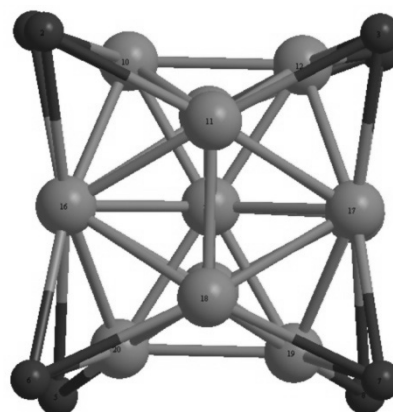
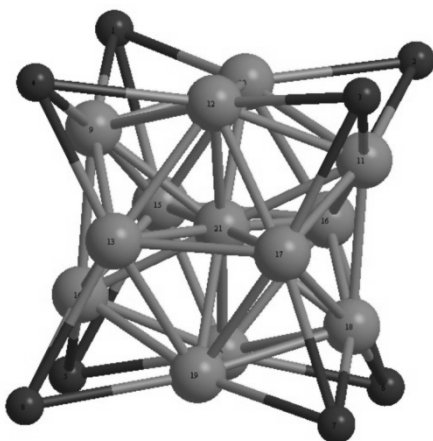


Рисунок 4. Геометрия структуры NaCl_7 , полученной путем замещения центрального атома Na_5 , расположенного внутри Cl_{12} -икосаэдра, атомом Cl

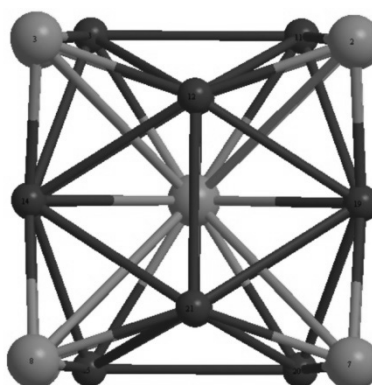
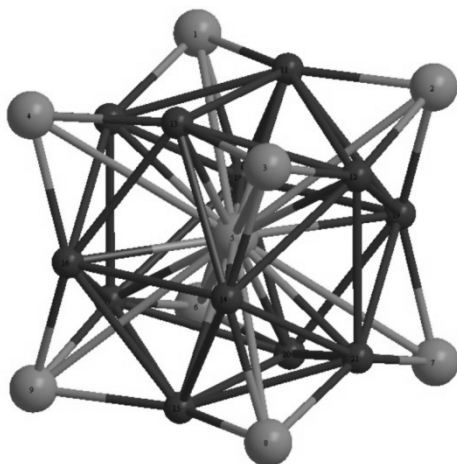


Рисунок 5. Неустойчивая структура хлорида натрия Na_3Cl ,
полученная взаимной заменой $\text{Cl} \leftrightarrow \text{Na}$

Известно, что при высоком давлении атомы Na и Cl могут замещать друг друга (переменная стехиометрия). При взаимной замене атомов Cl на Na, и наоборот, атомов Na на Cl ($\text{Cl} \leftrightarrow \text{Na}$) структура NaCl_3 превращается в новую структуру Na_3Cl (рис. 5). Однако эта структура хлорида натрия неустойчивая. При минимизации (относительно низких давлениях) структура Na_3Cl принимает иную геометрию (рис. 6) и при дальнейшем уменьшении прилагаемого давления разлагается на NaCl и Cl_2 . Основные параметры такой структуры: параметр решетки (расстояние между атомами Na) $a \approx 3 \div 3,6616 \text{ \AA}$; минимальное расстояние между атомами хлора $1,9395 \text{ \AA}$; расстояние между атомами Na и центрального атома Cl составляет $\approx 3,3 \text{ \AA}$.

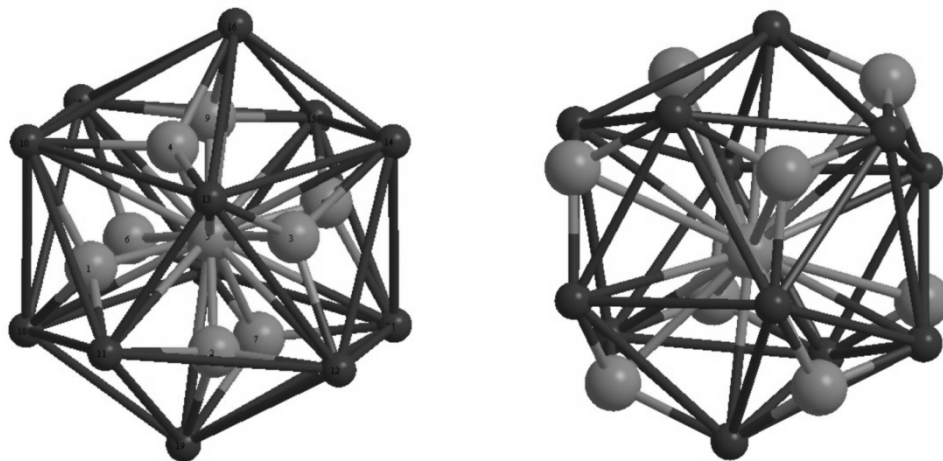


Рисунок 6. Другие возможные геометрические конфигурации Na_3Cl

Таким образом, в данной работе с применением методов молекулярной механики в варианте MM2 и GAMESS осуществлены оптимизации геометрии новых устойчивых состояний хлоридов натрия NaCl_3 и Na_3Cl , а также рассмотрено влияние возможных точечных дефектов на геометрию рассматриваемых структур. Определены основные параметры (параметры решетки, минимальные и максимальные расстояния между атомами Na-Na, Cl-Cl и Na-Cl) новых состояний хлорида натрия и произведен сравнительный анализ оптимизированных параметров кристаллов NaCl_3 и Na_3Cl с параметрами работы [5]. Показано, что квазиустойчивое состояние подобных дефектных структур возникает только при вакансии центрального атома натрия, расположенного внутри Cl_{12} -икосаэдра.

Проведенные исследования могут быть применены для изучения и анализа физико-химических свойств новых устойчивых состояний хлорида натрия, а также для создания подобных устойчивых материалов с необычными свойствами в обычных условиях.

Авторы выражают благодарность А.Р.Оганову за предоставленную им возможность ознакомиться с материалами теоретических и экспериментальных исследований новых состояний хлоридов натрия, а также Gordon Research Group за обеспечение квантово-химическим пакетом GAMESS.

Список литературы

- 1 Morozov I.V., Kazennov A.M., Bystryia R.G., Norman G.E., Pisareva V.V., Stegailova V.V. Molecular dynamics simulations of the relaxation processes in the condensed matter on GPUs // *Comp. Phys. Commun.* — 2011. — Vol. 182. — P. 1974–1978.
- 2 Foresman J.B., Frisch A.E. *Exploring chemistry with electronic structure methods.* — Pittsburgh: Gaussian, Inc. Pittsburgh, 1996. — 304 p.
- 3 Kemp D.D., Rintelman J., Gordon M.S., Jensen J.H. Exchange Repulsion between Effective Fragment Potentials and Ab Initio Molecules // *Theor. Chem. Accts.* — 2010. — Vol. 125. — P. 481.
- 4 Zhang W., Oganov A.R., Goncharov A.F., Zhu Q., Boulfelfel S.E., Lyakhov A.O., Stavrou E., Somayazulu M., Prakapenka V.B., Konopkova Z. Unexpected Stable Stoichiometries of Sodium Chlorides // *Science.* — 2013. — Vol. 342. — P. 1502–1505 (Supplementary Materials www.sciencemag.org/content/342/6165/1502/suppl/DC1).
- 5 Oganov A.R., Glass C.W. Crystal structure prediction using *ab initio* evolutionary techniques: Principles and applications // *J. of Chem. Phys.* — 2006. — Vol. 124. — P. 244704.

- 6 Gao G., Oganov A.R., Bergara A., Martinez-Canales M., Cui T., Iitaka T., Ma Y., Zou G. Superconducting High Pressure Phase of Germane // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 107002.
- 7 Полторак О.М., Ковба Л.М. Физико-химические основы неорганической химии. — М.: Изд-во МГУ, 1984. — 288 с.
- 8 Луцик Ч.Б., Луцик А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. — М.: Наука, 1989. — 264 с.
- 9 Shluger A.L., Itoh N., Puchin V.E., Heifets E.N. Two types of self-trapped excitons in alkali halide crystals // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 44, № 4. — P. 1499–1508.

Д.М.Сергеев, Қ.Ш.Шүнкеев, А.А.Бармина

Натрий хлориді кейбір жаңа күйлерінің геометриясын оңтайландыру туралы

Молекулярлық механика әдісі мен функциональдық тығыздық теориясы (GAMESS) аясында NaCl_3 және Na_3Cl жаңа натрий хлоридтерінің геометриялық конфигурациялары оңтайландырылды, сондай-ақ мүмкін нүктелі ақаулардың қарастырылған құрылымдарға әсері анықталды. Жаңа күйдегі натрий хлоридтерінің негізгі параметрлері (тор параметрлері, Na-Na, Cl-Cl және Na-Cl атомдары арасындағы максималды және минималды қашықтықтар) анықталған. Бұл ақаулық құрылымдар тек Cl_{12} -икосаэдр ішінде орналасқан орталық натрий атомы вакансиясы кезінде квазитұрақты күйде болатындығы көрсетілген.

D.M.Sergeyev, K.Sh.Shunkeyev, A.A.Barmina

On the optimization of the geometry of some of the new state of sodium chloride

The geometric configurations of new stable states and sodium chlorides NaCl_3 and Na_3Cl were optimized by the method of molecular mechanics and density functional theory (GAMESS), either the influence of possible point defects on the geometry of these structures. The main parameters (lattice parameters, minimum and maximum distances between the atoms Na-Na, Cl-Cl and Na-Cl) of the new states of sodium chloride. It is shown that such defective condition of quasistability structures occur only when vacancies central sodium atom located inside Cl_{12} -icosahedron.

References

- 1 Morozov I.V., Kazennov A.M., Bystryia R.G., Norman G.E., Pisareva V.V., Stegailova V.V. *Comp. Phys. Commun.*, 2011, 182, p. 1974–1978.
- 2 Foresman J.B., Frisch A.E. *Exploring chemistry with electronic structure methods*, Pittsburgh: Gaussian, Inc. Pittsburgh, 1996, 304 p.
- 3 Kemp D.D., Rintelman J., Gordon M.S., Jensen J.H. *Theor. Chem. Accts.*, 2010, 125, p. 481.
- 4 Zhang W., Oganov A.R., Goncharov A.F., Zhu Q., Boulfelfel S.E., Lyakhov A.O., Stavrou E., Somayazulu M., Prakapenka V.B., Konopkova Z. *Science*, 2013, 342, p. 1502–1505 (Supplementary Materials www.sciencemag.org/content/342/6165/1502/suppl/DC1).
- 5 Oganov A.R., Glass C.W. *J. of Chem. Phys.*, 2006, 124, p. 244704.
- 6 Gao G., Oganov A.R., Bergara A., Martinez-Canales M., Cui T., Iitaka T., Ma Y., Zou G. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101, p. 107002.
- 7 Poltorak O.M., Kovba L.M. *Fiziko-khimicheskie osnovy neorganicheskoy khimii*, Moscow: MSU Publ., 1984, 288 p.
- 8 Lushchik Ch.B., Lushchik A.Ch. *Decay of Electronic Excitations with Defect Formation in Solids*, Moscow: Nauka, 1989, 264 p.
- 9 Shluger A.L., Itoh N., Puchin V.E., Heifets E.N. *Phys. Rev. B.*, 1991, 44, 4, p. 1499–1508.

М.Д.Старостенков¹, И.А.Дёмина², Г.В.Попова³, Н.Ф.Денисова³, М.Г.Емельянова³

¹Алтайский государственный технический университет им. И.Ползунова, Барнаул, Россия;

²Восточно-Казахстанский государственный университет им. С.Аманжолова, Усть-Каменогорск;

³Восточно-Казахстанский государственный технический университет им. Д.Серикбаева, Усть-Каменогорск
(E-mail: irdyomina@mail.ru)

Исследование стабильности межфазных границ в нанокристаллических композиционных материалах системы Ni–Al методом компьютерного моделирования

В статье методом молекулярной динамики исследованы структуры двумерных композитов системы Ni–Al. Конечная структура материала изучена с помощью определённого набора визуализаторов: анализа фазового состава, картины плотноупакованных атомных рядов при разных углах, начальной конфигурации с последующими атомными смещениями, изменением коэффициента диффузии в двух ориентациях. Показано, что композит второго типа структуры упаковки атомов, в отличие от композита первого типа, оказывается более стабильным. В первом случае разупорядочение наблюдается по межфазной границе, во втором — внутри фазы Ni₃Al. Выявлены температурные интервалы начала процесса разупорядочения.

Ключевые слова: компьютерное моделирование, композиционные материалы, коэффициент диффузии, дислокации, фазовый состав, межфазная граница, разупорядоченная фаза, процесс разупорядочения.

В последнее время уделяется большое внимание исследованию наноструктурных тонкоплёночных материалов в связи с их использованием в качестве материалов наукоёмких технологий [1]. Упорядоченные сплавы и интерметаллиды применяются как конструкционные или жаропрочные сплавы. Интерметаллид Ni₃Al находит всевозрастающее применение в авиационной и космической промышленности из-за лёгкости, прочности и жаростойкости. Одна из самых главных особенностей этих сплавов является положительная температурная зависимость предела текучести, особенно это свойство проявляется в системе Ni–Al.

Для изучения кооперативных явлений в твёрдом теле широко используется метод компьютерного моделирования, позволяющий проследить развитие явлений, протекающих с высокой скоростью, что практически невозможно сделать в реальном эксперименте. Метод компьютерного моделирования является простым методом, позволяющим изучать и анализировать процессы термоактивируемой структурной перестройки композитов [2]. На микроскопическом уровне проводятся исследования с помощью следующих методов: метода вариационной квазистатики, метода молекулярной динамики и метода Монте Карло (метод стохастических испытаний).

Метод молекулярной динамики базируется на численном интегрировании обыкновенных дифференциальных уравнений движения Ньютона с заданными характеристиками межчастичного взаимодействия. Это различного рода потенциалы межатомного, межмолекулярного взаимодействия. Среди парных потенциалов межатомного взаимодействия хорошо зарекомендовали себя потенциалы Морза, Леннард-Джонса и т.п. Молекулярно-динамические модели простых ГЦК металлов адекватно ведут себя при использовании парных потенциалов: кристаллическая структура стабильна, энергетические и силовые характеристики описываются с удовлетворительной точностью. Численное решение дифференциальных уравнений осуществляется на компьютере. Один из методов решения системы уравнений основан на применении метода Эйлера, где шаг интегрирования подбирается таким, чтобы он был на два порядка меньше периода колебаний атомов. Если требуется более высокая точность, то при решении применяется, например, метод Рунге-Кутты (метод четвёртого порядка точности). При использовании метода молекулярной динамики необходимо учитывать накопление ошибок различного рода при итерациях в течение больших интервалов времени. Методика проведения эксперимента описана в работах [3–6]. Эксперименты проводились с использованием программы [7].

Расчётный блок исследуемого двумерного металлического композита состоит из 1600 атомов, с упаковкой, соответствующей плоскости {111} ГЦК-решётки. За пределами расчётного блока кристалл повторяется с помощью периодических граничных условий.

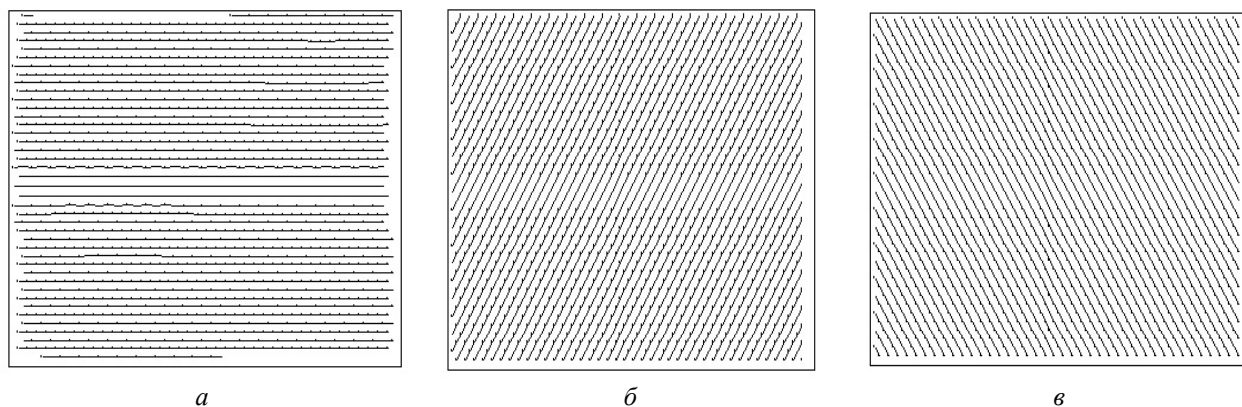


Рисунок 3. Распределение атомных рядов в ориентациях 0, 60° и 120° при температуре 0 К

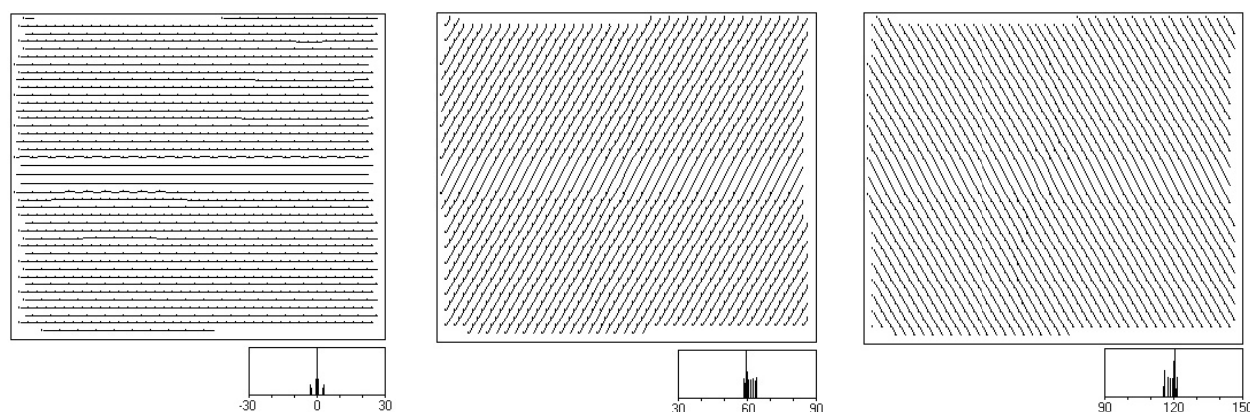
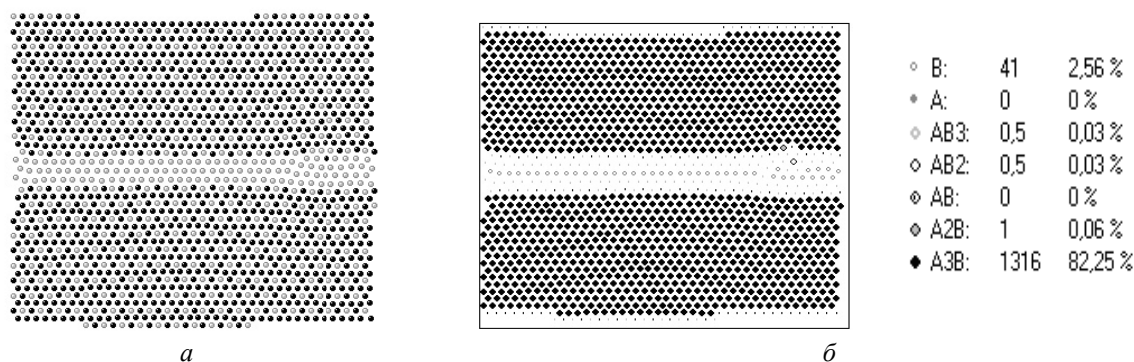


Рисунок 4. Распределение атомных рядов в ориентациях 0, 60° и 120° при температуре 800 К

На рисунке 4 показаны картины распределения атомных рядов при температуре 800 К. Из рисунка видно, что с ростом температуры дополнительно к данной особенности добавляется искривление атомных рядов, ориентированных под углом 60° и 120° по отношению к межфазной границе. Искривления атомных рядов при переходе через межфазные границы в композите связаны с различием параметра решётки фазы чистого Al и интерметаллида Ni_3Al .

Вплоть до температуры порядка 830 К атомная структура исследуемого композиционного материала оказывается стабильной. При температуре 830 К межфазная граница начинает размываться, как видно из рисунка 5а. Атомы Ni начинают диффундировать в Al-ую фазу.



а — атомная структура; б — фазовый состав;
AB3 — NiAl_3 ; AB2 — NiAl_2 ; A2B — Ni_2Al ; A3B — Ni_3Al

Рисунок 5. Картина структурной трансформации при $T = 830$ К

Межфазная граница деформируется (рис. 5б), появляются зародыши фаз NiAl_3 (0,03 %), Ni_2Al (0,06 %), NiAl_2 (0,03 %).

Как видно из рисунка 6, структура атомных рядов трансформируется, по межфазной границе появляются дислокации, которые прорастают в глубь Al-вой фазы. Из рисунка 6 можно оценить плотность дислокаций и пронизывающую межфазную границу. Дислокации располагаются и внутри прослойки фазы Al. Траектории атомных смещений оказываются локализованы внутри и вблизи Al-вой прослойки. Коэффициент диффузии составляет $3,65 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$.

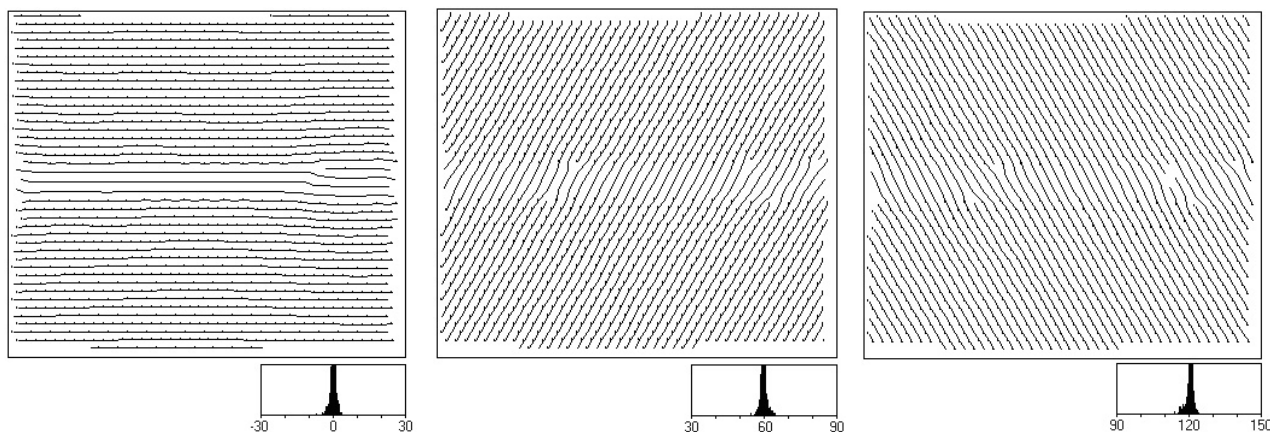


Рисунок 6. Распределение атомных рядов в ориентациях 0, 60° и 120° при температуре 830 К

Картина перемещения атомов при $T = 900 \text{ К}$ показана на рисунке 7а. Как видно из рисунка 7а, в области фазы Al обнаруживается кольцевой механизм миграции атомов. Плотность дислокаций ($0,0625 \text{ см}^{-2}$) и глубина пронизывающих межфазных границ изменяются. Глубина их проникновения в структуру Al составляет одно межатомное расстояние. Состав зародышей новых фаз меняется по сравнению с температурой эксперимента 800 К. Это, по-видимому связано с элементами случайности, которые характеризуют термоактивируемую перестройку композита. Коэффициент диффузии составляет $4,239 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$. При повышении температуры эксперимента до 1200 К атомы Ni начинают интенсивно диффундировать в область алюминиевой фазы, как показано на рисунке 7б. Вследствие движения вакансий вдоль плотноупакованных рядов под углом 60° к поверхности межфазной границы образуются следы разупорядочения. Межфазная граница продолжает размываться, возникают не только зародыши новых фаз, но и их кластеры.

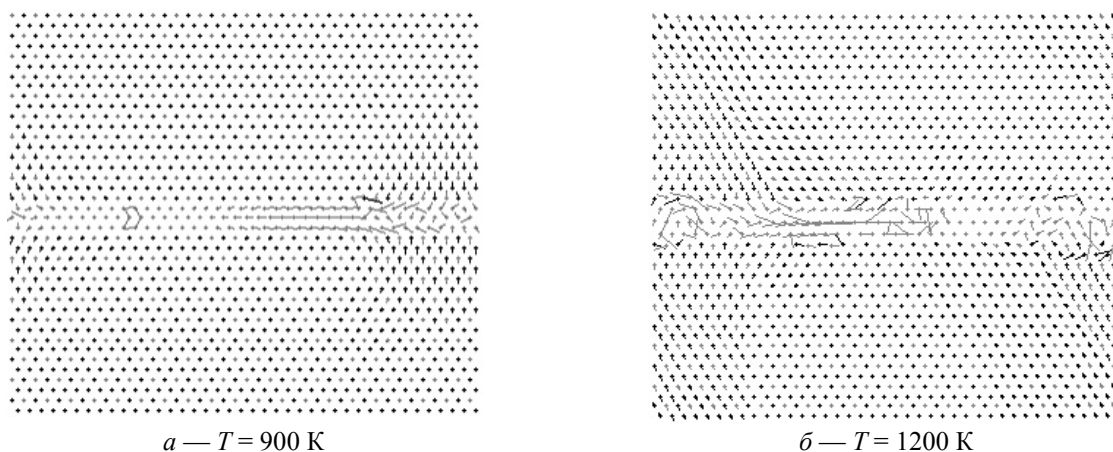


Рисунок 7. Картина перемещения атомов

На рисунке 8 показано изменение дислокационной картины при $T = 1200 \text{ К}$. Как следует из рисунка, плотность дислокации и глубина проникновения пронизывающих Al-вую фазу границ возрастает. Плотность дислокации составляет $0,175 \text{ см}^{-2}$.

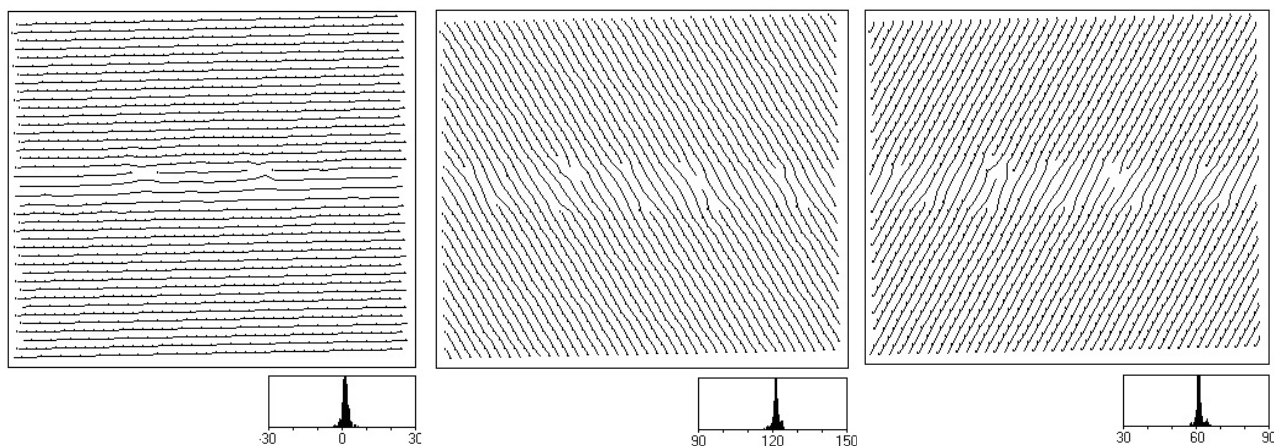
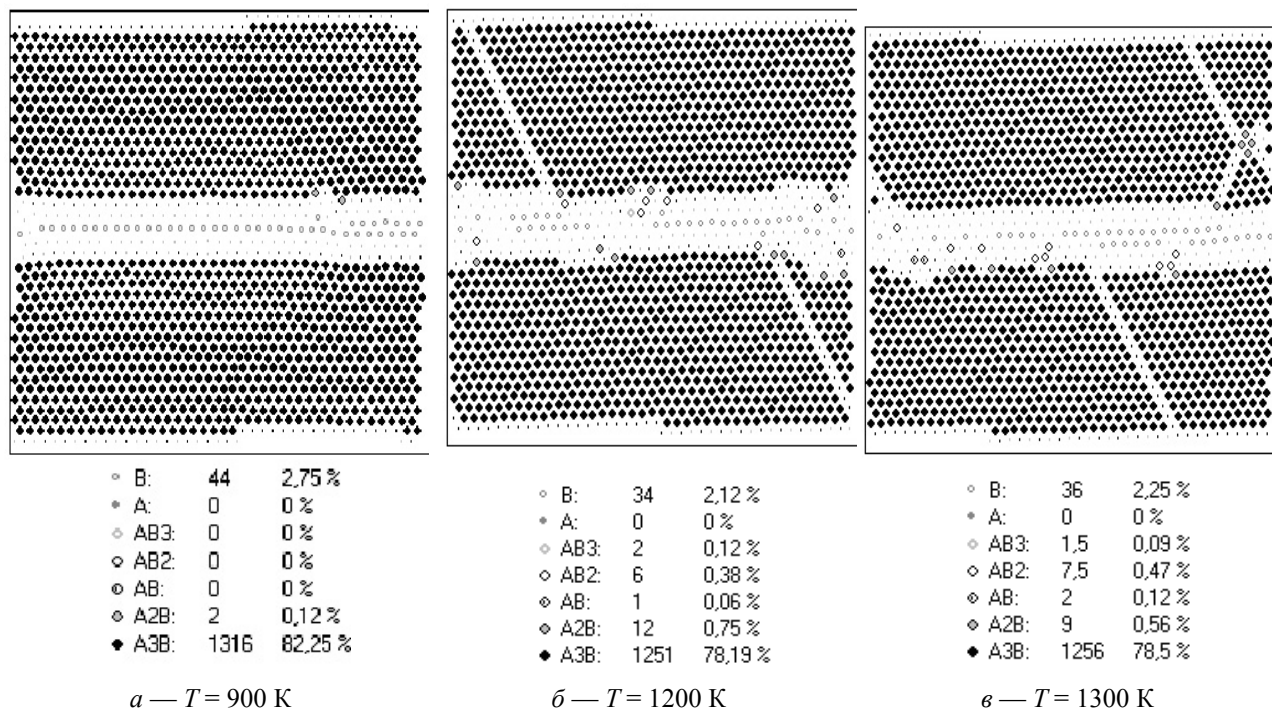


Рисунок 8. Распределение атомных рядов в ориентациях 0, 60° и 120° при температуре 1200 К

При $T = 1300$ К продолжается движение межфазной границы в сторону фазы Ni_3Al . В процессе диффузии по вакансионному механизму вдоль плотноупакованных участвуют атомы Al,двигающиеся вдоль плотноупакованных рядов под углами 60° и 120° к поверхности межфазных границ. В результате диффузии атомов Al внутри фазы сверхструктуры Ni_3Al образуется кластер фазы Ni_2Al , в зоне чистого Al образуются зародыши других фаз. Плотность дислокации и глубина проникновения пронизывающих Al-вую фазу границ возрастают. Коэффициент диффузии повышается до величины $10,163 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$. При $T = 1400$ К коэффициент диффузии увеличился до величины $18,125 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$. При $T = 1600$ К продолжается процесс размытия межфазной границы. В результате диффузии образуются кластеры новых фаз Ni_2Al , NiAl_2 , зародыши фаз NiAl , NiAl_3 . Коэффициент диффузии увеличился до величины $30,903 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$. Плотность дислокаций и глубина проникновения пронизывающих Al-вую фазу границ изменяются незначительно, вследствие флуктуационного характера разрушения межфазных границ.

На рисунке 9 показано изменение фазового состава интерметаллида Ni_3Al при различных температурах.

На рисунке 10 представлена диаграмма изменения процентного содержания фаз от температуры первого типа композита. Общее процентное содержание фаз 85 % (рис. 9a), доля разупорядоченной фазы составляет $100 - 85 = 15$ %.



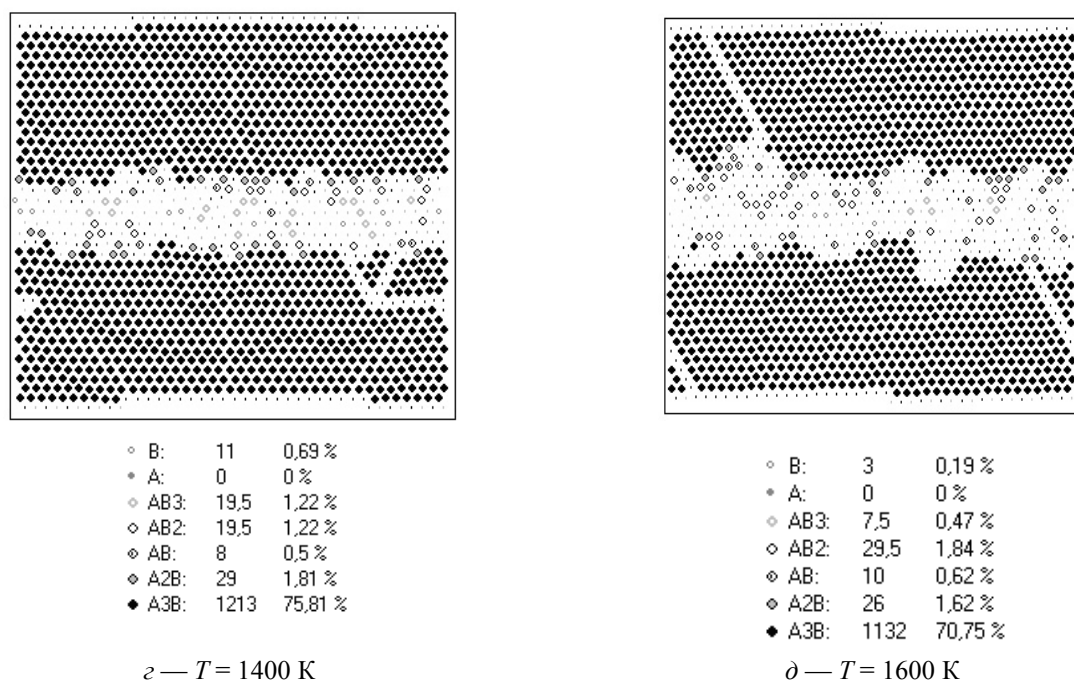


Рисунок 9. Фазовый состав при различных температурах

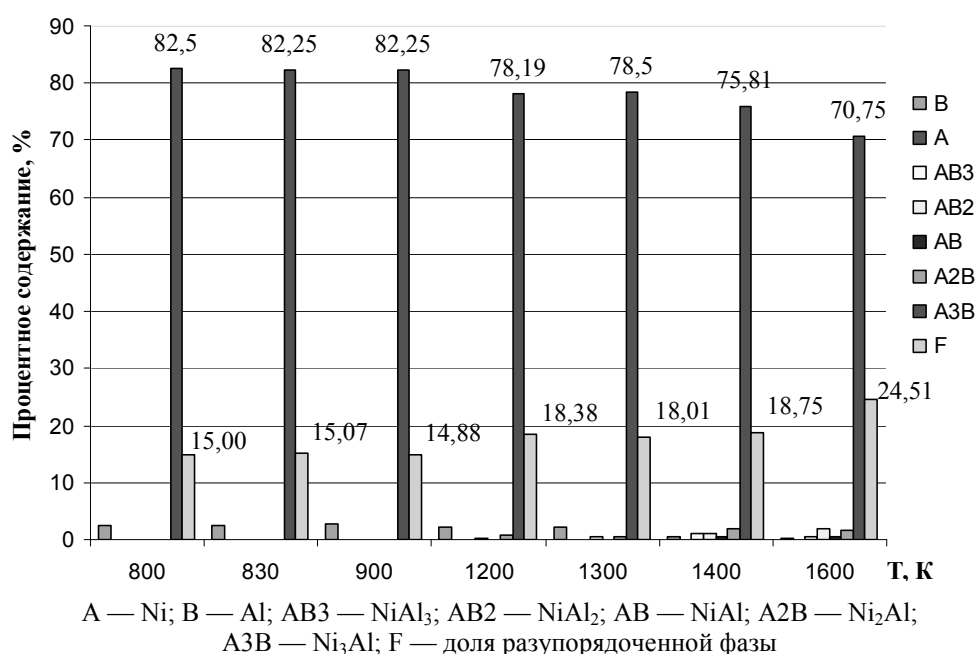


Рисунок 10. Диаграмма изменения процентного содержания фаз от температуры первого типа композита

Как видно из рисунка 10, с ростом температуры возрастает доля разупорядоченной фазы от 15 до 24,51 %. Некоторые флуктуации на графике связаны с тем, что наряду с процессом разупорядочения, за счёт диффузии начинается формирование зародышей упорядоченных фаз.

Таким образом, в результате компьютерного эксперимента было показано, что металлический композит, состоящий из матриц Ni₃Al и прослойки Al, оказывается стабильным в интервале от 0 K до 830 K. При более высоких температурах процесс разрушения композиционного материала происходит более интенсивно.

Начальный фазовый состав композита 2-го типа структуры упаковки атомов представлен на рисунке 11. В центре слоя Ni выделяется ряд, соответствующий фазе чистого Ni. В двух других рядах

атомов Ni ближний порядок, соответствующий определённой сверхструктуре, нарушен, поэтому на рисунке 11 эти ряды идентифицируются как области сверхструктурного разупорядочения.

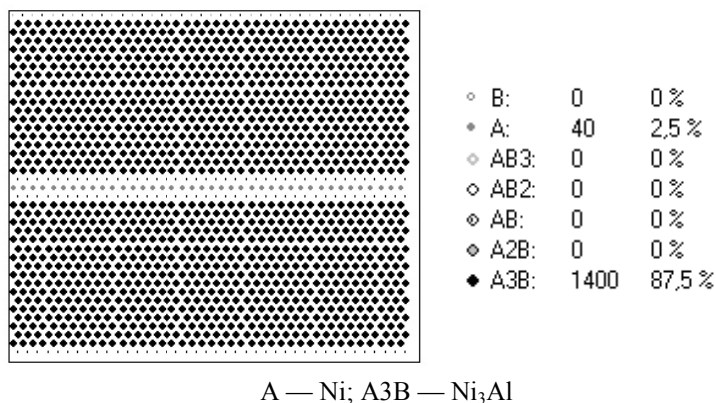


Рисунок 11. Начальный фазовый состав

Вплоть до температуры порядка 1750 К атомная структура исследуемого композиционного материала оказывается стабильной. При температуре 1750 К межфазная граница начинает размываться, как видно из рисунка 12.

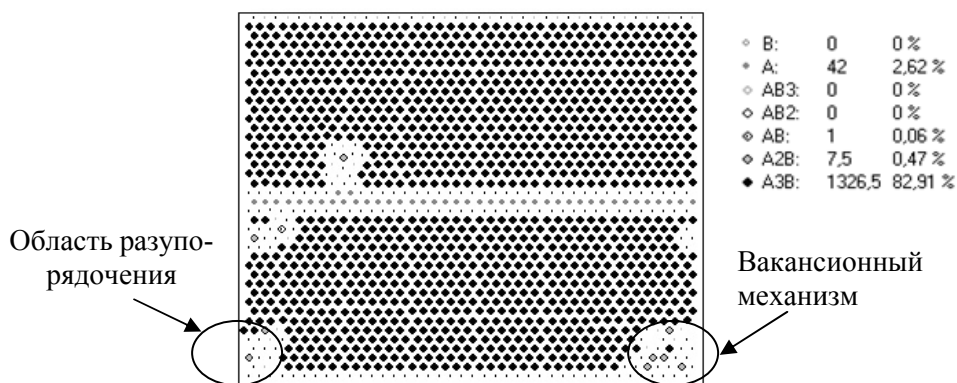


Рисунок 12. Фазовый состав при температуре 1750 К

Разупорядоченная фаза Ni₃Al продвигается в глубь Ni-вой матрицы. Выделяются зародыши фаз NiAl, Ni₂Al. Внутри фазы Ni₃Al наблюдается образование вакансий и смещённого в междоузлие атома. Данный дефект соответствует дефекту Френкеля.

На рисунке 13 показано распределение атомных рядов в ориентациях 0, 60° и 120° при температуре 1750 К.

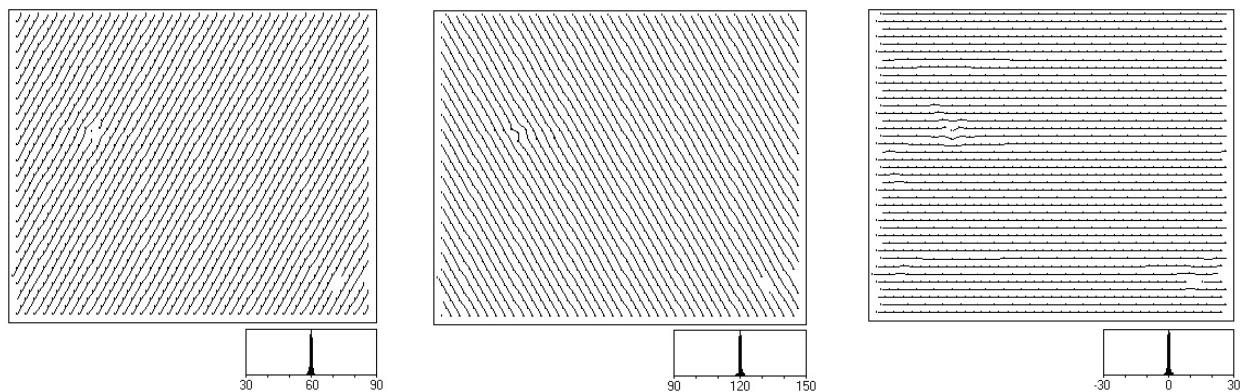


Рисунок 13. Распределение атомных рядов в ориентациях 0, 60° и 120° при температуре 1750 К

Как видно из рисунка 13, структура атомных рядов трансформируется. Внутри фазы Ni_3Al появляются дислокационный диполь вблизи смещённого на междоузлие атома и дислокационная петля в месте образовавшейся вакансии.

При увеличении температуры до 1800 К наблюдается продолжение процесса разупорядочения фазы Ni_3Al . Коэффициент диффузии при данной температуре эксперимента составляет $2,565 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$. В результате термоактивации в одной из частей кристалла Ni_3Al образуется вакансия, в другой части — междоузлие, представляющее собой пару смещённых атомов в подрешётке Ni интерметаллида Ni_3Al .

Динамика смещений атомов при $T = 1800 \text{ К}$ включает кольцевой механизм миграции, пронизывающий фазу Ni_3Al и Ni. Присутствует кольцевой механизм миграции и в структуре кристалла Ni_3Al . Вблизи вакансий и дефектов внедрения действует краудинный механизм миграции атомов. В результате работы всех перечисленных механизмов внутри интерметаллида образуются области разупорядочения. При этом, в отличие от композита, содержащего Al-вую прослойку, межфазная граница в основном сохраняется. Её размытие наблюдается только в отдельной области.

В эксперименте, проведенном при $T = 1850 \text{ К}$, образование дефектов типа «вакансия» и «межузельный атом» не наблюдается. Подобные отклонения могут быть объяснены флуктуационным характером образования точечных дефектов и малым временем выдержки кристалла при импульсном разогреве. В рассматриваемой системе начинают образовываться зародыши и кластеры фазы Ni_2Al . Дислокаций в системе не обнаружено, так как отсутствуют такие точечные дефекты, как вакансии и межузельный атом. Коэффициент диффузии возрастает до величины $5,977 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$.

При температуре эксперимента, составляющей 1900 К, в кристалле вновь обнаруживаются вакансии и межузельный атом, располагающиеся в кристалле Ni_3Al . Коэффициент диффузии при данной температуре эксперимента составляет $7,239 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$.

При температуре 2000 К после охлаждения в структуре прослеживается наличие разориентированных субзерен, что свидетельствует о том, что кристалл был расплавлен в течение 30 пс времени компьютерного эксперимента. Дислокационная структура оказывается чрезвычайно плотной вследствие разбиения кристалла на отдельные субзерна. Картина радиального распределения рядов показывает, что конечная структура оказалась аморфизированной.

На рисунке 14 показана диаграмма изменения процентного содержания фаз от температуры для второго типа структуры композита.

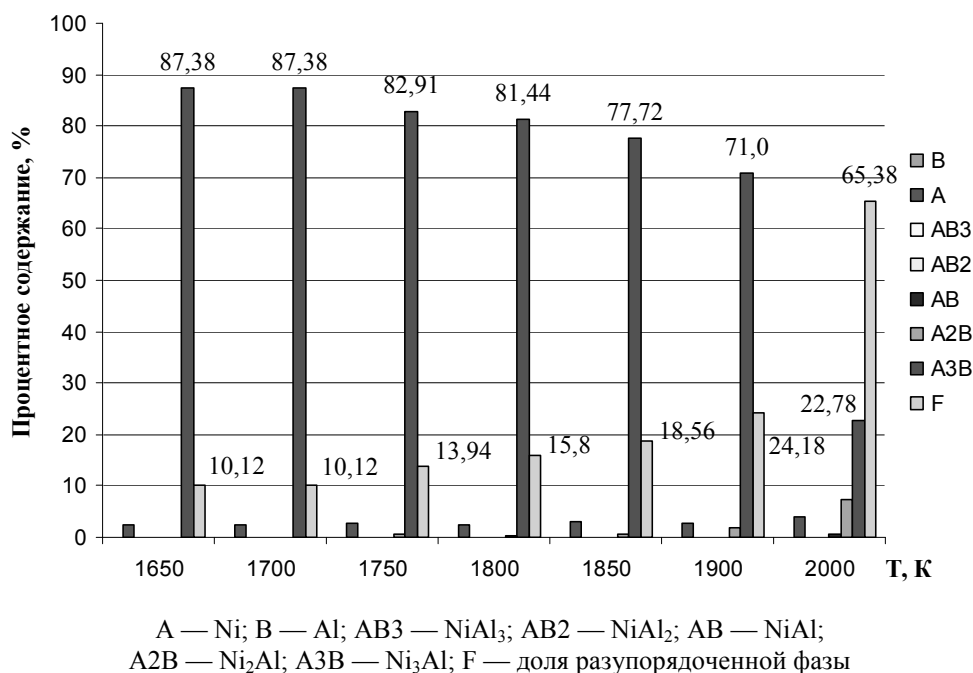


Рисунок 14. Диаграмма изменения процентного содержания фаз от температуры для второго типа композита

Из рисунка 14 видно, что в результате эксперимента наблюдается увеличение доли разупорядоченной фазы при повышении температуры от 10,12 до 65,38 %. Реальная температура плавления системы, известная из экспериментальных данных, значительно меньше температуры компьютерного эксперимента и составляет для интерметаллида Ni_3Al — 1385 °С, для чистого Ni — 1455 °С, Al — 660 °С [9].

В работе компьютерный эксперимент выполнялся в течение малого отрезка времени — 30 пс, при котором процессы перехода кристаллической фазы в расплав не были реализованы.

Таким образом, композит второго типа структуры упаковки атомов в отличие от композита первого типа, оказывается более стабильным. В первом случае разупорядочение наблюдается по межфазной границе, во втором — внутри фазы Ni_3Al . Процесс разупорядочения в первом случае начинается вблизи температуры 830 К, во втором — 1750 К. Во втором случае межфазная граница в основном сохраняется, её размытие наблюдается только в отдельной области.

Список литературы

- 1 Структурно-фазовые состояния и свойства металлических систем / Под общ. ред. А.И.Потекаева. — Томск: Изд-во НТЛ, 2004. — 356 с.
- 2 Старостенков М.Д., Денисова Н.Ф., Полетаев Г.М., Холодова Н.Б., Попова Г.В. Компьютерный эксперимент: его место, методы, проблемы, некоторые достижения в физике твёрдого тела // Вестн. Караганд. ун-та. Сер. Физика. — 2005. — № 4(40). — С. 101–113.
- 3 Полетаев Г.М. Исследование процессов взаимодиффузии в двумерной системе Ni–Al: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Барнаул, 2002. — 186 с.
- 4 Попова Г.В. Стабильность межфазных границ композиционных материалов системы NiAl: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Барнаул, 2006. — 142 с.
- 5 Дёмина И.А. Компьютерное моделирование термоактивируемого фазового превращения «порядок-беспорядок» в упорядочивающихся сплавах со сверхструктурой L1_2 : Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Алматы, 2006. — 159 с.
- 6 Старостенков М.Д., Захаров П.В., Медведев Н.Н., Дёмина И.А., Попова Г.В. Исследование зависимости скорости массопереноса от расстояния между межузельным атомом и дислокацией несоответствия на модельной границе биметалла Ni–Al // Вестн. Караганд. ун-та. Сер. Физика. — 2012. — № 1(65). — С. 40–44.
- 7 Старостенков М.Д., Обидина О.В., Захаров П.В., Маркидонов А.В., Дёмина И.А., Попова Г.В. Кооперативные смещения комплексов атомов на границе раздела биметаллов Ni–Al, Ni–Fe и Pt–Al // Вестн. Караганд. ун-та. Сер. Физика. — 2013. — № 2(70). — С. 11–19.
- 8 Полетаев Г.М. Моделирование методом молекулярной динамики структурно-энергетических превращений в двумерных металлах и сплавах (MD2) / Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2008610486 от 25.01.2008 г.
- 9 Смитлз К.Дж. Металлы: Справочник. — М.: Металлургия, 1980. — 447 с.

М.Д.Старостенков, И.А.Дёмина, Г.В.Попова, Н.Ф.Денисова, М.Г.Емельянова

Компьютерлік үлгілеу әдісімен Ni–Al жүйенің нанокристалдық композициялық материалдарында фазааралық шекарада тұрақтылықты зерттеу

Мақалада Ni–Al жүйенің екі өлшемді композиттерінің құрылымы молекулярлық динамика әдісімен зерттелген. Материалдың соңғы құрылымы анықталған визуализаторлар жиыны көмегімен анықталды: фазалық құрамның талдауы, тығыз буылған атомдық қатарлардың алуан түрлі бұрыштағы суреті, кейінгі атомдық жылжытулардың алғашқы конфигурациясы, екі бағыттағы диффузиялық коэффициенттің өзгеруі. Екінші типті атомдардың буылған құрылымының композиті бірінші типтен тұрақтылау екендігі көрсетілген. Бірінші жағдайда реттеу тәртібінің бұзылуы фазааралық шекарада, ал екінші жағдайда Ni_3Al фазаның ішінде байқалады. Реттеу тәртібінің бұзылу үрдісі басталуының температуралық аралықтары айқындалды.

M.D.Starostenkov, I.A.Dyemina, G.V.Popova, N.F.Denisova, M.G.Emel'yanova

Research of stability of interphase borders in nanocrystal composite materials of Ni–Al system the method of computer modelling

The real work is devoted to research by a method of molecular dynamics of structure of two-dimensional composites of Ni–Al system. The final structure of a material is investigated by means of a certain set of visualizers: the analysis of phase structure, picture of densely packed nuclear ranks at different corners, an initial configuration with the subsequent nuclear shifts, change of coefficient of diffusion in two orientations. It is shown that the composite of the second type of structure of packing of atoms unlike a composite of the first type of structure of packing of atoms appears stabler. In the first case the disordering is observed on interphase border, in the second case in the phase Ni₃Al. Temperature intervals of the beginning of process of a disordering are revealed.

References

- 1 *Structural and phase states and properties of metallic systems*, Ed. by A.I.Potekaev, Tomsk: NTL, 2004, 356 p.
- 2 Starostenkov M.D., Denisova N.F., Poletaev G.M., Kholodova N.B., Popova G.V. *Bulletin of Karaganda University, Ser. Physics*, 2005, 4(40), p. 101–114.
- 3 Poletaev G.M. *Research of mutual diffusion processes in two-dimensional system Ni-Al*, Dis. on competition of degree of the candidate of phys.-math. sciences, Barnaul, 2002, 186 p.
- 4 Popova G.V. *The stability of interfaces of composite materials of Ni-Al*, Dis. on competition of degree of the candidate of phys.-math. sciences, Barnaul, 2006, 202 p.
- 5 Dyomina I.A. *Computer modeling of thermally activated phase transformation «order-disorder» in ordered alloys with a superstructure L1₂*, Dis. on competition of degree of the candidate of phys.-math. sciences, Almaty, 2006, 159 p.
- 6 Starostenkov M.D., Zakharov P.V., Medvedev N.N., Dyemina I.A., Popova G.V. *Bulletin of Karaganda University, Ser. Physics*, 2012, 1(65), p. 40–44.
- 7 Starostenkov M.D., Obidina O.V., Zakharov P.V., Markidonov A.V., Dyemina I.A., Popova G.V. *Bulletin of Karaganda University, Ser. Physics*, 2013, 2(70), p. 11–19.
- 8 Poletaev G.M. *Molecular dynamics simulations of structural and energy transformations in two-dimensional metals and alloys (MD2)*, Certificate of state. registration of the computer number 2008610486 from 25.01.2008.
- 9 Smitlz C.J. *Metals*, Handbook, Moscow: Metallurgiya, 1980, 447 p.

ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

УДК 621.165+620.19

Д.А.Амирбеков, К.К.Кусаиынов

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова
(E-mail: amirdos@mail.ru)*

Кавитационный износ лопаток паровых турбин Т-100/120-130

В статье рассмотрены процессы износа лопаток турбин типа Т-100/120-130, причины аварий турбин в процессе работы, а также характер износа лопаток в зоне фазового перехода ротора среднего давления. Приведено объяснение возможной причины возникновения кавитационного износа, которая влияет на прочность и долговечность конструктивных элементов проточной части паровых турбин. Предложены возможные меры борьбы с коррозией.

Ключевые слова: турбина, лопатки, кавитация, износ, коррозия, усталость.

Введение

Теплоэлектроцентральный представляет собой крупное промышленное предприятие, продукцией которого являются электрическая и тепловая энергии, отпускаемые потребителю в виде горячей воды или пара требуемых параметров. Паровая турбина представляет собой элемент турбоагрегата, приводящий электрический генератор, преобразующий механическую энергию вращения вала турбоагрегата в электрическую энергию и — одновременно — источник пара для теплового потребителя. Поэтому отказ турбины из-за аварии автоматически означает невыполнение электростанцией планов по выработке электроэнергии и тепла и серьезное ухудшение ее экономических показателей.

Действительно, электростанция, как всякое промышленное предприятие, имеет планы выработки электроэнергии и тепла, установленные на основе оптимизации работы энергохозяйства района в целом. Недовыработка плановой энергии конкретной электростанцией означает, что в лучшем случае эта энергия будет выработана другими электростанциями, имеющими худшие экономические показатели, чем та, на которой произошла авария. Поэтому, если авария произошла по вине персонала электростанции, последняя понесет убытки, связанные с удорожанием электроэнергии из-за подключения источников энергии с меньшей экономичностью.

Кроме того, исключение из работы части оборудования электростанции неизбежно приводит к удорожанию производства энергии из-за уменьшения коэффициента использования оборудования, так как при тех же капиталовложениях энергии вырабатывается меньше.

Состояние проблемы

Проточная часть представляет наиболее дорогую и уязвимую часть паровой турбины. Основными деталями проточной части любой турбины являются стальные лопатки, приводящие в движение ротор за счет движения среды, а именно за счет давления пара. Наиболее частыми причинами аварий рабочих лопаток являются:

1) усталость материала, вызванная вибрацией, приводящая к зарождению трещин усталости, их росту и последующему хрупкому разрушению;

- 2) коррозионная усталость — усталость в коррозионно-активных средах, характерная для зон фазового перехода, где действуют механизмы концентрирования растворов высокой агрессивности;
- 3) капельная эрозия, приводящая к износу рабочих лопаток, появлению концентрации напряжений и снижению их конструкционной прочности;
- 4) абразивный износ рабочих и сопловых лопаток первых ступеней цилиндров, в которые поступает пар из котла;
- 5) отрыв рабочих лопаток, вызванный чрезмерными центробежными силами;
- 6) излом рабочих лопаток, вызванный чрезмерными изгибающими напряжениями в них;
- 7) разрушения хвостовиков и связей (бандажей и проволок).

Элементы турбин, работающих на влажном паре, подвергаются непрерывному воздействию капель или струй жидкости, вследствие которых возможен износ (эрозия) поверхностей лопаток, дисков, диафрагм, обойм, корпусов и других деталей.

Актуальность проблемы

Рабочие лопатки паровых турбин в настоящее время в большей мере выбрасываются и заменяются на новые при капитальном ремонте. Восстановление лопаток турбин и продление их срока службы еще не развито в полной мере. Учитывая высокую стоимость одной лопатки и большое число лопаток, работающих по сей день, вопрос восстановления имеет большое значение.

В настоящее время выпускаемые серийно лопатки изготавливаются из коррозионно-стойких жаропрочных сталей 20Х13-Ш и 15Х11МФ-Ш мартенситного класса либо из титановых сплавов типа BT-6 и TC5, последние в основном используются на турбинах, спроектированных для АЭС.

Причиной эрозии лопаток турбин типа Т-100/120-130 в зоне фазового перехода РСД, последних ступеней РНД с лопатками наибольшей длины является удар капель воды с относительно высокой скоростью. Присутствие воды объясняется тем, что пар расширяется в турбине, пока не станет влажным. В свою очередь невлажный пар вызывает повреждения, а капли воды вырываются из скопления воды на направляющих лопатках и на корпусе. Но при кавитационной эрозии капли жидкости представляют собой двухкомпонентную систему из жидкости и пара. Анализ условий, в которых находятся отдельные элементы оборудования, показывает, что наиболее характерными видами эрозии являются:

- 1) ударное воздействие капель; 2) кавитационная эрозия; 3) щелевая эрозия.

В реальных же условиях эксплуатации перечисленные выше виды эрозии взаимосвязаны друг с другом и действуют одновременно. Ниже приведена схема, в которой классифицированы виды эрозионного разрушения материалов (рис. 1) [1].



Рисунок 1. Схема классификации видов эрозионного разрушения материалов

Кавитация как термин был введен в 1894 году британским инженером Р. Фрудом. Кавитация (от лат. *cavitas* — пустота) — процесс парообразования и последующей конденсации пузырьков воздуха в потоке жидкости, сопровождающийся шумом и гидравлическими ударами, образования в жидкости полостей (кавитационных пузырьков, или каверн), заполненных паром самой жидкости, в которой они возникают [2].

Кавитация возникает в результате местного понижения давления в жидкости, которое может происходить либо при увеличении её скорости (гидродинамическая кавитация), либо при прохождении акустической волны большой интенсивности во время полупериода разрежения (акустическая кавитация); существуют и другие причины возникновения эффекта. Перемещаясь с потоком в область с более высоким давлением или во время полупериода сжатия, кавитационный пузырёк «схлопывается», излучая при этом ударную волну.

Механизм капельной эрозии нельзя считать полностью выясненным. По существующим сегодня представлениям «виновником» эрозии являются удары капель о поверхность металла, при которых в течение короткого времени (порядка 0,001 мкс) возникает импульс давления, которое в первом приближении можно оценить по формуле

$$\Delta p = p_k \cdot a_* \cdot w_k, \quad (1)$$

где p_k — плотность жидкости в капле; a_* — скорость распространения звука в жидкости; w_k — скорость соударения.

Если принять $p_k = 1000$ кг/м, $a_* = 1400$ м/с, $w_k = 300$ м/с, то $\Delta p = 420$ МПа. При таких местных циклических воздействиях в материале возникают волны напряжений, распространяющиеся и взаимодействующие между собой, отражающиеся от границ профиля и т.д. В результате на поверхности возникают трещины усталости, являющиеся началом эрозионного разрушения.

Характерный пример эрозии рабочих лопаток 18 ступени РСД турбоагрегата ст. № 3 Карагандинской ТЭЦ-3 представлен на рисунке 2. Для лучшей контрастности дефектов был применен метод капиллярной дефектоскопии. Эта ступень находится в зоне фазового перехода. В этой зоне пар конденсируется, и, в свою очередь, есть предпосылки для возникновения кавитационной эрозии.

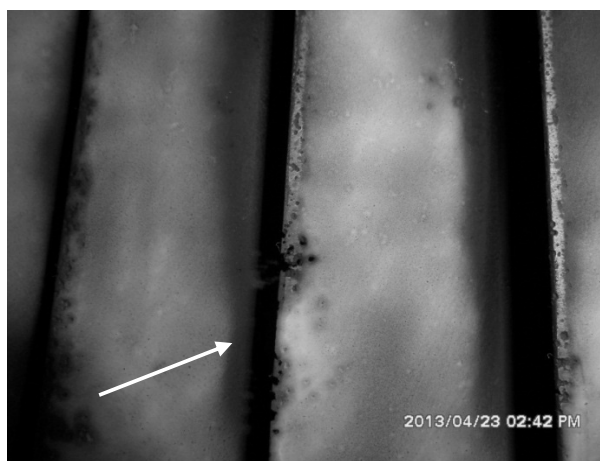


Рисунок 2. Эрозионный износ лопаток 18 ступени РСД т/а Т-100/120-130

Из формы дефектов можно предположить, что они возникли именно от воздействия в большей степени кавитации, так как видны кратеры в дефектах. В ходе исследования металла обнаружены местные отрывания основного металла от воздействия такого вида коррозии.

От воздействия коррозии и местных деформаций, а также вибрации произошло хрупкое разрушение нескольких лопаток 22 ступени РСД (рис. 3), что привело к аварийной остановке турбоагрегата ст. № 3 Карагандинской ТЭЦ-3.

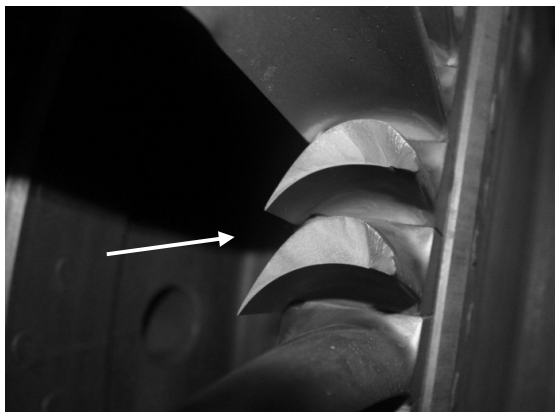


Рисунок 3. Хрупкое разрушение лопаток 22 ступени РСД т/а Т-100/120-130



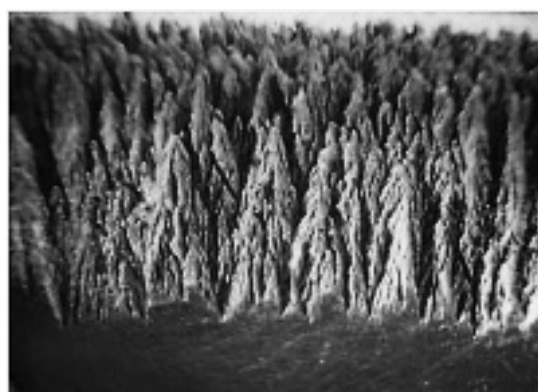
Рисунок 4. Общий вид разрушения лопаток 22 ступени РСД т/а Т-100/120-130

Общий вид разрушения лопаток 22 ступени представлен на рисунке 4. Разрушение лопаток принесло колоссальные экономические потери вследствие простоя турбоагрегата.

Воздействие капель на поверхность лопаток имеют определенную форму (рис. 5). Из рисунка отчетливо виден характер воздействия капель, соответственно, можно предположить, что ударное воздействие капель происходит в определенной последовательности (прямолинейно).



Рисунок 5. Ударное воздействие капель на поверхность лопаток 22 ступени РСД



×40

Рисунок 6. Внешний вид эродированной поверхности лопаток турбин

Результаты исследований с помощью растровой микроскопии показали, что эродированная поверхность представляет собой набор повторяющихся элементов пирамидального типа (рис. 6). Наиболее вероятное расстояние между соседними вершинами элементов составило в среднем 550 мкм. Вершины пирамид имели винтовое строение. В центре вершины чаще всего имелся кратер [3–7]. Исследователи предполагают, что материал делится на мезообъемы. В основании элементов пирамидального типа образуются микротрещины, которые, возможно, и образуют основные трещины, приводящие к разрушению основного материала.

При скоростях соударения 150–600 м/с, вызывающих эрозию рабочих лопаток паровых турбин, расчетное давление составляет 25–95 МПа. Предел текучести для рабочих лопаток, определенных в статических условиях, равен 68–80 МПа. Известно, что при высоких скоростях нагружения предел текучести повышается. Поэтому сравнение значений предела текучести и импульсного давления не позволяет сделать вывод о возможном повреждении материала при ударе одиночной капли [8]. Исследования показали, что при слиянии двух растекающихся по плоскости капель в месте контакта образуются микроструи, скорость которых в несколько раз превышает скорости радиального растекания исходных капель. Некоторыми исследователями отмечается, что эти обладающие большой скоростью микроструи могут сглаживать шероховатости на эродирующей поверхности. Близкий характер разрушений поверхности при капельной эрозии и кавитации послужил основанием гипотезы

о ведущей роли кавитационных явлений в ходе эрозионного разрушения лопаток паровых турбин каплями конденсата.

Предполагается, что при малых скоростях и больших диаметрах капель преобладает кавитационный механизм разрушения. Иначе трудно объяснить причины разрушения материалов повторяющимися ударами капель при скоростях 10–20 м/с. При больших скоростях соударения (несколько сот метров в секунду) сила удара капли настолько велика, что повреждение происходит при одном ударе и размер повреждения соизмерим с диаметром ударяющей капли.

Для борьбы с износом рабочих лопаток принимают активные и пассивные меры.

Активные меры:

- уменьшение влажности перед цилиндром низкого давления;
- снижение фактической влажности на входе в ступень;
- снижение содержания влаги в самой ступени;
- химический контроль среды;
- выбор рациональных режимов эксплуатации турбин и программ регулировки энергоблоков.

Пассивные меры:

- применение для изготовления лопаток более эрозионно-устойчивых материалов;
- наплавка (легирование) на входные кромки лопаток износостойких материалов на основе Со, типа стеллит;
- применение защитных покрытий.

Пассивные меры в большинстве случаев применяются при изготовлении или эксплуатации новых лопаток. Соответственно, при ремонтных компаниях основной задачей является решение проблемы восстановления лопаток турбин, находящихся уже в изношенном состоянии. Разработка технологии восстановления и упрочнения лопаток турбин является предметом самостоятельной публикации и в настоящей работе не приводится.

Заключение

Дальнейшее изучение зависимости износа лопаток паровых турбин от влияния кавитации позволит сократить материальные издержки при эксплуатации паровых турбин Карагандинской ТЭЦ-3, а также ряда других тепловых электростанций Республики Казахстан и перейти к научно обоснованным методам организации процесса эксплуатации, работ по реконструкции и модернизации оборудования.

Список литературы

- 1 Энгель-Крон И.В. Ремонт паровых турбин. — М.: Энергоиздат, 1981. — 186 с.
- 2 Фадеев И.П. Эрозия влажнопаровых турбин. — Л.: Машиностроение (Ленингр. отд-ние), 1974. — 208 с.
- 3 Шубенко А.Л., Ковальский А.Э. Кинетическая модель каплеударной эрозии рабочих лопаточных аппаратов паровых турбин // Энергетика и транспорт. — 1989. — № 5. — С. 23–29.
- 4 Скотникова М.А., Касторский Д.А., Строкина Т.И. Структурные превращения в металлах при скоростном резании // Вопросы материаловедения. — 2002. — Вып. 1 (29). — С. 199–215.
- 5 Skotnikova M.A., Zubarev Yu.M., Chizhik T.A., Tsybulina I.N. Structural-Phase Transformation In Metal of Blades of Steam Turbines From Alloy BT6 After Technological Treatment//Proceeding of the «10th World Conference on Titanium», 2003. — Hamburg, Germany, 2004. — Vol. 5. — P. 2991–2999.
- 6 Skotnikova M.A., Martynov M.A., Ushkov S.S., Kastorski D.A. Structural-Phase Transformation In Titanium Alloys at High-Speed Mechanical Effect // Proceeding of the «10th World Conference On Titanium» 13–18 Jules, 2003, Hamburg, Germany, 2004. — Vol. 2. — P. 831–838.
- 7 Skotnikova M.A., Strokina T.I., Krylov N.A., Mesherykov Yu., Divakov A. Formation of Rotation in Titanium Alloys at Shock Loading // Proceeding of the Conference of the American Physical Society. Topical Group on «Shock Compression of Condensed Matter» held in Portland, Oregon, 20–25 July, 2003, New York, 2004. — P. 609–612.
- 8 Речистер В.Д. Дефектация судовых турбинных установок. — М.: Транспорт, 1970. — 256 с.

Д.А.Әмірбеков, Қ.Қ.Құсайынов

Т-100/120-130 турбина күрекшелерінің кавитациядан тозуы

Мақалада Т-100/120-130 турбина күрекшелерінің тозу процесі зерттелген. Турбинаның жұмыс істеу кезіндегі апаттар себептері, орташа қысым роторларындағы фазалы аймағында күрекшелерінің тозуы қарастырылған. Бу турбинасының құрылымдарының ұзақ жұмыс істеуіне және беріктілігіне әсер ететін кавитациялық тозуыдың себептерін түсіндіруі келтірілген. Коррозияға қарсы мүмкін шаралар ұсынылған.

D.A.Amirbekov, K.K.Kussaiynov

Cavitation wear of steam turbine blades T-100/120-130

This article examines the process of wear of turbine blades type T-100/120-130. The causes of accidents turbines in operation. Examined the nature of the wear of the blades in the region of the phase transition medium pressure rotor. An explanation of the possible causes of cavitation that affects the strength and durability of structural elements of the flow of steam turbines. The possible measures against corrosion.

References

- 1 Engel-Kron I.V. *Repair of steam turbines*, Moscow: Energoizdat, 1981, p. 186.
- 2 Fadeev I.P. *Erosion wet steam turbines*, Leningrad: Mashinostroenie (Leningrad office), 1974, p. 208.
- 3 Shubenko A.L., Kovalskiy A.E. *Energy and Transport*, 1989, 5, p. 23–29.
- 4 Skotnikova M.A., Kastorskiy D.A., Strokina T.I. *Problems of Materials science*, 2002, 1 (29), p. 199–215.
- 5 Skotnikova M.A., Zubarev Y.M., Chizhik T.A., Tsybulina I.N. *Proceeding of the «10th World Conference on Titanium»*, 2003, Hamburg, Germany, 2004, 5, p. 2991–2999.
- 6 Skotnikova M.A., Martynov M.A., Ushkov S.S., Kastorskiy D.A. *Proceeding of the «10th World Conference On Titanium»* 13–18 Jules 2003, Hamburg, Germany, 2004, 2, p. 831–838.
- 7 Skotnikova M.A., Strokina T.I., Krylov N.A., Mesherykov Yu., Divakov A. *Proceeding of the Conference of the American Physical Society. Topical Group on «Shock Compression of Condensed Matter»* held in Portland, Oregon, 20–25 Jules, 2003, New York, 2004, p. 609–612.
- 8 Rechister V.D. *Defectation marine turbine sets*, Moscow: Transport, 1970, p. 256.

Қ.Құсайынов, Г.М.Шаймерденова, Г.К.Алпысова,
Н.Қ.Танашева, А.Ж.Тілеубергенова

*Е.А. Бөкетов атындағы Қарағанды мемлекеттік университеті
(E-mail: shymkent.a7@mail.ru)*

Сулы-көмірлі сұйық отынды жағуды тәжірибелік стендте зерттеу

Мақалада сулы-көмірлі сұйық отынды жағу кезіндегі отынның жану үрдісі барысының зерттеу нәтижелері ұсынылған. Зерттеу объектісі ретінде Шұбаркөл кен орнының көмірі мен одан алынған сулы-көмірлі сұйық отын қарастырылды. Отынның жану температурасының газдың жану температурасына тәуелділігі келтірілді. Жану пәрменділігін анықтау үшін өлшегіш аспап көмегімен сұйық отынның жану температурасы анықталды. Оңтайлы реагент-пластификаторды сулы-көмірлі сұйық отындағы үлестік құрамы анықталды — көмір:пластификатор:су = 60:1:39 %. Алынған сулы-көмірлі отынды жағу процесін зерттеу үшін эксперименталдық қондырғы жасалды.

Кілт сөздер: сулы-көмірлі сұйық отын, реагент-пластификатор, газды форсунка, факелді жағу, қайнаған қабатта жағу, жану камерасы, жану температурасы.

Энергетика саласы бүгінде әлемдік өркениеттің мыңызды қозғаушы күшіне айналып отыр. Адамзаттың ХХІ ғасырдағы тұрақты әлеуметтік-экономикалық дамуын қамтамасыз етуде және энергетикалық сұраныстарын қанағаттандыруда сұйық отын айтарлықтай үлес қосуға тиіс. Әлемдік тәжірибе көрсетіп отырғанындай, сулы-көмірлі сұйық отынды қолдану арқылы жақын және алыс болашақта энергетикалық мәселелерді шешуге болатын сияқты. Алып қорлары барына қарамастан, уақыт өте келе көмірсутегі энергия тасымалдағыштарының сарқыла бастайтыны, сондай-ақ парникті шығындыларды шектеу мен қоршаған ортаны қорғау бойынша халықаралық стандарттарды сақтауға байланысты экологиялық құрамдас бөліктері де соған итермелейді [1].

Қазіргі заманғы жылуэнергетиканың дамуы мұнай өңдеу өндірісінде бағалы шикізат болып табылатын, қымбат сұйық отынның қолдану үлесінің шектелуімен және қатты отынның қолданылуының ұлғаюымен сипатталады. Қатты отын өндірісінің артуы салдарынан жоғары сапалы көмір аймақтарының қоры азаяды. Сонымен қатар шахталық тәсілмен өндірілетін қатты отынның сапасының нашарлауы байқалады. Ашық әдіспен өндірілетін қуатты көмірді дайындау үшін, оны энергия қондырғылары мен басқа да отынды қолдану құрылғыларында пайдалану кейбір қиындықтарды тудырады. Яғни ол жоғарғы баға мен отынды дайындау кезіндегі энергия мөлшерінің артуы болып табылады.

Сондықтан отын ретінде сулы-көмірлі сұйық қоспаны қолдану бүгінгі таңның жетістігі болып есептеледі. Сонымен қатар сулы-көмірлі сұйық отын барлық сұйық отынның технологиялық қасиеттеріне ие: пойыз жол және автоцистерналарда, танкерлер мен құймалы заттарда құбыр өткізгіш арқылы тасымалданады; жабық резервуарларда сақталады; ұзақ сақтау мен тасымалдау кезінде өзінің қасиетін сақтайды.

Сұйық отын — табиғи отындарды энергетикалық қондырғыларда жағудың экологиялық көрсеткіштерін жақсартатын, энергетикалық отынның жаңа түрі. Сулы-көмірлі сұйық отын өте ұсақталған көмір, су және реагент-пластификатордан тұратын дисперсті қоспа болып табылады. Сонымен бірге сулы-көмірлі сұйық отын құрамына суспензия тұрақтылығын, тұтқырлығын және тағы басқа қасиетін өзгертетін әр түрлі қосымша қоспалар қосылады. Мазут, газ және көмірді жағатын энергетикалық қондырғылар сұйық отынды суспензиямен алмастырыла алады. Сұйық отынның негізгі ерекшеліктері мазут және газбен салыстырғанда отындық шығындарының аз болуы, қоршаған ортаға шығарылатын зиянды заттардың үлесінің кемуі, бірінші кезекте үлесінің аз болуы және көмірді сұйық түрде пайдаланудың технологиялық тиімділігінде [2].

Сулы-көмірлі сұйық отын келесідей артықшылықтармен сипатталады.

1. Экологиялық: қолдану және тасымалдауда, өндірістің барлық сатысында қоршаған ортаға қауіпсіз; азот оксидінің, шанның, бензапирен, күкірт оксидінің, басқада зиянды заттардың атмосфераға шығарылуын 1,5–3,5 есе төмендетеді; жану кезінде түзілетін ұшқын күлдің эффективті қолдануын қамтамасыз етеді.

2. Технологиялық: сұйық отынға ұқсас және жылуруттегіш қондырғыны сулы-көмірлі сұйық отынды жағуға ауыстыру кезінде қазандық (агрегат) құрылымын өзгертуді қажет етпейді; ошақта қатты отынды қабаттап жағуға, камералы ошақта шаңкөмірлі және сұйық отынды жағу мүмкін; жағу кезіндегі қайнау қалыңдығы отынның жану және берілу, қабылдау үрдісін жеңіл механикаландыруға және автоматтандыруға мүмкіндік береді; 950–10500 °С температура кезіндегі құйынды жағу технологиясы 97 %-дан жоғары (көмірді қабаттап жағу кезінде берілген шама 60 %-дан төмендемейді) отынды қолдану тиімділігіне кепілдік береді.

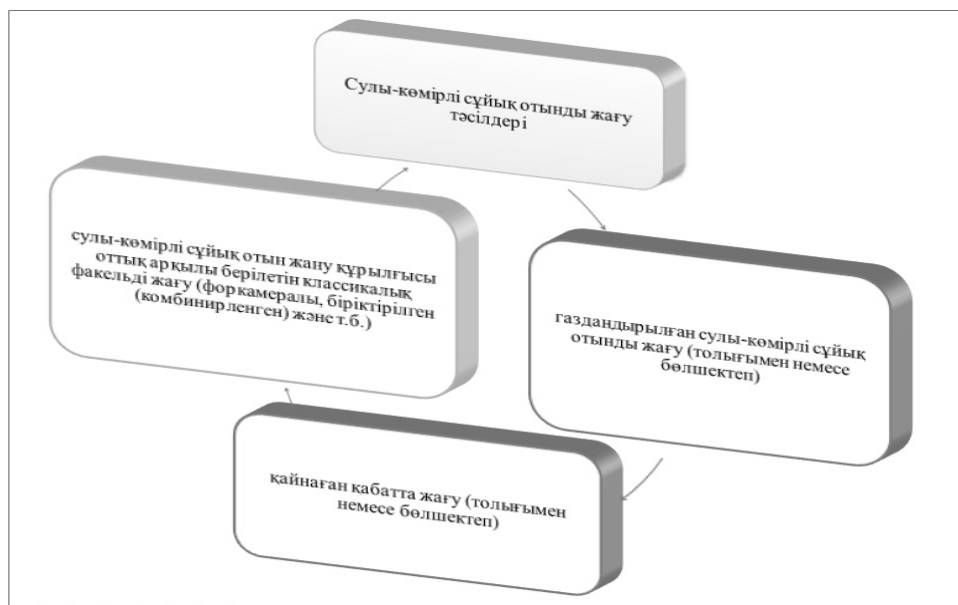
3. Экономикалық: 1 т шартты отынның (ш.о.) құнын 2–3 есе және одан да көп есе төмендетеді; сақтау, тасымалдау, жағу кездерінде эксплуатациялық шығындарды 30 %-ға қысқартады; жылу электр орталығы мен су электр станциясында табиғи газ бен мазутты жағудан сулы-көмірлі сұйық отынға ауысу кезінде қаржы шығынын 3 есе төмендеуін қамтамасыз етеді; сулы-көмірлі сұйық отынды енгізу кезінде өтімділік шығыны 1–2,5 жылды құрайды [3].

Сулы-көмірлі сұйық отынды газды-мазутты және көмір қазандықтарында жағу негізгі ерекшелігі болып табылады. Бүгінгі таңда сулы-көмірлі сұйық отынды жағу үшін 10-нан астам булы және суызыдырғыш қазандық типтері жасалған. Осы типтес қазандық түрлеріне: ДЕ, КЕ, ДКВР, БКЗ-50-40ГМ, БКЗ-35-40-ГМ, БКЗ-75-40ГМ және тағы басқалары жатады. Көбінесе жағудың факельдік және құйынды түрлері қолданылады.

Қазандық маркасына байланысты нақты жағдайда форсунканы газды-мазутты оттыққа ауыстыру жолымен жағуға да болады. Осылай жасалған өзгеріс құйынды жағуға мүмкіндік береді, яғни жану мен ыстық өнім есебінен тұтанудың тұрақтануы жүреді. Пайдалы әсер коэффициенті ұлғаяды.

Факельдік жағу кезінде сулы-көмірлі сұйық отынды жағудың бір сатылы қайнаған қабатта жағу — төмен қуатты қазандықтарда бастапқы көмір қасиетінен сулы-көмірлі сұйық отынды жағудың эффективтілігінің тәуелділігін төмендетуге мүмкіндік жасауға болады.

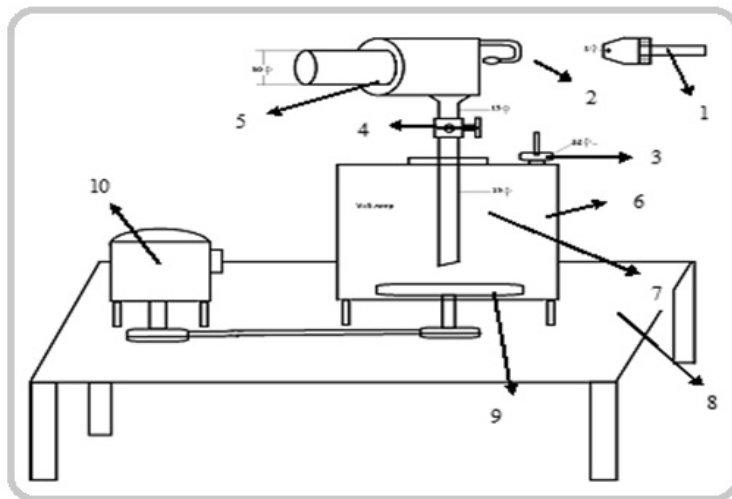
Сулы-көмірлі сұйық отынды жағудың негізгі болып табылатын үш түрлі жағу тәсілдері 1-суретте көрсетілген.



1-сурет. Сулы-көмірлі сұйық отынды жағудың негізгі әдістері

Профессор Ж.С. Ақылбаев атындағы инженерлік жылу физикасы кафедрасының гидродинамика және жылуалмасу зертханасында көмірді жағу үшін келесідей тәжірибелік қондырғы жинақталды. Тәжірибелік қондырғы стенді 2-суретте келтірілген.

Алынған сулы-көмірлі сұйық отынды жағу үрдісін зерттеу мақсатында келесідей бөліктерден тұратын қондырғы жинақталды; газды форсунка, сұйық отынды бүркуге арналған форсунка, ауа үшін сопло, шүмек (кран), жану камерасы, сулы-көмірлі сұйық отын үшін бак, сулы-көмірлі сұйық отынды беруге арналған түтікше, үстел, араластырғыш, қозғалтқыш.



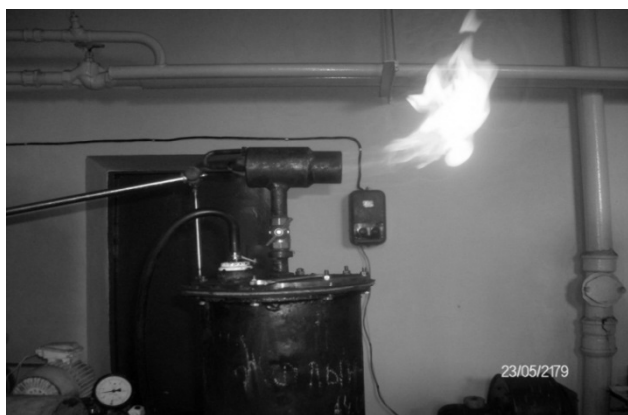
- 1 — газды форсунка; 2 — сұйық отынды бүркуге арналған форсунка; 3 — ауа үшін сопло;
4 — шүмек (кран); 5 — жану камерасы; 6 — сулы-көмірлі сұйық отын үшін бак;
7 — сулы-көмірлі сұйық отынды беруге арналған түтікше; 8 — үстел;
9 — араластырғыш; 10 — қозғалтқыш

2-сурет. Сулы-көмірлі сұйық отынның тұрақты жануын қамтамасыз ету үшін жасалған қондырғы

Қондырғының жұмыс істеу тәртібі; отын ретінде алынған сулы-көмірлі сұйық отын бакқа қарай бағытталады. Содан кейін газ баллонды қосамыз, газ форсункасын жағамыз. Газ форсункасының көмегімен жану камерасын және сұйық отынды бүркуге арналған форсунканы қыздырамыз.

Суспензияның жақсы берілуі үшін араластырғышты қосамыз, ол сулы-көмірлі сұйық отынды беруге арналған бакқа орнатылған. Форсунка мен жану камерасындағы керекті температураға жеткеннен кейін, компрессор көмегімен сулы-көмірлі сұйық отынды бакқа жібереміз. Одан кейін сулы-көмірлі сұйық отын түтікшеге түседі, яғни ол отынды айдау үшін. Сулы-көмірлі сұйық отын көтерілгеннен кейін, түтікшеге бекітілген шүмекті ашамыз, отын форсунка арқылы жану камерасына бүркеліп шашыратылады. Осы сәтте сулы-көмірлі сұйық отынның жану үрдісі байқалады.

Келесі суретте газды қосқан кездегі тұтану фототүсірілімі көрсетілген.



3-сурет. Газды форсункадан тұтану фототүсірілімі

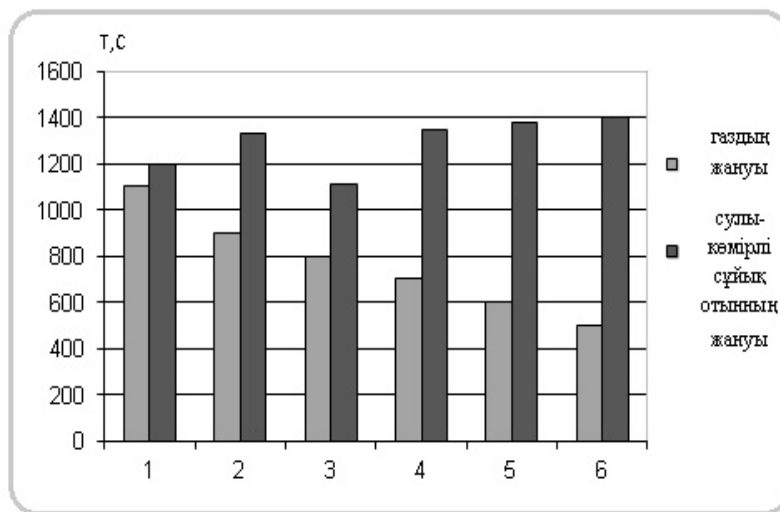


4-сурет. Сулы-көмірлі сұйық отынның жану үрдісінің фототүсірілімі

Бұл 3-суреттен көріп тұрғандай, жалын өте әлсіз. Үзіліссіз жануды қамтамасыз ету үшін баяулап газдың берілуін азайтамыз, осы кезде өзіндік жану үрдісі жүреді. Отынның жану фототүсірілімі 4-суретте көрсетілген.

Суретте отынның жану үрдісі қалай жүретіні көрсетілген. Отынның жануы газдың жануымен салыстырғанда бірнеше есе қарқынды түрде жүреді.

Келесі 5-суретте отынның жану температурасының газдың жану температурасына тәуелділік диаграммасы келтірілген.



5-сурет. Отынның жану температурасының газдың жану температурасына тәуелділік диаграммасы

Жану пәрменділігін анықтау үшін өлшегіш аспап көмегімен сұйық отынның жану температурасын анықтаймыз. Диаграммада көрсетілгендей, жалынның бастапқы температурасы 1100°C , форсунка шумегін ашқаннан кейін отынның жану температурасы $1200\text{--}1300^{\circ}\text{C}$ дейін жоғарылады. Ал отынның жоғарғы жану температурасы 1400°C -ға жетті.

Жүргізілген тәжірибе негізінде келесідей тұжырым жасауға болады:

Біріншіден, оңтайлы реагент-пластификаторды сулы-көмірлі сұйық отынға үлестік құрамы — көмір:пластификатор:су = 60:1:39 % қосу кезінде 10 тәуліктен көп тұрақтылыққа ие гумат натрийі болып табылады.

Екіншіден, алынған сұйық отынды жағуға арналған 10 қондырғы элементтерінен тұратын қондырғы жасалды, ал зерттеу жүргізу барысында отынның жоғарғы жану температурасы $1300\text{--}1400^{\circ}\text{C}$ -қа дейін жетті.

Үшіншіден, зерттеу жұмысының осы алынған нәтижелері Шұбаркөл көмірінің қалдықтарынан сулы-көмірлі сұйық отынды алу үшін электрогидроимпульстік технологияны жасау мен одан әрі өндіру кезінде қолданылатын болады.

Әдебиеттер тізімі

- 1 Фальбе Ю.М. Химические вещества из угля. — М.: Химия, 1984.
- 2 Папин А.В. Угольные шламы — потенциальные ресурсы Кузбасса: Материалы межрегион. науч.-практ. конф. «Финансово-экономическая самодостаточность регионов». — Кемерово, 2003. — С. 258.
- 3 Құсайынов Қ.Қ., Алпысова Г.К., Дүйсенбаева М.С. Шұбаркөл көмірінің беттік құрылымына соққы толқындарының әсері: «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент»: Материалы 8-й Междунар. науч. конф., посвящ. 40-летию КарГУ им. акад. Е.А.Букетова. — Караганда, 2012. — С. 495–500.

К.Кусаиынов, Г.М.Шаймерденова, Г.К.Алпысова,
Н.К.Танашева, А.Ж.Тлеубергенова

Исследование горения водоугольного топлива на лабораторном экспериментальном стенде

В статье представлены результаты исследования процесса сжигания водоугольного топлива (ВУТ). Для получения ВУТ использован уголь из Шубаркульского месторождения. Приведены результаты зависимости температуры горения водоугольного топлива от температуры горения газа. С помощью измерительного прибора определена интенсивность горения жидкого топлива. Выявлен оптимальный реагент-пластификатор с процентным содержанием — уголь:пластификатор:вода = 60:1:39 %. Собрана экспериментальная установка для исследования процесса горения полученного водоугольного топлива.

K.Kussaiynov, G.M.Shaimerdenova, G.K.Alpysova,
N.K.Tanasheva, A.Zh.Tleubergenova

Research of burning of water-coal fuel on a laboratory experimental stand

The results are presented the article research of process incineration BRACKET. For a receipt BRACKET is used coal from Shubarkul of deposit. Results over of dependence of temperature of burning of water-coal fuel are brought from the temperature of burning of gas. By means of measuring device there is defined intensity of burning of oil-fuel. An optimal reagent-plasticizer is educed with a percentage is coal: plasticizer: water = of 60 % : 1 %: 39 %. The experimental setting is collected for research of process of burning of the got water-coal fuel.

References

- 1 Falbe Yu.M. *Chemicals from coal*, Moscow: Khimiya, 1984.
- 2 Papin A.V. *Young scientists of Kuzbass*: Materials of the conference, Kemerovo, 2003, p. 258.
- 3 Kusaïynov K.K., Alpysova G.K., Duisenbayeva M.S. *Chaos and structures in nonlinear systems. Theory and experiment*, Proceedings of the 8th International Scientific Conference dedicated to the 40th anniversary of KSU named after academician E.A.Buketov, 2012, p. 495–500.

К.Кусаиынов, Н.К.Танашева, А.Р.Алибекова, А.К.Кусаиынова,
М.М.Тургунов, Г.А.Ранова

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова
(E-mail: kappas090108@mail.ru)*

Исследование аэродинамической силы тяги треугольных лопастей ветротурбины

Статья посвящена разработке экспериментального макета ветротурбины с динамически изменяемой формой поверхности лопастей, а также определению и расчету значения аэродинамической силы тяги. Рассмотрены характеристики треугольного элемента экспериментального макета ветротурбины. Исследован процесс работы лопасти ветротурбины. Проведен расчет по определению значения аэродинамической силы тяги. Показаны графические зависимости аэродинамической силы тяги от скорости воздушного потока ветра, от числа Рейнольдса.

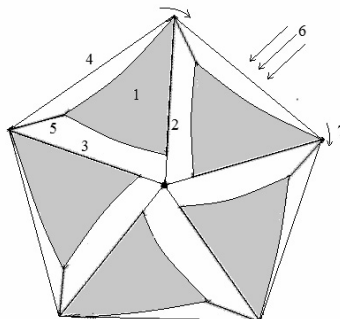
Ключевые слова: ветротурбина, лопасть, аэродинамическая характеристика, число Рейнольдса, сила тяги, скорость потока ветра, парус, аэродинамическая труба.

Введение

Преимущество парусных ветродвигателей в том, что они обладают способностью вырабатывать электрическую энергию при слабом ветре. Достаточно потока ветра со скоростью 3–5 м/с, чтобы ветротурбина парусного типа вырабатывала электроэнергию, в то время как ветродвигатели лопастного винтового типа в таких условиях стоят неподвижно. Сравнивая лопасти классических мельниц с парусными, можно сказать, что парусные лопасти проще в изготовлении. Парус имеет качество — мгновенно подстраиваться под направление и силу потока ветра. Также ветродвигатели парусного типа имеют ряд достоинств: экологичность, низкая стоимость, способность использовать энергию слабых ветров, не имеет вибраций и шума. Первыми ветродвигателями, эффективно преобразующими энергию приповерхностных ветров малой скорости в энергию механического движения судов на водной поверхности, были паруса различной формы, в том числе треугольной. Парусные ветродвигатели обладают уникальной особенностью — они одинаково эффективно работают как при малых значениях скорости ветра, так и при больших, за счет динамически изменяемой формы рабочей поверхности под воздействием потока ветра.

Физические основы работы ветротурбины с динамически изменяемой формой поверхности лопастей

Авторами настоящей работы была разработана ветротурбина парусного типа треугольной формы лопастей. Новизной работы является использование в качестве силовых элементов лопастей ветротурбины с динамически изменяемой формой поверхностей, выполненных в виде треугольного гибкого паруса с подвижным концом. На рисунке 1 представлена схема работы ветротурбины с динамически изменяемой формой поверхности лопастей [1].



1 — лопасть ветротурбины с динамически изменяемой формой; 2,3,4 — каркас; 5 — регулируемое гибкое крепление подвижного конца лопасти, изготовленное из крепкой нити; 6 — направление ветра; 7 — направление вращения ветротурбины

Рисунок 1. Схема работы ветротурбины с динамически изменяемой формой поверхности лопастей

Процесс работы ветротурбины происходит следующим образом: под воздействием потока ветра треугольная лопасть ветротурбины, находящаяся под углом к направлению движения потока ветра, испытывает боковую силу давления и, согласно законам аэродинамики, толкает каркас, приводя его во вращательное движение. Появляющаяся сила является силой тяги лопасти, преобразующей энергию ветра во вращательное движение ветротурбины. При изменении направления ветра на противоположное направление вращения оси предлагаемой авторами ветротурбины не изменяется (рис. 2) [1].

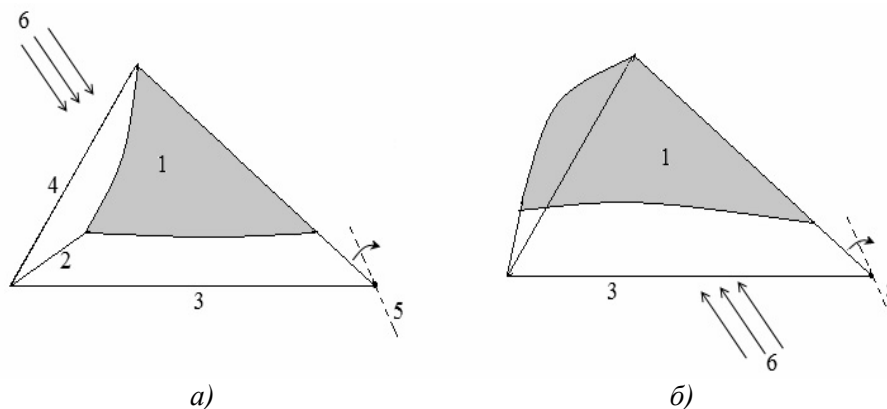


Рисунок 2. Схема работы лопасти ветротурбины при прямом (а) и обратном (б) направлениях ветра

Как показано на рисунке 2, лопасть (1) с динамически изменяемой формой поверхности за счет воздействия ветра, выполненной в виде треугольного «паруса» с подвижным концом, при изменении направления ветра перекидывается в другую сторону вращающегося каркаса ветротурбины, тем самым обеспечивается сохранение первоначального направления вращения оси ветротурбины. На рисунке 2 приведены следующие обозначения: 1 — лопасть ветротурбины; 2 — гибкое крепление подвижного конца лопасти, изготовленное из капроновой (парашютной) нити; 3, 4 — стержни каркаса ветротурбины; 5 — ось вращения и изогнутая стрелка — направление вращения оси ветротурбины; 6 — стрелками показано направление ветра. Работа лопасти при прямом и обратном направлениях ветра обозначены буквами а и б соответственно.

Предлагаемая ветротурбина за счет саморегулируемой формы поверхности лопастей, под действием прямого потока ветра и радиального потока при вращательном движении обладает оптимальными аэродинамическими характеристиками. Ветротурбина в потоке ветра является самоорганизованным устройством, эффективно преобразующим энергию ветра в энергию вращательного движения. Гибкость конструкции обеспечивает минимальность аэродинамических сопротивлений, а также приводит к росту коэффициента использования ветра [2].

В широком диапазоне изменения направления ветра ветротурбина сохраняет работоспособность. При этом изменение направления ветра на противоположное не изменяет направление вращения оси ветротурбины. Это также является положительным эффектом, обладающим удобством при эксплуатации [3].

Имеется возможность поддержания постоянства оборотов ветротурбины при изменении скорости ветра путем изменения длины крепёжных нитей подвижного конца лопастей в зависимости от скорости ветра.

Определение значения силы тяги в зависимости от различных параметров

Для оценки эффективности преобразования энергии ветра в энергию вращательного движения проведен ряд исследований по определению аэродинамических характеристик одной лопасти уменьшенного экспериментального макета, выполненной в виде треугольного «паруса» с подвижным концом.

При экспериментах макет ветротурбины обтекался воздушным потоком при различных скоростях. Для этого уменьшенный макет ветродвигателя парусного типа был установлен в рабочей части аэродинамической трубы Т-1-М. На рисунке 3 показано расположение экспериментального макета ветротурбины в рабочей части аэродинамической трубы Т-1-М.

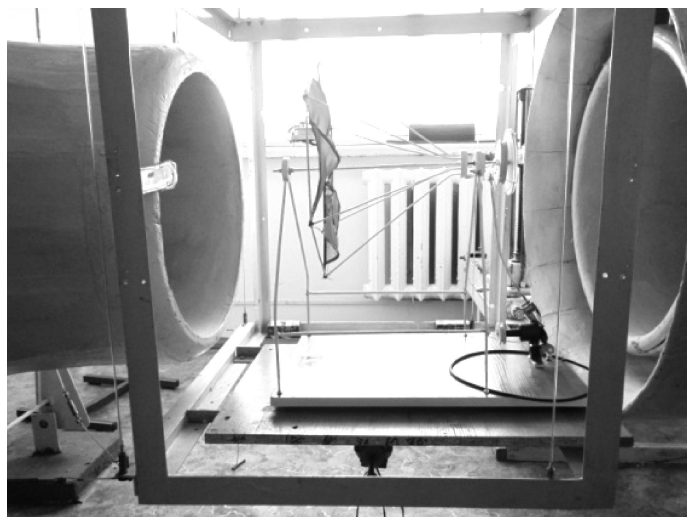


Рисунок 3. Расположение экспериментального макета ветротурбины в рабочей части аэродинамической трубы Т-1-М

Треугольная парусная лопасть уменьшенного экспериментального макета с подвижным концом была установлена в рабочей части аэродинамической трубы Т-1-М и закреплена к раме аэродинамических весов с помощью тонких металлических растяжек для уменьшения сопротивления вспомогательных элементов. Аэродинамические весы позволяют измерять силу лобового сопротивления, подъёмную силу и крутящий момент оси ветротурбины. У треугольного паруса основная площадь и, следовательно, нагрузка сосредоточены в нижней трети.

На рисунке 4 представлены зависимости момента силы тяги макета ветротурбины от скорости потока ветра при прямом направлении (навстречу передней части ветроколеса) и при противоположном направлении потока ветра относительно макета ветротурбины (с задней части ветроколеса).

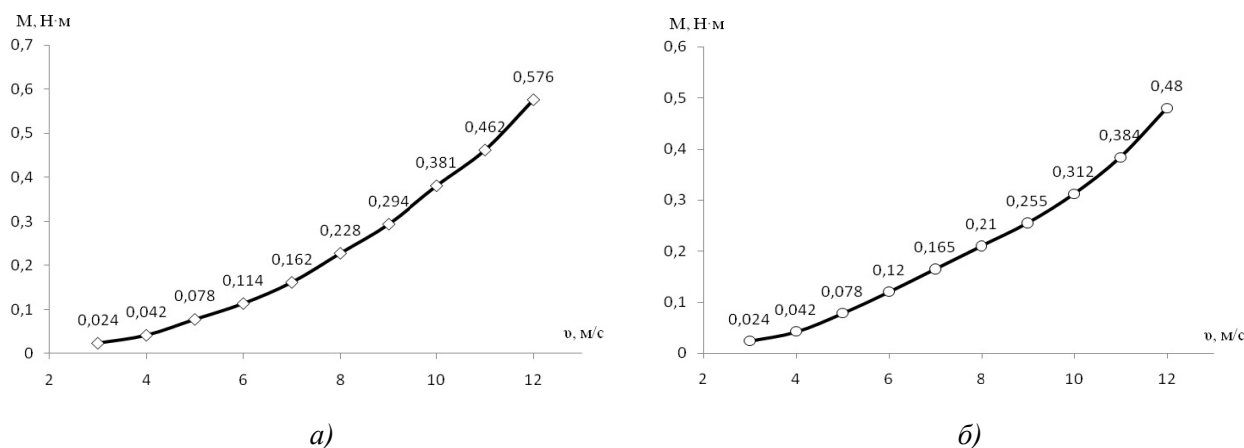


Рисунок 4. Зависимость момента сил тяги макета ветротурбины от скорости потока ветра при прямом (а) и противоположном направлениях потока (б)

Из рисунка 4 видно, что увеличение скорости потока ветра приводит к увеличению момента силы тяги макета ветротурбины. Таким образом, момент силы тяги прямо пропорционален скорости потока ветра. Также видно, что при прямом направлении потока ветра значение момента силы тяги несколько выше, чем при противоположном направлении потока. Это объясняется тем, что в задней части ветротурбины расположены рабочие элементы ветротурбины: шкив, генератор, опорные стержни и т.д., которые препятствуют потоку ветра обдувать парусные лопасти макета и, тем самым, приводить его во вращательное движение.

На рисунке 5 представлена зависимость коэффициента силы тяги макета ветротурбины с динамически изменяемой формой поверхности лопастей от числа Рейнольдса.

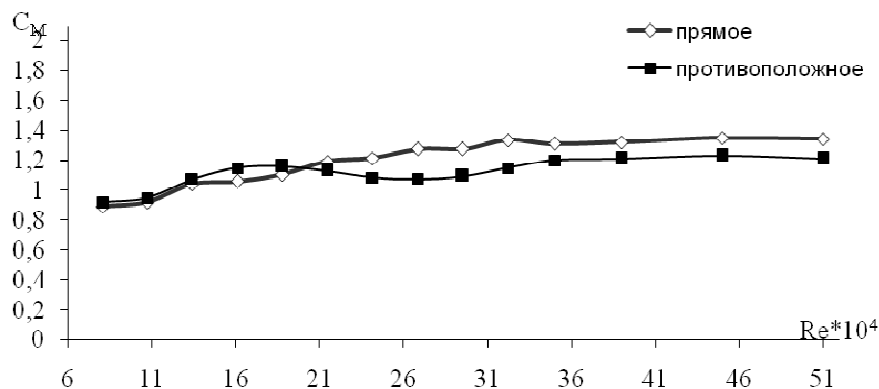


Рисунок 5. Зависимость коэффициента силы тяги макета ветротурбины от числа Рейнольдса

Из рисунка 5 видно, что с возрастанием числа Рейнольдса наблюдается незначительное увеличение коэффициента силы тяги ветротурбины для прямого и противоположного направлений потока ветра. Следует отметить, что характер зависимости для коэффициента силы тяги в обоих случаях практически совпадает.

Заклучение

В данной работе был рассмотрен процесс работы ветротурбины с динамически изменяемой формой поверхности лопастей. Изучена схема работы лопасти ветротурбины при прямом и обратном направлениях ветра. Определены значения силы тяги элемента в виде зависимости от различных параметров. В статье приведены графики зависимости тяги макета ветротурбины от скорости воздушного потока, а также зависимость коэффициента силы тяги макета ветротурбины от числа Рейнольдса.

Список литературы

- 1 Кусаиынов К., Камбаров Ж.Т., Тургунов М.М., Омаров Н.Н., Ранова Г.А. Исследование аэродинамических характеристик модели ветротурбины с динамически изменяемой формой поверхности лопастей // Вестн. Караганд. ун-та. Сер. Физика. — 2013. — № 4 (72). — С. 55–61.
- 2 Sakipova S.E., Kambarova Zh.T., Turgunov M.M., Kussaiynov E.K., Kussaiynova A.K. Development of sail type wind turbine for small wind speeds // Eurasian Physical Technical Journal. — Karaganda: KarSU Publ., 2013. — Vol. 10. — № 2 (20). — P. 20–25.
- 3 Кусаиынов К., Жакатаев Т.А., Ботпаев Н.К. О возможности повышения КПД ветрогенератора на основе распределения наведенного магнитного поля по кольцевому контуру статора // Вестн. Караганд. ун-та. Сер. Физика. — 2013. — № 4 (72). — С. 80–87.

Қ.Құсайынов, Н.Қ.Танашева, А.Р.Әлібекова, А.Қ.Құсайынова,
М.М.Тұрғынов, Г.А.Ранова

Желтурбинасының үшбұрышты қалақшаларының аэродинамикалық тартылыс күшін зерттеу

Мақала қалақша бетінің динамикалық өзгеруімен желтурбинасының тәжірибелік макетін жасауға, сонымен қатар аэродинамикалық тартылыс күшінің мәнін есептеуге және анықтауға негізделген. Желтурбинаның тәжірибелік макетінің үшбұрыш элементінің сипаттамасы қарастырылған. Желтурбина қалақшаларының жұмыс істеу үрдісі зерттеліп, аэродинамикалық тартылыс күшінің мәнін анықтау бойынша есебі келтірілген. Ауа ағынының жылдамдығынан, Рейнольдс санынан аэродинамикалық тартылыс күшінің тәуелділік графиктері көрсетілген.

K.Kussaiynov, N.K.Tanasheva, A.R.Alibekova, A.K.Kussaiynova,
M.M.Turgunov, G.A.Ranova

Research of wind power wind turbine end triangular lobes

This article focuses on the development of experimental model wind turbines with a dynamically changeable surface shape of the blades, as well as the definition and calculation of the value of the aerodynamic force of traction. The article describes the characteristics of the triangular element experimental model wind turbines. The process of wind turbine blades. The calculation to determine the value of the aerodynamic force of traction. Displays graphics according to the aerodynamic thrust force from wind speed of the air flow, the Reynolds number.

References

- 1 Kussaiynov K., Kambarova Zh.T., Turgunov M.M., Omarov N.N., Ranova G.A. *Bull. Karaganda University, Series Physics*, 2013, 4 (72), p. 55–61.
- 2 Sakipova S.E., Kambarova Zh.T., Turgunov M.M., Kussaiynov E.K., Kussaiynova A.K. *Eurasian Physical Technical Journal*, Karaganda: KarSU publ., 2013, 10, 2 (20), p. 20–25.
- 3 Kussaiynov K., Zhakataev T.A., Botpaev N.K. *Bull. Karaganda University, Series Physics*, 2013, 4(72), p. 80–87.

I.P.Kuritnik¹, B.R.Nussupbekov², D.Zh.Karabekova², S.S.Zhargakova²¹University of Bielsko-Biala, Poland;²E.A.Buketov Karaganda State University

(E-mail: karabekova71@mail.ru)

Thermal control method for the diagnosis of underground heating systems

Thermal methods of nondestructive testing are widely used for the analysis of the thermal insulation of underground pipelines. In heat method nondestructive testing, the thermal energy is distributed in the test object. Temperature field of the object's surface is a source of information on the characteristics of heat transfer. This article describes the modifications we have developed some of the heat flux sensors. A common element of these devices is the battery thermoelectric sensor special design, acting as a thermoelectric converter heat flow.

Key words: heat flux, heat flux sensors, thermal radiation detectors, heat sensor metric.

Now one of promising methods of nondestructive testing is the thermal method, in which malfunction data of a design carries the surface temperature of the controlled object. Values of temperature are defined by change of thermal and geometrical adjectives.

Nondestructive testing devices allow to carry out a state diagnostics or an operating control of various parameters of construction materials and designs, at that without breaking their integrity and appearance. Quality monitoring of construction materials and products is one of a set of fields where use of such devices is requires. The main controlled parameters: the strength of brick or concrete products, setting depth of seal of fittings in concrete, existence of emptiness in the monolithic concrete block, thickness and hardness of metal products, quality of a welding seam, a state of the pipeline and others. The analysis of results of experimental survey of sites the duct-free and channel grid, carried out in the conditions of various modes of exploitation and climatic influences showed that in all cases of nondestructive testing determined flux density of thermal radiation is more informative indicator of heat transfer, quantitatively characterizing any change of a temperature track on a ground surface, than temperature of this surface [1].

In this regard special actuality is the problem of improvement of this method by creation of specialized heatmetric devices and heat flux sensor, providing the necessary accuracy of nondestructive testing of thermal properties of underground heat pipeline of duct-free and channel laying and also fully conforming to all standardization and metrology requirements.

Development and creation of heatmetric devices will allow to solve two problems, firstly in-line localization of heat carrier leak point, which is carried out by determination of abnormal values of thermal radiation surface density or temperature over surveyed laying of heating systems. The second is reduced to determination of sites of heating systems with the damaged or humidified thermal isolation of heat pipeline, and also an unsatisfactory state of their protecting designs, which is carried out by comparison of the measured values of thermal radiation distribution from the ground surface over heat pipeline or its temperatures with calculated values. In this case measurement of controlled sizes is carried out as directly over a route axis and out of a zone of thermal influence. In such a way, this measurements method also includes information about a thermal state of the natural Earth's massif that is indicated in reliability of carried-out diagnostics. Solutions these problems will allow to increase the pipelines service life and reduce the loss of heat delivery to the consumer [2].

The device is developed for practical implementation allowing by heat loss changing and soil temperatures over surveyed heating systems quickly and with insignificant expenses to determine places of leak point of the heat carrier to environment and also timely to define sites of heat conductors with an unsatisfactory state of their heat-insulating and protecting designs.

The device consists of the heatmetric block and the electronic small-sized showing device with autonomous battery power supply. Basic element of the heatmetric block is the thermoelectric battery converter of a heat current.

The device works by the auxiliary wall method, the heatmetric block contains the thermal stream thermoelectric converter, at the basic of which is the battery thermoelectric sensor. The thermoelectric sensor is made in the form of the bounded cylinder, one basis represents a working surface, the second basis has thermal contact with a body which has external temperature. Built-in heaters allow to create a heat current via the thermoelectric sensor in the directions, perpendicular to its bases.

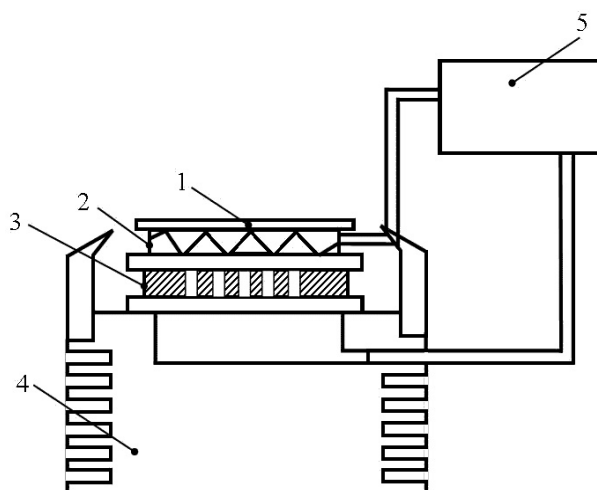
The device is given to an operation conditions for measurement of local heat current (via isolation of heating system, electric power installation, furnaces, technological devices), for this purpose heat interchange control is done out from a surface by standard heatlosses. The zero signal achieves by dint of the built-in heater at the device exit. The heat current created by the heater is fiducial, they are compared by heat current of studied objects. Areas with possible isolation defects lead to increase in a signal at the device exit.

Heatmetric indicator of heating lines diagnostics are known, which consists of two identical heatmetric blocks, radiators and the electronic block of transformation, and signal measurement [3].

The disadvantage of the above devices is the low accuracy of measurements caused by differently external parameters influence of environment to signals of heatmetric blocks, working at some removal from each other (up to five meters). As well as the device is operated by two operators owing to simultaneous use of two blocks at some distance from each other.

The device contains the thermoelectric cooler, «hot» junction of the thermoelectric cooler are combined in a radiator, and «cold» junctions of the thermoelectric cooler are combined in thermoelectric battery inverter heat current [4, 5].

Using of a acceptance plate, the thermoelectric battery, the thermoelectric battery converter of a heat current and the thermoelectric cooler allows to combine functions of two heatmetric blocks in one. The reference heat current is taken away from a acceptance plate by means of the thermoelectric cooler, the thermal current is created by electric current so that temperature of a acceptance plate remained to equal ambient temperature. Corresponding to normal working conditions heat currents are compared to a heat currents in that areas where defects are assumed. Temperature pulldown of a acceptance plate up to the ambient temperature allows to exclude influence of a wind on radiometer indications working in natural conditions. At that it is possible to estimate the size of a heat current on an output signal of the heat current battery converter. Use of the thermoelectric cooler in combination with the acceptance plate, thermobatteries and the battery converter of a heat current allows: 1) to combine two heatmetric blocks functions in one; 2) to reduce influence of random vibrations of environmental variables; 3) to keep enormity an output signal of the heat current battery converter, it is new and distinctive signs in the offered device.



1 — acceptance plate; 2 — thermoelectric battery converter of a heat current; 3 — thermoelectric cooler;
4 — radiator; 5 — electronic block of signal transformation and measurement

Figure 1. Schematic image of the heatmetric device

The acceptance plate 1 is given to thermal contact with «active» junction of the thermoelectric battery converter 3, «passive» junctions of the thermoelectric battery converter are operated in thermal contact by the «active» hot junctions of the thermoelectric cooler 4. «Passive» junctions of the thermoelectric cooler are operated in thermal contact by the radiator 5, at that «active» junctions built in between the acceptance plate and the thermoelectric battery converter 3, and thermobattery «passive» junction is operated in thermal contact by the device case which has external temperature. The output signal from thermobatteries 2, the thermoelectric battery converter of a heat current 3, a acceptance plate 1 and the thermoelectric cooler 4 moves on the electronic block of transformation and signal measurement (fig. 1).

The heatmetric device works as follows, through the acceptance plate electric current is passed such size that developed power was more than a possible heat current from studied object. At the thermobattery exit there is a signal, via the thermoelectric refrigerator electric current is passed such size that the signal at the thermobattery exit became equal to zero. At that the signal at the thermoelectric battery converter exit will be proportional to a thermal stream, and acceptance plate temperature is close to ambient temperature. The heatmetric device is in an operating mode.

The heatmetric device is brought to studied object in area where there are no defects. The signal appears at the thermobattery exit. Acceptance plate current decreases up to such size that the signal at the thermobattery exit became equal to zero again. At that signals are restored at the thermoelectric battery converter exit. We bring the device to studied object in the area of defect existence. We discuss defect existence by signal change at the thermoelectric battery converter exit [6].

The device works in the range from 50 to 1000 Bт/м² that corresponds to standard heatlosses, which equals to $\sim 300 \text{ W/m}^2$. Measurement time is about 1 minute with the secondary equipment. The measurement uncertainty is 3% of the measured value.

The temperature field of a wooden board sizes of 1500x2000x20 mm was investigated for the purpose of method operability check in laboratory conditions, the wooden board heats up from the opposite side by the blind roaster radiation ($t = 4000 \text{ C}$) located from the board at distance 2m, 3m (fig. 2). The grid was put on the board with a step of 200 mm, measurements were carried out in grid knots. Numbers of points are noted from the left to right on a horizontal axis. Figures 2 on curves correspond to numbers of horizontal lines from bottom edge of a board to the top. Dependence of a relative signal of the heatmetric sensor (relation of the current signal to the maximum signal $\Delta \epsilon$) on coordinates of a grid are given on drawing (fig. 3)

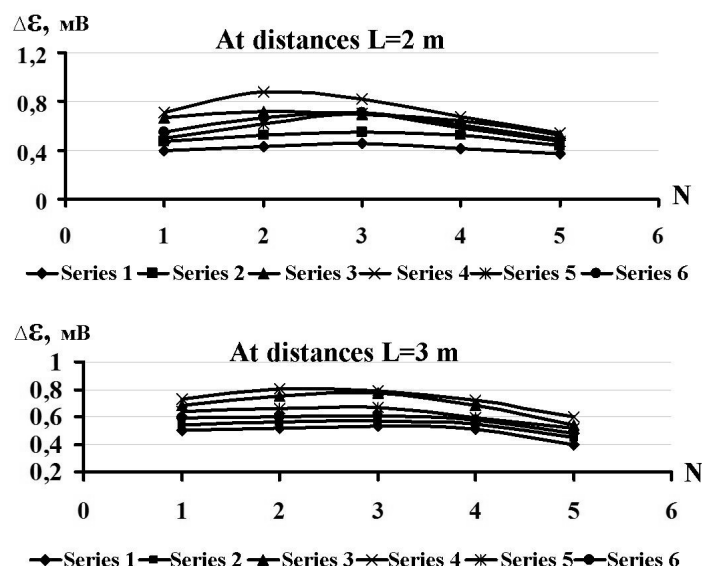


Figure 2. Dependence of the relative signal on grid coordinates

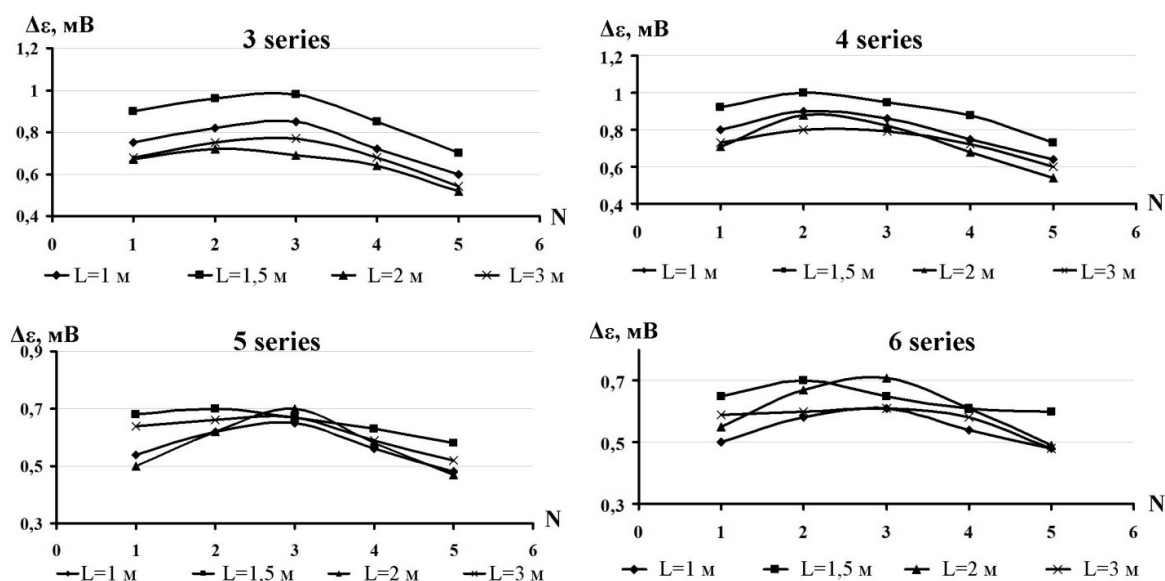


Figure 3. The comparative analysis of graphs on ranks is carried out according to the obtained data

The developed devices will allow by the nature of thermal losses change and ground temperature over surveyed heating systems quickly and with insignificant expenses to determine places of leak points of the heat transfer to environment, and also in due time to determine heat conductors areas with an unsatisfactory condition of their heat-insulating and protecting designs.

The offered device can work both on single-channel, and according to the two-channel scheme. At that founding abnormally high values of power losses indicate to pipeline areas with in whole or in part destroyed thermal isolation or mechanical damages of the pipeline material.

The presented device can be helpful for municipal engineering, for the oil and gas industry, for building industry, etc. for definition of leak points of warmth on heating lines.

References

1. Геращенко О.А., Грищенко Т.Г. Теплометрический индикатор диагностики теплотрасс ТИДиТ-01 // Приборы для теплофизических измерений: Каталог. — Киев: Час, 1991. — С. 19.
2. Трикоз П.И., Менделеева Т.В. Прибор для неразрушающего контроля теплозащитного состояния подземных теплосетей // Вестн. ТГТУ. — 2002. — Т. 8. — № 1.
3. АС. № 25491. РК 1999 г. Теплометрический прибор // Антипов Ю.Н., Гладков В.Е., Карабекова Д.Ж.
4. АС. 37716 РК 2001 г. Прибор для измерения теплового потока // Кусаинов К., Гладков В.Е., Карабекова Д.Ж.
5. Нусупбеков Б.Р., Карабекова Д.Ж. Тепловой метод неразрушающего контроля с помощью теплометрического датчика // Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент: Материалы междунар. науч. конф. 2012. — Караганда: Изд-во КарГУ, 2012. — С. 526–531.
6. Nussupbekov B.R., Karabekova D.Zh., Zhargakova S.S. Nondestructive testing for diagnostics of pipelines. Physical technical journal. — 2012. — Vol. 9. — № 2 (18). — P. 13–18.

И.П.Куритник, Б.Р.Нүсіпбеков, Д.Ж.Қарабекова, С.С.Жарғақова

Жерасты жылу құбырларын бақылайтын жылулық әдіс

Бақылаудың жылулық әдістемесі жерасты құбыр өткізгіштерінің жылулық окшаулығышы кезіндегі талдаулары үшін кең қолданыс табуда. Бақылаудың жылулық әдістемесінде бақылау нысанасында таралатын жылулық энергиясы қолданылды. Объект бетінің температуралық өрісі жылу берілу процесінің ерекшеліктері туралы ақпарат көзі болып табылады. Мақалада біз жасаған жылулық ағын құрылғыларының бірнеше модификациялары сипатталған. Бұл аспаптардың ортақ элементі жылулық ағынның жылуэлектрлік түрлендіргіш рөлін орындайтын арнайы конструкциялы батареялы жылуэлектрлік құрылғы болып есептелді.

И.П.Куритник, Б.Р.Нусупбеков, Д.Ж.Карабекова, С.С.Жаргакова

Тепловой метод контроля для диагностики подземных теплотрасс

Тепловые методы неразрушающего контроля получили широкое распространение для анализа состояния тепловой изоляции подземных трубопроводов. В тепловых методах неразрушающего контроля используется тепловая энергия, распространяющаяся в объекте контроля. Температурное поле поверхности объекта является источником информации об особенностях процесса теплопередачи. В статье описаны разработанные нами несколько модификаций датчиков теплового потока. Общим элементом этих приборов является батарейный термоэлектрический датчик специальной конструкции, выполняющий роль термоэлектрического преобразователя теплового потока.

References

- 1 Gerashchenko O.A., Grishchenko T.G. *Equipment for thermal measurements catalog*, Kiev: Hour, 1991, p. 19.
- 2 Trikoz P.I., Mendeleyeva T.V. *Apparatus for non-destructive testing the heat of underground heating systems*. TGTU Herald. 2002, 8, 1.
- 3 *AS Number 25491*. RK 1999. Termal heat-metric device. Antipov Yu.N., Gladkov V.E., Karabekova D.Zh.
- 4 *AS Number 37716*. RK 2001. Device for measuring heat flow. Kussaiynov K., Gladkov V.E., Karabekova D.Zh.
- 5 Nusupbekov B.R., Karabekova D.Zh. *Thermal NDT method using heat-metric sensor*. Chaos and structures in nonlinear systems. Theory and Experiment: Proceedings of Intl. Scientific Conference, 2012, KarSU Publ., 2012, p. 526–531.
- 6 Nussupbekov B.R., Karabekova D.Zh., Zhargakova S.S. *Physical technical journal*, 2012, 9, 2(18), p. 13–18.

M.Stoev¹, K.Kussaiynov², N.N.Shuyushbayeva²,
Zh.G.Nurgalieva², B.A.Ahmadiev²

¹South West University of «Neofit Rilski», Blagoevgrad, Bulgaria;

²E.A.Buketov Karaganda State University

(E-mail: nn_shuish@mail.ru)

Investigation of heat transfer in tubular elements of ground heat exchangers

The article discusses the effectiveness of using low-potential heat of the ground. Also describes the advantages and features of polyethylene pipes which are used in vertical heat exchangers in the system heat pumps. The results of investigation of heat transfer tubular elements ground heat exchangers. It is shown the dependence of the heat transfer coefficient heat accepting pipe of heat exchanger on the Reynolds number.

Key words: heat exchanger, polyethylene pipe, heat transfer coefficient, Reynolds number.

Increase in prices for traditional energy sources causes growing interest in methods of use of renewable energy and, in particular, of low potential thermal energy stored in surface layers of the ground. Low potential energy dissipated in the environment is an important source of energy: the heat of the ground, of groundwater, of geothermal water, of open natural and artificial reservoirs, of air [1].

At the depth of more than 5 m the ground is characterized by low but constant temperature, which can be considered as an efficient energy source for heat pumps. This temperature ranges from 8°C to 12°C, depending on local climate. A geothermal heat pump at wells requires horizontal and vertical subsurface heat exchangers.

A horizontal subsurface heat exchanger is installed next to a building at a small depth. The use of such subsurface heat exchangers is limited by the size of available space.

A vertical subsurface heat exchanger works effectively in virtually all types of geological environment except grounds with low thermal conductivity, such as dry sand or dry gravel. Systems with vertical subsurface heat exchangers do not require large area sites and do not depend on the intensity of solar radiation incident on the surface. Systems with vertical subsurface heat exchangers are widely spread [2].

Currently, polyethylene pipe of PE-63, PE-80 and PE-100 brands are used for geothermal ground heat exchangers. They differ from steel, copper and PVC pipes in high technological effectiveness, possibility to automate production. Use of polyethylene pipes saves materials in short supply, many of their types are reusable.

Technical specifications of polyethylene pipes are shown in Table.

Table

Physical and mechanical properties of polyethylene for pipe production

Indicators	Value		
	PE-63	PE-80	PE-100
Density (specific gravity), g/cm ³	0,953-0,959	0,940-0,957	0,952-0,961
Specific elongation at break, %	350-800	350-850	350-681
Tensile yield limit, MPa	20-23	18-23	23-25
Modulus of elasticity in tension, MPa	800	1000	1300-1400
Thermal conductivity coefficient, W/(m·K)	0,38	0,38	0,38
Linear thermal expansion coefficient, mm/(m·K)	0,19	0,18-0,19	0,19
Frangibility temperature, °C	<-100	<-100	<-100

The main advantages of plastic pipes are the following:

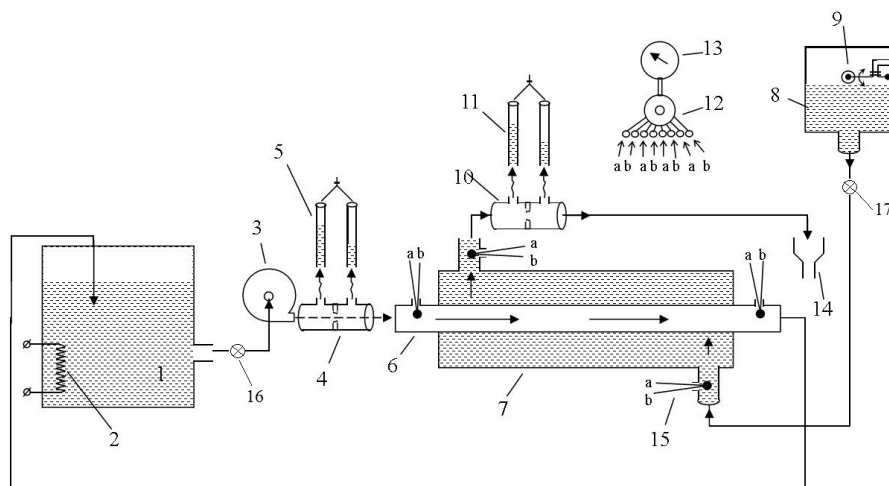
- high strength and toughness of pipes make it possible to withstand the internal pressure up to 1.6 MPa, and the external loads of the ground;
- chemical resistance to corrosive grounds and chemicals;
- low modulus of elasticity of the material makes it possible to reduce the maximum value of the dynamic pressure in case of fluid shocks;

- no need to isolate the external pipeline from corrosion and to install electrochemical protection;
- flexibility, toughness, light weight and high impact strength make it easy to install and reduce costs;
- expected useful life of polyethylene pipelines is 50 years.

Considering the above characteristics of polyethylene pipes and lack of chemical resistance of metal pipes to corrosive grounds and chemicals, we consider it necessary to use PE pipes in making heat exchangers.

The purpose of the work is to study heat transfer of tubular elements of subsurface heat exchangers and to determine dependence of heat transfer coefficient on Reynolds number.

To achieve this goal, an experimental stand for modeling heat transfer processes in heat pulling elements of a heat pump was assembled in the laboratory of hydrodynamics and heat transfer. A principal scheme of the setup is shown in Figure 1.



1 — a tank with a heat carrier; 2 — an electric heating unit; 3 — a circulation pump; 4 — a measuring orifice of the heat pulling section; 5, 11 — differential manometres; 6 — a heat pulling pipe of the heat pump; 7 — a heat transfer section with a liquid heat carrier; 8 — a tank with cold tap water; 9 — float with water level control; 10 — a measuring orifice of the heat transfer section; 12 — thermocouple switch; 13 — potentiometer for measuring the EMF of thermocouples; 14 — municipal sewer spill pipe, 15 — thermocouples; 16, 17 — heat carrier flow control valves.

Figure 1. An experimental stand for modeling heat transfer processes in heat pulling elements of a heat pump

The stand consists of two systems: 1) the inner system with a heat pulling pipe of the heat pump; 2) the outer system of a heat transfer section with a heat transfer liquid. The inner system with a heat pulling pipe of the heat pump consists of a tank with a heat carrier, an electric heating unit, a circulation pump, a measuring orifice of the heat pulling section and a differential manometer. The outer diameter of a heat pulling pipe of the heat pump is 32 mm, the thickness of the pipe is 3.5 mm. At both ends of the experimental pipe thermocouples are installed. The outer system comprises a vessel with water having a water level controller; a heat transfer section in the form of a cylinder with the diameter of 100 mm, filled with heat transfer liquid. The system also includes a thermocouple switch, thermocouples, a potentiometer for measuring the EMF of the thermocouples and heat carrier flow control valves.

The plant operates as follows. Hot water is heated by an electrical heating element in the tank to the temperature of 40 °C. The water temperature is controlled by a thermostat. The heated water from the tank through the circulation pump is supplied to the heat pulling pipe of the heat pump. A mode switch for low and maximum flow rate is installed on the pump. The hot heat carrier flow rate is controlled with a valve, and a differential manometre shows the flow rate of the liquid incoming into the heat pulling pipe of the heat pump. After passing the heat pulling pipe of the heat pump, the hot water flows back into the tank. Controlled with the float, cold water from the water supply system flows into intertubular space of the heat transfer area. After passing the intertubular space, the water passes through the flow rate meter and is discharged into the sewer. For measuring the temperature difference of the heating and heated fluids, copper-constantan thermocouples are installed in the heat pulling pipe of the heat pump and the heat transfer section with heat

transfer fluid. The potentiometer for measuring the EMF of the thermocouples is connected to the thermocouple.

At the plant for the study of heat transfer, the parameters (flow rates, temperatures) of hot and cold flows were experimentally investigated, the principal characteristics of the heat transfer process (heat load Q and mean temperature difference t_m) were calculated, the values of the coefficients of heat transfer from the hot flow to the wall and from the wall to the cold flow were determined.

Based on the experimental data, similarity criteria of heat transfer and water flow regimes in the pipe were determined. Water flow regime similarities (Reynolds number) were determined by the formula (1), and the similarities of heat transfer (Nusselt number) were determined by the formula (2).

$$Re = \frac{\omega \cdot d_e}{\nu}; \quad (1)$$

$$Nu = \frac{\alpha d_e}{\lambda}, \quad (2)$$

where ω — is a mean linear flow rate, ν — is a dynamic viscosity coefficient; λ — is a heat conduction coefficient of liquid; d_e is an equivalent diameter of the flow defining its geometry [3–5].

On the basis of the determined similarity criteria, the dependence of Nusselt number on Reynolds number was graphed, it is presented in Figure 2.

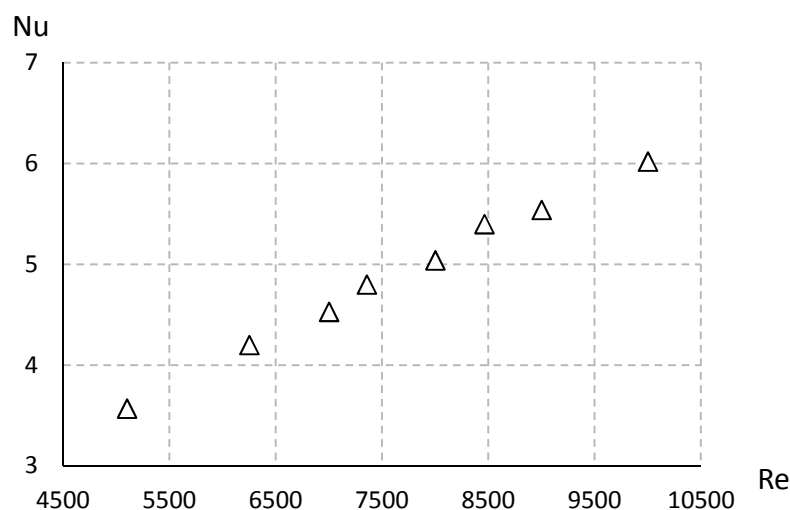


Figure 2. Dependence of Nusselt number on Reynolds number

Figure 2 shows that the rise of Nusselt criterion is directly proportional to the rise of Reynolds number. This is due to the fact that when the moving flow speed increases, in the pipe the flow turbulence grows and the boundary layer thickness between the flow and the walls of the tube decreases. Reduction in the thickness of the boundary layer improves the heat transfer process.

Further the mathematical relationships between the similarities are defined (3), the logarithmic relationship between Nusselt number and Reynolds number is plotted, the exponent of power is determined and the coefficient of proportionality is calculated.

The relationship between similarity criteria is represented in the form of power functions

$$Nu = c \cdot Re^n Pr^m.$$

The Prandtl number of the heat carrier remains constant in the experiment, so Nusselt number depends only on Reynolds number

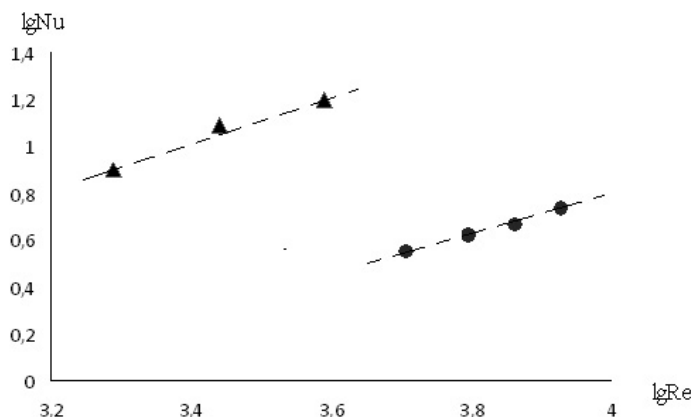
$$Nu = c \cdot Re^n. \quad (3)$$

Taking the logarithm, we obtain

$$\lg Nu = \lg c + n \lg Re. \quad (4)$$

From the equation (4) we obtain a function $\lg Nu = f(\lg Re)$, which is presented in Figure 3 as a plot.

The graph shows that the exponent of power n is equal to the slope of the straight line to the abscissa axis i.e. $n = \operatorname{tg} \varphi = \frac{a}{b}$. A comparative graph is plotted based on the results of Mikheev and processing of the experiment (fig. 3).



▲ — based on the results of the experiment of Mikheev, ● — based on processed data of the author

Figure 3. Graph establishing the dependence of Nusselt number on Reynolds number

The constant c is determined from the equation (5)

$$c = \frac{Nu}{Re^n} \quad (5)$$

satisfied by any point on the line.

Thus, it was found out that the exponent of power is equal to 0.8, and the proportionality constant is 0.0038. Substituting the calculated numerical data in equation (3), we obtain (6):

$$Nu = 0,0038 \cdot Re^{0.8}. \quad (6)$$

By experimental studies at the stand the authors determined universal dependence for mean heat transfer of polyethylene pipes used as heat pulling elements of heat pumps. It was established, that the dependence of Nusselt number on the Reynolds number is linear in a logarithmic scale; the coefficient of slope of the line n that is the exponent of power of Reynolds number, is equal to 0,8. The proportionality coefficient is $c = 0,0038$. Comparing with the experimental data of other researchers shows qualitative agreement, the slope of the line is also 0.8. The numerical values of the proportionality coefficients depending on used material, are different. For metal tubes $c = 0.025$, and for polyethylene pipes under study, it is by 3.7 times less that is due to the poor thermal conductivity of the heat transfer wall.

References

- 1 Васильев Г.П. Использование низкопотенциальной тепловой энергии грунта поверхностных слоев Земли для теплоснабжения здания // Теплоэнергетика. — 1994. — № 2. — С. 31–35.
- 2 Бондарь Е.С., Калугин П.В. Тепловой насос — энергетически эффективная составляющая систем кондиционирования воздуха // Электронный журнал энергосервисной компании «Экологические системы». — 2008. — № 5.
- 3 Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. — М.: Энергия, 1981.
- 4 Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1973.
- 5 Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. — Новосибирск: Наука, 1989. — 416 с.

М.Стоев, Қ.Құсайынов, Н.Н.Шуюшбаева, Ж.Г.Нұрғалиева, Б.А.Ахмадиев

Жер асты жылуалмастырғыштарының құбырлық элементтеріндегі жылуалмасуды зерттеу

Мақалада жерастының төменгі потенциалды жылуын пайдаланудың тиімділігі туралы айтылған. Сонымен қатар жылу сорғылары жүйелерінде вертикаль жылуалмастырғыштарда қолданылатын полиэтилен құбырлардың ерекшеліктері мен артықшылықтары қарастырылды. Жер асты жылуалмастырғыштарының құбырлық элементтеріндегі жылуалмасуды зерттеудің нәтижелері келтірілген. Жылу сорғыларындағы жылу тартқыш құбырлардың жылу беру коэффициентінің Рейнольдс санына тәуелділігі анықталды.

М.Стоев, К.Кусаиынов, Н.Н.Шуюшбаева, Ж.Г.Нургалиева, Б.А.Ахмадиев

Исследование теплообмена трубчатых элементов грунтовых теплообменников

В статье рассмотрена эффективность использования низкопотенциальной теплоты грунта. Также описаны преимущества и особенности полиэтиленовых труб, используемых в вертикальных теплообменниках в системе тепловых насосов. Приведены результаты исследования теплообмена трубчатых элементов грунтовых теплообменников. Определена зависимость коэффициента теплоотдачи теплосъемной трубы теплового насоса от числа Рейнольдса.

References

- 1 Vasiliev G.P. *Heat and power engineering*, (2), 1994, p. 31–35.
- 2 Bondar E.S., Kalugin P.V. *Electronic journal of energy service company «Ecosystems»*, 2008, 5.
- 3 Isachenko V.P., Osipova V.A., Sukomel A.S. *Heat transfer*, Moscow: Energy, 1981.
- 4 Mikheev M.A., Mikheev I.M. *Fundamentals of Heat Transfer*, Moscow: Energy, 1973.
- 5 Kutateladze S.S. *Fundamentals of the theory of heat transfer*, Novosibirsk: Nauka, 1989, 416 p.

ФИЗИКАНЫҢ ӘДІСТЕМЕСІ МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

ӘОЖ 530.145

А.С.Кудусов, Э.Қ.Мүсенова, А.Қыстаубаева,
Т.Е.Сейсембекова, Г.Б.Нұрышова

*Е.А.Бөкетов атындағы Қарағанды мемлекеттік университеті
(E-mail: akudusov@mail.ru)*

Сақталу заңдарын пайдалана отырып есептер шығару

Мақалада импульс пен энергияның сақталу заңдары негізінде қатты емес және қатты денелердің соқтығысуы қарастырылды. Центрлік масса жүйесінде қатты соқтығысуды зерттеудің техникасы көрсетілген. Энергия мен импульстің сақталу заңдары әрекет етуші күштердің белгісіз болған жағдайда да, сондай-ақ әр түрлі физикалық шамалардың арасындағы қатынасты оңай табуға мүмкіндік береді. Денелердің суммалық кинетикалық байланыс энергиясы да соқтығысу кезінде импульс ретінде сақталады, денелер байланыстан кейін бірдей жылдамдықпен қозғалады, олардың импульсі сақталады, бірақ суммалық кинетикалық энергиясы кемиді де ішкі энергияға өтеді. Егер соқтығысу центрлік болса, онда барлық жағдайда есептің толығымен математикалық шешімі болады.

Кілт сөздер: мақсаттың шешімінің әдісі, сақталу заңдары, майысқақ тартыстар, оғаш тапсырмалар, органның әрекеттестігі.

Қазіргі таңда білім беру жүйесін реформалаудың маңызды бағыттары қатарына білім сапасын көтеру мәселесі жетекші орын алады. Жалпы білім беретін мектептерде білім сапасын арттыру, білім беру мазмұнын жетілдіру, оқыту үрдісін жаңа сапалық деңгейге көтеру мұғалімдердің әдістемелік шеберліктерін арттыру сияқты факторлармен байланысты.

Орта мектептің аса маңызды міндеті жеткіншек ұрпаққа ғылыми негіздерінен тереңдете тиянақты білім беру, оларды практикада қолданудың дағдыларын қалыптастыру, білім беру мазмұнының политехникалық бағытын күшейту болып табылады. Физикалық теорияны меңгеруде оның мағынасын терең түсініп, қолдану жолдарын іздестіруде оқушыларға жаттығу ретінде сыныпта немесе үйлерінде өз бетінше түрлі есептер шығарудың мәні ерекше.

Физика есептерінің түрлері де, оларды шығарудың алгоритмдері де көп. Есепті шығару — күрделі процесс. Білім алушы есептерді тақырып бойынша шығара алмайтын болса, ол физиканы терең түсіне алмайды. Сондықтан оқу бағдарламасын меңгеру үшін физикалық есептер мен жаттығулар шығарулары керек-ақ.

Көптеген есептер денелердің соқтығысуы немесе құраушы бөлшектерге бөлінуіне байланысты құрастырылады. Бұндай есептерді шығару барысында мынаны ескеру қажет. Егерде жүйенің соңғы күйі бастапқы күйінен Δt аз уақыт аралыққа бөлінсе, онда тартылыс немесе үйкеліс сияқты сыртқы күштердің $F\Delta t$ импульстерін ескермей, жүйені тұйық деп қарастыруға болады. Алайда соқтығысу кезінде қатты өзгертін сыртқы күштердің импульстерін жалпы жағдайда ескерусіз қалдыруға болмайды, өйткені аз Δt -уақыттың үлкен F көбейтіндісі үлкен шама ие болып шығуы мүмкін. Мысалы, қозғалмай тұрған қабырғамен шардың соқтығысуы кезінде соқтығысудың өте қысқа уақыт мерзімінде импульсінің соңғы өзгерісі шар мен қабырғаның деформациясы пайда болатын үлкен серпімділік күштің импульсімен анықталады [1].

Импульстің сақталу заңын жазу кезінде белгілердің дұрыс қойылуын қадағалау керек. Кейбір бағыт оң деп қабылданады. Дене импульсінің проекциясы оң таңбасымен белгіленеді, ал егер құраушының бағыты таңдап алынған бағытпен қарама-қарсы болса, онда теріс таңбасымен алынады.

Есеп шартында қозғалыс бағыты көрсетілмеген жағдайда белгілеулерді өз бетінше таңдап алуға болады. Егер шешу нәтижесінде импульстің проекциясы оң болып шығатын болса, онда қозғалыстың бағыты дұрыс тандалған, ал егер теріс болса, онда дұрыс тандалмаған деп есептеледі.

Денелердің соқтығысуы әдетте екі қарапайым модельдің біреуімен сипатталады: абсолютті серпімді немесе абсолютті серпімді емес соқтығысулар. Бірінші жағдайда соқтығысу кезінде импульспен бірге әсерлесуші денелердің жалпы кинетикалық энергиясы да сақталады, екінші жағдайда денелер әсерлесуден кейін бірдей жылдамдықпен қозғалады, олардың да импульстері сақталады, бірақ жалпы кинетикалық энергиясы азаяды. Оның жартысы ішкі энергияға ауысады. Егер соқтығысу кез келген ортада өтсе, онда осы және басқа жағдайларда, есеп толығымен математикалық түрде берілген және оның шешімі бар болады. Центрілік емес соқтығысудың теориясы қарапайым модельден шығады. Сондықтан, осы тақырыпқа арналған есептердің шарттарында бір ғана шешімді табуға мүмкіндік беретін қосымша мәліметтер де міндетті түрде берілуі керек [2].

Центрілік емес соғу теориясы қарапайым модельдерге жатпайды, сондақтан бұл тақырыптағы есептердің шартында бір ғана шешім алатын қосымша мәліметтер болуы керек.

№ 1 мысал. Массалары бірдей қозғалыстағы шар қозғалмайтын сондай шармен соқтығысады. Егер шарлар абсолютті қатты және тегіс болса, соқтығысу кезіндегі шарлардың ең үлкен ауытқу бұрышы қандай болады [3].

Шешуі:

Есептің шарты бойынша шарлардың массалары $m_1 = m_2 = m$ бір-біріне тең. Шар ϑ_{01} жылдамдықпен горизонталь бағытта қозғалды деп есептейік. Шарларға сыртқы әсерлер болмағандықтан, жүйені тұйық жүйе деп алуға болады. Сонда импульстің сақталу заңы мен энергияның сақталу заңын пайдалана отырып, мынадай теңдеулер жазылады.

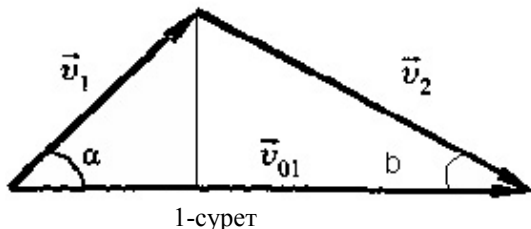
$$\begin{cases} m\vec{\vartheta}_{01} + \vec{0} = m\vec{\vartheta}_1 + m\vec{\vartheta}_2 \\ \frac{1}{2}m\vartheta_{01}^2 = \frac{1}{2}m\vartheta_1^2 + \frac{1}{2}m\vartheta_2^2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \vec{\vartheta}_{01} = \vec{\vartheta}_1 + \vec{\vartheta}_2; \\ \vartheta_{01}^2 = \vartheta_1^2 + \vartheta_2^2. \end{cases} \quad (1.1)$$

Төмендегі 1-суреттен $\vartheta_{01}^2 = \vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + 2\vartheta_1\vartheta_2 \cos \alpha$ және бұдан екінші теңдеуді алсақ, онда $2\vartheta_1\vartheta_2 \cos \alpha = 0$ тең болады. Соқтығысудан кейінгі жылдамдық нөлге тең болмағандықтан, $\vec{\vartheta}_1$ және $\vec{\vartheta}_2$ арасындағы бұрыш 90° тең болмайды.

Есептің шешімі қарапайым, бірақ оқушылар жылдамдық проекцияны көп жағдайда ось бойынша жазады.

$$\begin{aligned} \vartheta_{01} &= \vartheta_{x1} + \vartheta_{x2} & x \text{ ось бойынша;} \\ 0 &= \vartheta_{y1} + \vartheta_{y2} & y \text{ ось бойынша;} \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\frac{1}{2}m\vartheta_{01}^2 = \frac{1}{2}m\vartheta_1^2 + \frac{1}{2}m\vartheta_2^2.$$



1-сурет

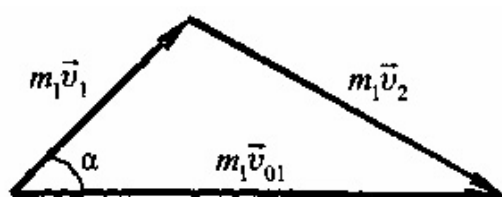
Бұл жүйені шеше отырып, алынған шешуді күрделі тригонометриялық тепе-теңдікті пайдалану арқылы, күрделі жолмен алуға да болады.

Есептің шартын күрделендіріп, есепті жалпы түрде қайта шешіп көрейік:

№ 1 мысал: массасы m_1 шар ϑ_{01} жылдамдықпен массасы m_2 ($m_2 < m_1$) тыныштықта тұрған шарға қарай қозғалады. Егер шарлар абсолют қатты және тегіс болса, соқтығысу кезінде m_1 шардың ең үлкен ауытқу бұрышын анықтаңдар [4].

№ 1 мүмкін шешімі.

Шарларға сыртқы әсерлердің барлығы айтылмағандықтан, импульстің сақталу заңын қолдануға болады деген шешімге келуге болады. Импульстің сақталу заңы: $m_1\vec{\vartheta}_{01} + \vec{0} = m_1\vec{\vartheta}_1 + m_2\vec{\vartheta}_2$.



2-сурет

Мысалы, 2-суретте осы қатынас көрсетілген. Импульс векторлары үш бұрышты құрайды. Косинустар теоремасына сәйкес оны былай жазуға болады:

$$\cos \alpha = \frac{m_1^2(\vartheta_{01}^2 + \vartheta_1^2) - m_2^2\vartheta_2^2}{2m_1^2\vartheta_{01}\vartheta_1}. \quad (1.3)$$

Есептің шарты бойынша шарлар абсолют қатты және тегіс болғандықтан, онда үйкеліске жұмсалатын механикалық энергия болмайды, сол себепті механикалық энергияның сақталу заңына сүйене отырып,

$$\frac{1}{2} m \vartheta_{01}^2 = \frac{1}{2} m_1 \vartheta_1^2 + \frac{1}{2} m_2 \vartheta_2^2.$$

Бұдан

$$\begin{aligned} m_1(\vartheta_{01}^2 - \vartheta_1^2) &= m_2 \vartheta_2^2 \\ \cos \alpha &= \frac{m_1^2(\vartheta_{01}^2 + \vartheta_1^2) - m_2 m_1(\vartheta_{01}^2 - \vartheta_1^2)}{2m_1^2 \vartheta_{01} \vartheta_1}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Қарастырып отырған есептен алынатын ақпараттың молдығын сақталу заңы көмегімен ала алмаймыз. Алынған өрнекті зерттейік.

Бұл өрнек кез келген m_1, m_2 ($m_2 < m_1$) мәндері мен ϑ_{01} үшін орындалады, бірақ шарлар дөңгелек және соқтығысу кезіндегі бағыттар әр түрлі болуы мүмкін, сол себепті есептің шарты бойынша ең үлкен ауытқу бұрышын анықтау қажет.

Математикадағы дифференциалдау операциясын пайдалана отырып, минимум немесе максимумды шарттары жеңіл анықталады. Алынған нәтижеге қарап, $\cos \alpha = f(\vartheta_1)$ ϑ_1 функциясы болатынына көз жеткізуге болады. Функцияны экстремумде зерттейік, алдын ала m_1 -ге қысқартайық:

$$\cos \alpha = \frac{m_1(\vartheta_{01}^2 + \vartheta_1^2) - m_2(\vartheta_{01}^2 - \vartheta_1^2)}{2m_1 \vartheta_{01} \vartheta_1} = \frac{(m_1 + m_2)\vartheta_1^2 + (m_1 - m_2)\vartheta_{01}^2}{2m_1 \vartheta_{01} \vartheta_1}. \quad (1.5)$$

ϑ_1 бойынша:

$$f'(\vartheta_1) = \frac{(m_1 + m_2)\vartheta_1^2 - (m_1 - m_2)\vartheta_{01}^2}{2m_1 \vartheta_{01} \vartheta_1^2} = 0; \quad (1.6)$$

$$\vartheta_1 = \vartheta_{01} \sqrt{\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}}. \quad (1.7)$$

ϑ_1 жылдамдығының алынған мәні ұшу бұрышы косинусының ең аз мәнге сәйкес екені көрініп тұр, сол себепті ең аз ауытқу бұрышы нөл градуста болғандықтан, ұшудың максимум бұрышы да сәйкес болады. Жылдамдықтың алынған мәнін қойып, (1.5)-теңдеуден косинустың мәнін анықтауға болады.

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^2}. \quad (1.8)$$

Массалары бір-біріне тең болған кезде ауытқу бұрышы 90° -қа тең болады.

Есепті шешу үшін дифференциалдау амалының қолдануға жүгінейік. Бұл есеп басқа жолмен 10 сынып оқушысы масса центрі көмегімен де шеше алады, бірақ шешу жолы күрделі болады. Бұндай шешімнің жолын көрсетейік.

№ 2 мүмкін шешімі.

Сыртқы күштер жайлы айтылмағандықтан, олардың соқтығысу кезіндегі әрекеттесуін ескермеуге болады. Яғни екі шар жүйесінің центрлік массалары тұрақты ϑ_1 жылдамдығының бағытына қарай қозғалады. N нүктелік денелердің масса центрі жүйесінің жылдамдығы келесі формула бойынша анықталады.

$$v_{цм} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i v_i}{\sum_{i=1}^N m_i}.$$

Бұл жағдайда масса центрі жылдамдығы $v_{цм} = \frac{m_1 v_{01}}{m_1 + m_2}$ тең.

Масса центрі есептеуінің жүйесіне (ЕЖ) көшейік. Жылдамдықтарды қосу заңын пайдаланып, $\vec{v}_{01} = \vec{v}_{01} + \vec{v}_{цм}$ және $\vec{v}_{02} = \vec{v}_{02} + \vec{v}_{цм}$ деп жазуға болады. Масса центрі үшін формуланы $\vec{v}_{02} = 0$; $v_{02} = 0$ ескере отырып, ЕЖ шарлардың масса центрлері мынадай жылдамдықтармен бір-біріне жақындайды.

$$\begin{aligned}\vec{u}_{01} &= \frac{m_2 \vec{v}_{01}}{m_1 + m_2}; \\ \vec{u}_{02} &= -\frac{m_1 \vec{v}_{01}}{m_1 + m_2}.\end{aligned}\quad (1.9)$$

ЕЖ-де шарлардың масса центрлерінің толық импульсі соқтығысуға дейінгі және кейінгі мәндері нөлге тең, сәйкесінше

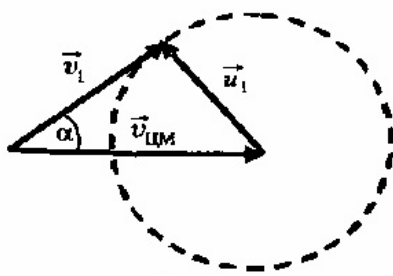
$$\begin{aligned}m_1 u_{01} &= m_2 u_{02}; \\ m_1 u_1 &= m_2 u_2; \\ \frac{m_1 u_{01}^2}{2} + \frac{m_2 u_{02}^2}{2} &= \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2};\end{aligned}$$

соқтығысқанға дейінгі жылдамдықтар $\Rightarrow u_{01} = u_1$, $u_{02} = u_2$.

Соқтығысудан кейін денелердің жылдамдық модульдары центрлік массаға қатысты өзгеріссіз қалады. Бірінші шардың жылдамдық модулі соқтығысудан кейін бірінші шардың соқтығысуға дейінгі жылдамдық модуліне тең, бірақ оның бағыты өзгереді. Шарлардың соқтығысуға дейінгі өзара орналасуына қарай бұл векторлардың арасындағы бұрыш 0° -ден 180° -қа дейін (мандай алды соғу) өзгереді.

Қозғалмайтын ЕЖ-ге қайтып оралайық. Масса центрінің жылдамдығы өзгермегендіктен және бірінші шардың бастапқы қозғалысына қарай бағытталғандықтан, бірінші шардың соқтығысудан кейінгі жылдамдығын мынадай түрде жазуға $\vec{v}_1 = \vec{u}_1 + \vec{v}_{цм}$ болады.

Векторлық шамалардың геометриялық бейнелері (3-сур.) көрсетілген. Жылдамдық векторлары арасындағы байланысты көрсете отырып, $\vec{u}_1$ және $\vec{\Theta}_0$ векторларының модулі белгісіз екенін ескере отырып, оларды жоғарыда көрсетілген қатынастар арқылы анықтауға болады. $\vec{\Theta}_0$ векторының бағыты белгілі ол ($\vec{\Theta}_{01}$ бағытына сәйкес), ал $\vec{u}_1$ және $\vec{\Theta}_0$ векторлары бағыттарының арасындағы бұрыш 0 -ден 180° -қа дейін өзгеруі мүмкін.

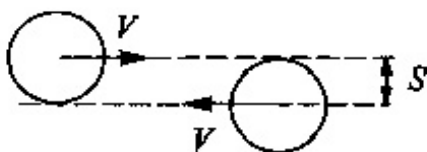


3-сурет

Байқасак, көптеген нүктелердің барлығы $\vec{u}_1$ векторы соңы болуы мүмкін, яғни $\vec{\Theta}_1$ векторының (ұшы) соңы $\vec{u}_1$ вектор модуліне тең шеңбер радиусы болып табылады. 3-суретте көрсетілгендей, $\vec{\Theta}_0 = \vec{\Theta}_{цм}$ жылдамдық векторымен $\vec{\Theta}_1$ жылдамдық векторларының ең үлкен ауытқу бұрышына шардың бастапқы бағыттағы жылдамдықтарының $\vec{u}_1$ және $\vec{\Theta}_1$ арасындағы бұрыш 90° .

$$\sin \alpha = \frac{u_1}{v_0} = \frac{\frac{m_2 v_{01}}{m_1 + m_2}}{\frac{m_1 v_{01}}{m_1 + m_2}} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Сонда массалары бір-біріне тең болғанда олардың арасындағы ауытқу бұрышы 90° -қа тең болатындығы дәлелденеді.



4-сурет

№ 2 мысал. 4-суретте көрсетілгендей, радиустары R бірдей екі шар бірдей жылдамдықта бір-біріне қарама-қарсы қозғалады. Шарлардың масса центрлері қозғалысының сызықтарының ара қашықтығы $S = R$. Соқтығысудан кейін әрбір шарлардың қайсысының жылдамдық векторлары қандай β бұрышына бұрылады? Шарды тегіс деп, соққыны серпімді деп есептеуге болады [4].

Шешуі: Соқтығысқаннан кейінгі шарлар жылдамдығын $\vec{V}_1$ және $\vec{V}_2$ деп белгілейік.

Импульстің және энергияның сақталу заңдарына сүйене отырып,

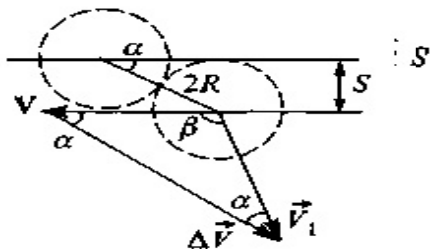
$$0 = mV_1 + mV_2;$$

$$mV^2 = \frac{1}{2}mV_1^2 + \frac{1}{2}mV_2^2. \quad (1.10)$$

$V_1 = V_2 = V$, яғни соқтығысқаннан кейін шарлардың жылдамдық модульдері өзгеріссіз қалады. Соққы қысқа уақытта өтетіндіктен, әрбір шардың импульсінің өзгерісі соққы кезіндегі шарлардың масса центрлерін қосатын сызыққа параллель жүреді деп есептеп, суреттен

$$\beta + 2\alpha = \pi;$$

$$\sin \alpha = \frac{S}{2R}.$$



5-сурет

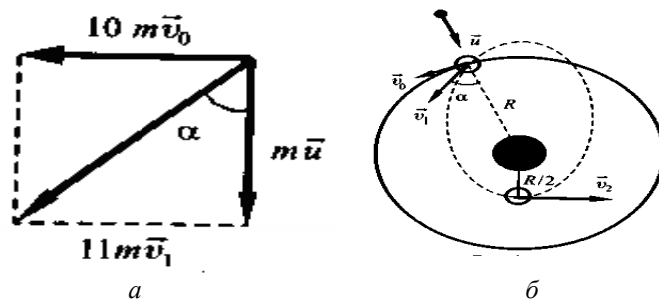
Бұдан

$$\beta = \pi - 2 \arcsin \frac{S}{2R} = \frac{2}{3}\pi. \quad (1.11)$$

Біз жоғарыда импульстің сақталу заңы мен энергияның сақталу заңдарын қарастырдық. Егер тақырыпта импульс моментінің сақталу заңы қарастырылмаса, онда алға қойылған мақсат шешілмейді.

№ 3 мысал. Планетаға түзу бойымен ұшатын массасы M метеорит масса центрі арқылы өтетін R тең шеңбер бойымен айналатын автоматты космостық станцияға құлайды. Станция массасы метеорит массасынан 10 есе артық. Соқтығысу нәтижесінде метеорит планетаға дейін минимум ара қашықтықта $R/2$ жаңа орбитаға өтетін станцияда қалып қояды. Соқтығысқанға дейінгі метеориттің жылдамдығын анықтаңдар [5].

Шешуі. Метеориттің массасы m -ге тең болса, онда соқтығысқанға дейінгі станция массасы $10m$ -ге тең, ал соқтығысқаннан кейін — $11m$. Кинематикадағы шеңбер бойымен бір қалыпты қозғалған дененің центрге тартқыш үдеуі $a = \frac{v_0^2}{R}$, Ньютонның екінші заңы бойынша, $F = 10ma$ және бүкіл әлемдік тартылыс заңдарына $F = G \frac{M}{R^2} 10m$ сүйене отырып: $v_0^2 = G \frac{M}{R^2}$.



6-сурет

Соқтығысу кезінде метеорит пен станция арасындағы әрекеттесу күші олардың Жермен гравитациялық байланыс күшінен едәуір көп болса, онда импульстің сақталу заңын пайдалануға болады: $10m\vec{v}_0 + m\vec{u} = 11m\vec{v}_1$. 6-суретте (а) импульс векторларын көрсетіп, Пифагор теоремасын пайдалана отырып: $m^2u^2 + (10m)^2v_0^2 = (11m)^2v_1^2$, бұдан

$$v_1^2 = \frac{u^2}{121} + \frac{100}{121}v_0^2. \quad (1.12)$$

Метеорит станциямен қосылғаннан кейін, оның қозғалысы Жермен гравитациялық өзара әсерлесу күшінің әсерінен іске асырылады. 6-суретте (б) станцияның соқтығысқаннан кейінгі орналасуын сол мезеттегі Жерден ең аз аралыққа өтетіндігін көрсету керек. Осы мезеттер үшін

механикалық энергияның сақталу заңдарын жазайық. Массалары m_1 және m_2 екі материалдық нүктенің гравитациялық байланыс энергиясын ескере отырып (немесе біртектес шарлар), мына формула арқылы: $G \frac{M}{R} 11m + \frac{11mv_1^2}{2} = -G \frac{M}{R/2} 11m + \frac{11mv_2^2}{2}$.

Енді (1.12) ескере отырып,

$$v_2^2 = \frac{u^2}{121} + \frac{100v_0^2}{121} + 2v_0^2. \quad (1.13)$$

Одан кейін импульстің сақталу заңын пайдаланайық. Егер станция қозғалысын Жер центріне қатысты қарастырсақ, онда уақыт мезеттері үшін импульс моментінің сақталу заңы метеоритпен соқтығысқаннан кейінгі мезеттегі метеориттің станциямен біріккеннен кейінгі олардың жылдамдықтары Жермен гравитациялық өзара әсерлесу күшінің әсерінен іске асырылады.

$$11mv_1 R \sin a = 11mv_2 R / 2. \quad (1.14)$$

Импульстің сақталу заңына сүйене отырып, $\sin a = \frac{10mv_0}{11mv_1}$; $v_2 = \frac{20}{11}v_0$ алуға болады.

Сонда

$$u = \sqrt{\frac{58GM}{R}}. \quad (1.15)$$

Есепті шығару үшін оның мазмұнын мұқият оқу керек. Есептің талап етіп отырған шартына сәйкесті есепті шығаруға қажетті мәліметтерді талдай алу қажет.

Әдебиеттер тізімі

1. *Архипов В.В., Ещанова А.М., Камбарова Ж.Т., Кудусов А.С.* Нестандартные физические задачи // Вестн. Караганд. ун-та. Сер. Физика. — 2009. — № 2 (54). — С. 69–77.
2. *Кудусов А.С., Мусенова Э.К.* Стандартты емес есептерді шығару әдістемесі // Қарағанды ун-нің хабаршысы. Физика сер. — 2012. — № 3 (67). — 72–77-б.
3. *Краснов М.С.* Решение сложных и нестандартных задач по физике. Эвристические приемы поиска решений. — М.: ИЛЕКСА, 2009. — 360 с.
4. *Кобушкин В.К.* Методика решения задач по физике. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1966. — 107 с.
5. *Кротов С.С.* Задачи московских физических олимпиад. — М.: Наука; Физмат. лит., 2007. — 192 с.

А.С.Кудусов, Э.К.Мусенова, А.Кыстаубаева,
Т.Е.Сейсембекова, Г.Б.Нурышова

Решение задач с использованием законов сохранения

В статье на основе законов сохранения импульса и энергии рассмотрены неупругие и упругие столкновения тел. Показана техника исследования упругих столкновений в системе центра масс. Законы сохранения энергии и импульса позволяют достаточно просто устанавливать соотношения между различными физическими величинами при столкновении тел. Кроме того, законы сохранения могут быть использованы даже в тех случаях, когда действующие силы неизвестны. При соударении сохраняется как импульс, так и суммарная кинетическая энергия взаимодействующих тел, тела после взаимодействия движутся с одной и той же скоростью, их импульс сохраняется, но суммарная кинетическая энергия уменьшается, так как часть ее переходит во внутреннюю энергию. Если соударение центральное, то и в том, и другом случае задача полностью описана математически и имеет решение.

A.S.Kudusov, E.K.Musenova, A.Kystaubayeva,
T.E.Seisembekova, G.B.Nuryshova

Solving of problems using the conservation laws

On the basis of the laws of conservation of momentum and energy are considered inelastic and elastic collisions of bodies. Research shows the technique of elastic collisions in the center of mass. Conservation laws of energy and momentum provide an easy way to install the relation between different physical quantities in the collision of bodies that often conservation laws can be used even in cases where the acting forces are unknown. Upon collision stored as momentum and the total kinetic energy of the interacting bodies, body after interaction move with the same speed as their momentum is conserved, but the total kinetic energy is reduced because the part of it goes into the internal energy. If central collision, then in fact, and in other cases, the problem is fully described mathematically and has a solution.

References

- 1 Arkhipov V.V., Eshchanova A.M., Kambarova Zh.T., Kudusov A.S. *KSU bull. Physics series*, 2009, 2 (54), p. 69–77.
- 2 Kudusov A.S., Musenova E.K. *KSU bull. Physics series*, 2012, 3 (67), p. 72–77.
- 3 Krasnov M.S. *Heuristic methods of search for solving*, Moscow: ILEKSA, 2009, 360 p.
- 4 Kobushkin V.K. *Solving method for physical problems*, Leningrad: LSU publ., 1966, 107 p.
- 5 Krotov S.S. *Problems of Moscow physical Olympiads*, Moscow: Nauka, Phys.-math. Lit., 2007, 192 p.