

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ

А.И. Трофимов, М.А. Трофимов, В.В. Худаско

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



Проведено теоретическое исследование распределения температуры во фронте ударной волны в металлах с учетом конвекции, теплопроводности решетки и электронов, обмена энергией между решеткой и электронами для обоснования бесконтактного метода измерения напряженного состояния металла конструкций АЭС на основе явления возникновения эдс при ударных нагрузках.

Величина возникающей эдс при ударных нагрузках зависит от физических свойств металлов, их размеров, величины давления ударного сжатия и начальных термодинамических параметров [1]. По величине эдс можно судить о напряженном состоянии металла. Физика данного явления достаточно сложна. В [1] показано, что существенную роль в возникновении эдс играет диффузия электронов, которая зависит от температуры решетки и электронов, а также от энергии вырождения свободных электронов.

В [2,3] показано, что металлы можно рассматривать как двухкомпонентную систему, состоящую из свободных электронов и решетки атомов. Поэтому распространение возмущений в такой системе определяется решеткой и свободными электронами. Скорость звука или ударных волн в металле имеет порядок 10^3 м/с, а скорость свободных электронов в металле (с плотностью свободных электронов $n_0 \cdot 10^{28}$ м⁻³ при нормальной температуре) – 10^6 м/с. Таким образом, скорость переноса тепла и импульса электронами на три порядка выше скорости ударных волн. В данной работе проведено теоретическое исследование распределения температуры во фронте ударной волны с учетом конвекции, теплопроводности решетки и электронов и обмена энергией между решеткой и электронами.

Для определения температуры во фронте ударной волны необходимы данные о коэффициентах теплопроводности металла, диффузии электронов и коэффициентах обмена энергией между решеткой и электронами. Коэффициенты теплопроводности металлов известны. Коэффициент диффузии электронов D_e согласно [2] определяется соотношением

$$D_e = \frac{1}{3} v_e l_e = \frac{1}{3} v_e^2 \tau_e, \quad (1)$$

где v_e , l_e , τ_e – скорость, длина и время свободного пробега электронов соответственно.

Время свободного пробега электронов определяется через удельное электрическое сопротивление ρ и коэффициент теплопроводности λ :

$$\rho = \frac{m_e}{e^2 n_0 \tau_p}; \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{\pi^2 k^2 n_0 \tau_\lambda}{3m_e} T, \quad (3)$$

где m_e – эффективная масса электронов, e – заряд электрона, τ_p – время свободного пробега в процессах переноса импульса, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, τ_λ – время свободного пробега в процессах передачи энергии.

При температурах $T \ll \theta$ (θ – температура Дебая), τ_p и τ_λ могут значительно отличаться друг от друга [2]. При $T \gg \theta$ время τ_p и τ_λ равны, тогда время свободного пробега электронов $\tau_e = \tau_p = \tau_\lambda$, при этом τ_e можно рассчитать по соотношениям (2) или (3). Как известно удельное электрическое сопротивление измеряется значительно точнее, чем коэффициент температуропроводности, поэтому для расчета τ_e при $T \geq \theta$ ниже будут использованы экспериментальные данные по ρ .

В работе [7] выполнены эксперименты по исследованию возникновения эдс при ударных нагрузках сборки алюминий-висмут-медь. В [1] проведен анализ этих данных, поэтому будем рассматривать металлы алюминий и висмут. На рис. 1 представлены зависимости удельных электрических сопротивлений от температуры по экспериментальным данным [4] для алюминия и висмута. Авторами проведена аппроксимация удельного электрического сопротивления в области высоких температур. Со-

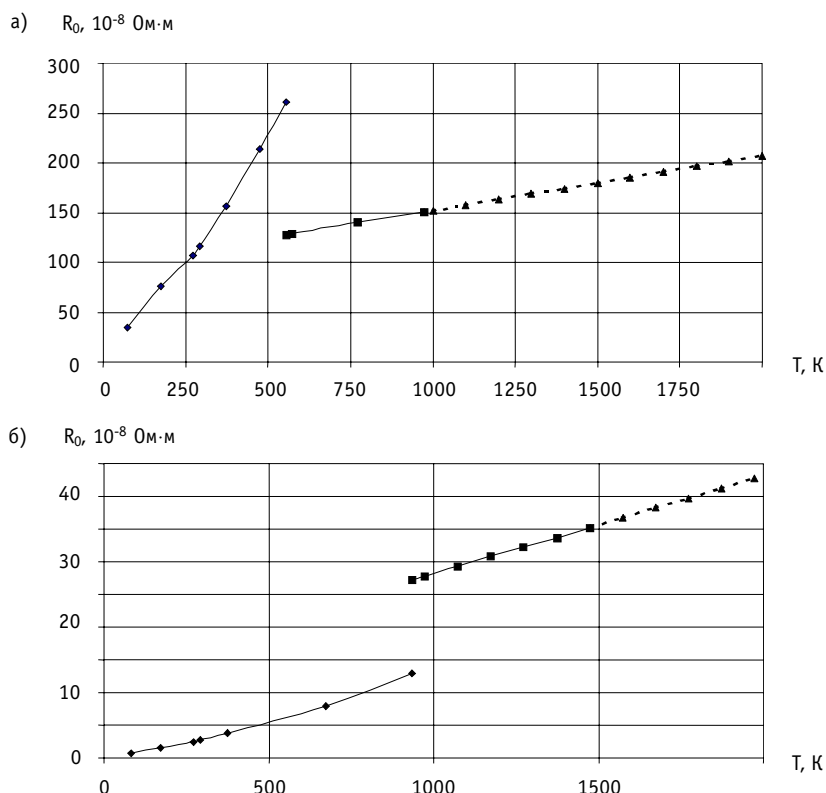


Рис.1. Зависимость удельного электрического сопротивления от температуры: а) \blacklozenge – твердый висмут (данные [4]), \blacksquare – жидкий висмут (данные [4]), \blacktriangle – жидкий висмут (аппроксимация авторов); б) \blacklozenge – твердый алюминий (данные [4]), \blacksquare – жидкий алюминий (данные [4]), \blacktriangle – жидкий алюминий (аппроксимация авторов)

гласно [2], при высоких температурах $T \geq \theta$ рассеивание электронов в основном происходит на фононах (колебаниях решетки). Тогда удельное электрическое сопротивление для многих металлов, определяемое соотношением (2), линейно зависит от температуры [2].

На рис. 2 представлены рассчитанные по соотношениям (2) и (3) зависимости τ_p и τ_λ от температуры для висмута и алюминия. Причем для висмута принималось, что эффективная масса электронов висмута на два порядка меньше массы свободных электронов [8], т.е. $m^* = 9,1095 \cdot 10^{-23}$ кг, а эффективная масса электронов алюминия равна массе свободных электронов [5]. Из рис. 2 видно, что при $T > \theta$ ($T \geq 293$ К) с хорошим приближением можно считать $\tau_p = \tau_\lambda$, что согласуется с выводами [2]. При изменении температуры висмута и алюминия от 293 К до 2000 К τ_p изменяется от $1.1 \cdot 10^{-12}$ до $0.6 \cdot 10^{-12}$ и $7.3 \cdot 10^{-15}$ до $4.6 \cdot 10^{-16}$ соответственно. Причем время свободного пробега электронов в висмуте на 2-3 порядка больше, чем время свободного пробега электронов в алюминии, это связано значениями эффективных масс и плотностью свободных электронов. В висмуте и алюминии при нормальных условиях плотность свободных электронов $n_0 = 2.8 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и $n_0 = 1.8 \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3}$ соответственно. Температура вырождения алюминия равна $T_0 \approx 135400$ К, висмута $T_0 = 1200$ К.

Из соотношения (2) имеем

$$D_e = \frac{1}{3} v_e^2 \frac{m^*}{e^2 n_0 \rho}. \quad (4a)$$

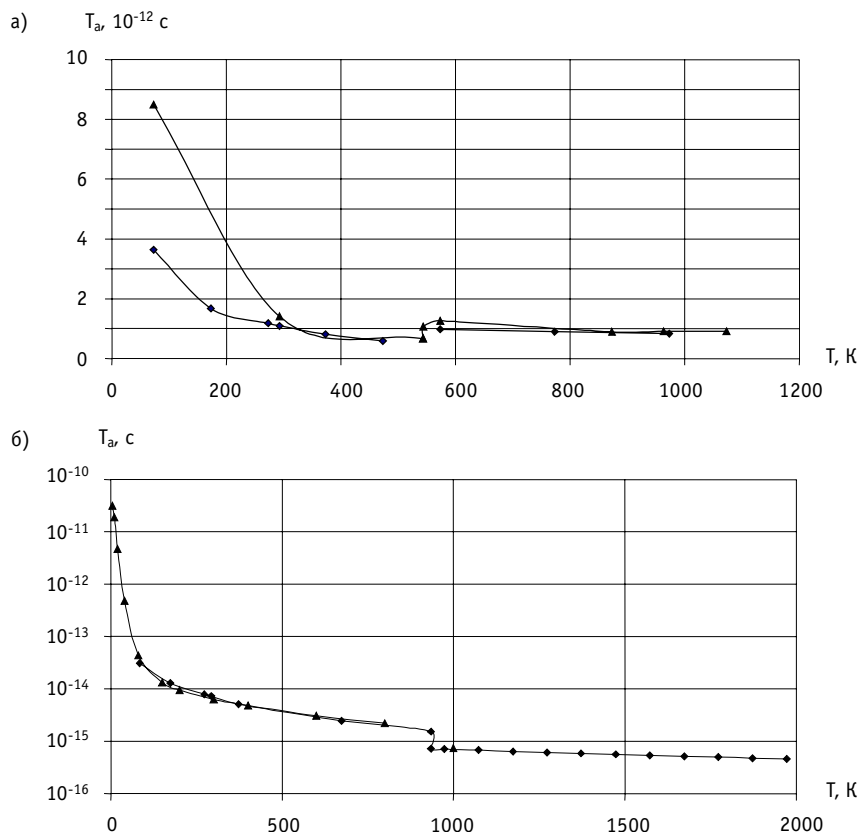


Рис. 2. Зависимость времени свободного пробега τ_p и τ_λ от температуры: а) для висмута: \blacklozenge - τ_p расчет по экспериментальным данным [4] и выражению (2), \blacktriangle - τ_λ расчет по экспериментальным данным [4] и выражению (3); б) для алюминия: \blacklozenge - τ_p расчет по экспериментальным данным [4] и выражению (2), \blacktriangle - τ_λ расчет по экспериментальным данным [6] и выражению (3)

Для определения скорости валентных электронов воспользуемся средней энергией валентных электронов [2], которая определяется выражением

$$E = \frac{4\pi(2m_e)^{3/2}}{h^3} \left[\frac{2}{5} \eta^{5/2} + \frac{\pi^2}{4} (kT)^2 \eta^{1/2} \right].$$

Тогда средняя энергия валентного электрона определяется соотношением:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{E}{n_0} = \frac{3}{5} \frac{\eta^{5/2}}{\eta_0^{3/2}} + \frac{3\pi^2}{8} \frac{\eta^{1/2}}{\eta_0^{3/2}} (kT)^2.$$

Используя соотношение

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} m_e v_e^2,$$

для коэффициента диффузии электронов получим выражение

$$D_e = \frac{2}{3} \frac{\bar{\varepsilon}}{e^2 n_0 \rho}, \quad (46)$$

Используя экспериментальные данные [4,6] для ρ , по соотношению (46) были рассчитаны коэффициенты диффузии электронов висмута и алюминия. Эти данные представлены на рис. 3. При нормальных условиях коэффициенты диффузии электронов висмута и алюминия равны $D_e = 1.29 \text{ м}^2/\text{с}$ и $D_e = 0.006 \text{ м}^2/\text{с}$ соответственно.

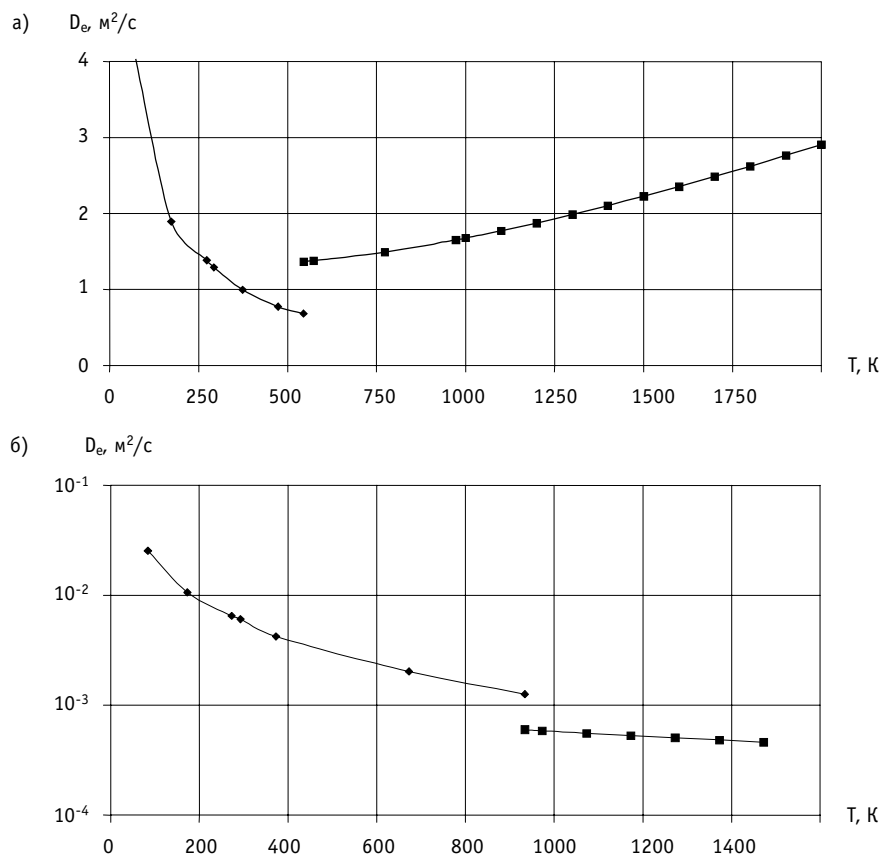


Рис. 3. Зависимость коэффициента диффузии электронов от температуры: а) \blacklozenge - твердый висмут; \blacksquare - жидкий висмут; б) \blacklozenge - твердый алюминий; \blacksquare - жидкий алюминий

Ниже проведена оценка размеров зоны прогрева в алюминии и висмуте при прохождении ударной волны. Рассматривая металлы как двухкомпонентную неравновесную систему, состоящую из свободных электронов и атомов (ионов), запишем уравнения энергии для решетки (атомов) и электронов:

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} + U \frac{\partial T_p}{\partial x} = a_p \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial T_p}{\partial x} - \frac{\alpha}{c_e \rho} (T_p - T_e); \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + U \frac{\partial T_e}{\partial x} = D_e \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial T_e}{\partial x} + \frac{\alpha}{c_e \rho} (T_p - T_e), \quad (6)$$

где t – время, x – продольная координата, a – коэффициент температуропроводности, c – теплоемкость, ρ – плотность, p и e – индексы, относящиеся к решетке и электронам, α – коэффициент обмена энергией между решеткой и электронами.

Система уравнений (5) и (6) совместно с граничными и начальными условиями описывает распределение температуры решетки и электронов. Если в уравнении (6) пренебречь конвективной и диффузионной составляющей, то получим уравнение, предложенное Л.Д. Ландау [3], для расчета температуры электронов в ударной волне:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\alpha}{c_e \rho} (T_p - T_e), \quad (7)$$

где $\tau_{ep} = \frac{c_e \rho}{\alpha}$ – время релаксации электронов в решетке.

Проведенные ранее исследования [7] показывают, что температурное поле во фронте ударной волны зависит существенным образом от конвективной и диффузионной составляющей. Таким образом, при расчете распределения температуры во фронте ударной волны необходимо использовать уравнение (6), а не упрощенное уравнение Л.Д. Ландау (7).

Считая состояние перед фронтом ударной волны стационарным, представим уравнения (5) и (6) в виде:

$$U \frac{dT_p}{dx} = a_p \frac{d}{dx} \frac{dT_p}{dx} - \frac{\alpha}{c_e \rho} (T_p - T_e); \quad (8)$$

$$U \frac{dT_e}{dx} = D_e \frac{d}{dx} \frac{dT_e}{dx} + \frac{\alpha}{c_e \rho} (T_p - T_e). \quad (9)$$

Граничные условия для уравнений (8) и (9) имеют вид:

$$T_p(-L) = T_e(-L) = T_H; \quad T_p(L) = T_e(L) = T_{нор}, \quad (10)$$

где L – размер зоны прогрева ударной волны, T_H и $T_{нор}$ – температуры в ударной волне и при нормальных условиях соответственно.

Горячие электроны с фронта ударной волны диффундируют в холодную область. При этом электрон успевает много раз столкнуться с атомами решетки. Поскольку доля энергии, передаваемая в каждом столкновении, мала из-за малой эффективной массы электрона. Время релаксации электрона $\tau_{ep} = \frac{c_e \rho}{\alpha}$ в невырожденном случае равно

[8]:

$$\tau_{ep} = \frac{3}{8} \frac{k T_p}{m_e v^2} \tau_e, \quad (11)$$

где v – скорость звука.

При нормальных условиях время релаксации электронов в алюминии и висмуте равны $\tau_{ep}=4.42 \cdot 10^{-13}$ с и $\tau_{ep}=4.55 \cdot 10^{-8}$ соответственно. Электронная теплоемкость алюминия и висмута определяется соотношениями из [2], решеточная теплопроводность рассчитывалась по [9]. На рис. 4 приведены характеристики распределения температуры решетки и электронов на фронте ударной волны для висмута и алюминия при ударном сжатии давлением $P = 340$ кбар, полученные путем численного решения уравнений (8)-(11) (данные для висмута и алюминия при ударном сжатии использовались из работы [1]). Вклад энергии электронов в тепловую энергию висмута и алюминия в данном случае пренебрежимо мал [1]. Из рис. 4 следует, что размер зоны изменения температуры электронов в ударной волне составляет 10^{-3} м и $4 \cdot 10^{-7}$ м в висмуте и алюминии соответственно. Размер зоны изменения температуры решетки в ударной волне составляет около 10^{-9} м в висмуте и алюминии. Согласно экспериментальным данным [7] и проведенному анализу в работе [1], размер зоны проникновения электронов из висмута в медь составляет $L \approx 1$ мм.

Таким образом, впервые показано, что во фронте ударной волны в металлах существует термодинамическая неравновесность между температурами решетки и свободных электронов. Для висмута рассчитанная разность температур электронов и решетки достигает 1160 К, а для алюминия – 230 К. Однако вклад энергии электронов в тепловую энергию висмута и алюминия не превышает 0.1% и 2% соответственно.

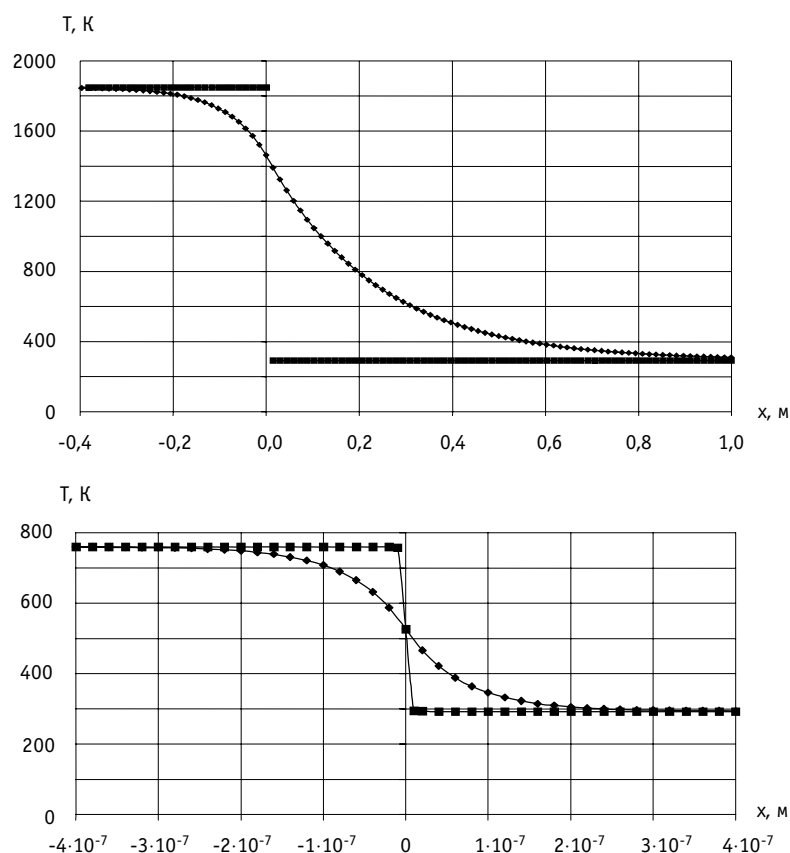


Рис. 4. Распределение температуры на фронте ударной волны: а) для висмута: \blacklozenge - температура электронов, \blacksquare - температура решетки; б) для алюминия: \blacklozenge - температура электронов, \blacksquare - температура решетки

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основании экспериментальных данных по удельным электрическим сопротивлениям и коэффициентам теплопроводности рассчитаны времена свободного пробега электронов в алюминии и висмуте. При изменении температуры висмута и алюминия от 293 К до 2000 К τ_p изменяется от $1.1 \cdot 10^{-12}$ до $0.6 \cdot 10^{-12}$ и $7.3 \cdot 10^{-15}$ до $4.6 \cdot 10^{-16}$ соответственно.

2. Приведены рассчитанные коэффициенты диффузии электронов в висмуте до 2000 К, а в алюминии 1500 К. При нормальных условиях коэффициенты диффузии электронов висмута и алюминия равны $D_e = 1.29 \text{ м}^2/\text{с}$ и $D_e = 0.006 \text{ м}^2/\text{с}$ соответственно.

3. Представлены данные по расчету температуры решетки и электронов во фронте ударной волны. При ударном сжатии давлением в 340 кбар рассчитанная разность температур электронов и решетки достигает для висмута 1160 К, а для алюминия 230 К. Показано, что вклад энергии электронов в тепловую энергию металла пренебрежимо мал.

4. Размер зоны изменения температуры электронов в ударной волне составляет 10^{-3} м и $4 \cdot 10^{-7}$ м в висмуте и алюминии соответственно. Размер зоны изменения температуры решетки в ударной волне составляет около 10^{-9} м в висмуте и алюминии.

Литература

1. Трофимов А.И., Трофимов М.А., Худаско В.В. Бесконтактный метод измерения напряженного состояния металлов конструкций АЭС на основе явления возникновения эдс при ударных нагрузках // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2003. – №2. – С. 50-60.
2. Блат Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. – М.: Мир, 1971. – 470 с.
3. Зельдович Я.Б. и Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Физматгиз, 1963. – 632 с.
4. Таблицы физических величин / Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
5. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела / Пер. с англ. – М.: Наука, 1978. – 792 с.
6. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. Физические величины. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
7. Нестеренко В.Ф. О тепловой волне при ударном нагружении висмута // ФГВ. – 1973. – № 4. – С. 572-575.
8. Дербас А.А., Нестеренко В.Ф., Ставер А.М. О тепловой волне перед фронтом ударной волны в металлах // ФГВ. – 1972. – Вып. 8. – № 2. – С. 311-314.
9. Трофимов А.И., Трофимов М.А., Худаско В.В. Метод измерения напряженного состояния элементов конструкций АЭС на основе явления возникновения эдс в паре металлов при ударных нагрузках: Учебное пособие по курсам «Физические поля» и «Физические основы получения информации». – Обнинск: ИАТЭ, 2003. – С. 38.

Поступила в редакцию 22.05.2003

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.039.524.46

Industrial Heavy-Water Reactor Technology Creation Experience and Development Prospects \V.V. Petrunin; Editorial board of journal "Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 14 pages, 4 illustrations, 5 tables. – References, 7 titles.

The development of heavy-water reactor technology is presented in the report. The distinctive features of industrial heavy-water reactors and the introduction stages of radioactive isotopes fabrication at L-2 reactor are given. The concept of new heavy-water industrial reactor is presented. New HWR creation economic efficiency is analysed. Multiversion calculation of HWR economics was performed by Ail-Russian method using the certified TEO-INVEST code, developed by Russian Academy of Science Institute of Management Problems. Calculation results allowed making a conclusion that at the present level of world prices for isotope products the investment project of new HWR has high profitability and payback indices. The predicted increase of the world prices for isotope products caused by the demand rise allows additionally to improve project characteristics and to increase its stability to financial risks.

УДК 621.039.58

The Modern Approach to Methodology of Probabilistic Safety Analysis \Yu.V. Shvyryaev; Editorial board of journal "Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages. – References, 11 titles.

The brief description of probabilistic safety analysis (PSA) methodology which is used in present time for the development of the safety decisions at the designing and operation nuclear power plants (NPP) with WWER reactors.

PSA methodology includes the common probabilistic model describing the arising of NPP accident states exceeding the setting value of limiting accident consequences, list of the probabilistic safety indicators (PSI), the definition of basic tasks, methods, approaches, data base and computer codes to define full population of accident states and to perform PSI quantification and the approach for complex qualitative and quantitative estimation of safety level based on PSA results.

УДК 621.317

Magnetic Inspection of Pipelines in Industrial Water-Supply of NPPs \A.A. Abakumov, A.A. Abakumov (junior), E.A. Kasatov; Editorial board of journal "Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 8 illustrations, 1 table. – References, 2 titles.

The physical principles of magnetic methods of inspection of pipelines is reviewed. The main notice is given to problems of magnetic introsopes construction. The construction, principle of operation and performances of magnetic introsopes for external inspection of pipelines in industrial water-supply of NPPs is depicted.

УДК 621.039.53

The analysis of temperature distribution in front of a shock wave in metals \A.I. Trofimov, M.A. Trofimov, V.V. Hudasko; Editorial board of journal "Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 4 illustrations. – References, 9 titles.

Theoretical research of distribution of temperature in front of a shock wave in metals with the account convection, heat conductivities of a atomic lattice and electrons, an exchange of energy between a atomic lattice and electrons for a substantiation of a noncontact method of measurement of the intense status of metal of designs of the atomic power station is carried out on the basis of the phenomenon of occurrence EMF at shock loadings