

АВАРИИ РАЗГОНА БЫСТРОГО РЕАКТОРА. ПРОСТЕЙШИЕ МОДЕЛИ И ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Н. М. Каджури

Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный



Рассмотрено временное поведение мощности реактора на быстрых нейтронах при больших скоростях ввода реактивности (до $50\beta/\text{с}$). Показано, что энерговыделение во время вспышки пропорционально $(\tau)^{0.5}$ и зависит от скорости ввода реактивности и обратно пропорционально реактивности обратных связей.

ВВЕДЕНИЕ

Аварии разгона при быстром вводе реактивности $\rho > \beta_{\text{эф}}$ относятся к наиболее опасным для любых реакторов; подтверждением этому является Чернобыльская авария. Время жизни нейтронов в быстром реакторе $\tau \sim 10^{-6}$ – 10^{-7} с много меньше, чем в тепловом (10^{-3} – 10^{-5} с), а доля запаздывающих нейтронов для ^{239}Pu $\beta \approx 0.23\%$ меньше $\beta \approx 0.7\%$ для ^{235}U . Это служит основанием для давно и широко распространенного даже среди специалистов ошибочного мнения об особой опасности быстрых реакторов. При возможной для быстрого реактора скорости ввода реактивности до $\rho \sim 100\beta/\text{с}$ (рассматривались быстрое вскипание перегретого Na, быстрый “коллапс” разрушенного топлива и т.п.) первые расчеты по теории Бетэ и Таита [1] показали выделение механической энергии масштаба тонн ТНТ с разрушением топлива и внешних барьеров, с высвобождением большей энергии, запасенной в контуре охлаждения, и с выбросом радиоактивности.

Но эти расчеты завышали энергетической эффект разгона (Q), поскольку в качестве гасящей разгон обратной связи $\rho_f(t)$ принимали только снижение плотности топлива, запаздывающее от роста его температуры T на время распространения по реактору размерами $L \sim 1$ м волны давления $L/V_{3B} \sim 10^{-4}$ с.

К шестидесятым годам была, однако, понята роль резонансных эффектов в физике быстрых реакторов с большим количеством ^{238}U и смягченным спектром нейтронов [2]. При этом главным фактором, гасящим разгон, становится эффект Доплера на ^{238}U , действующий для гомогенного топлива мгновенно с ростом температуры. Это уменьшает Q во вспышке, которая оказывается пропорциональной $\sqrt{\rho \tau}$. Для быстрых реакторов Q становится на 1–2 порядка меньшим, чем для тепловых, а температурный скачок в топливе с теплоемкостью C становится небольшим, а именно $\Delta T = Q/C \sim 100$ К. В тепловом реакторе разрушение топлива может произойти уже в первой вспышке, а в быстром при вводе реактивности $\rho(t) = \rho \tau$ происхо-

дит серия относительно небольших вспышек, следующих с малым интервалом $\sim \sqrt{\frac{\tau}{\beta}}$

до тех пор, пока температура топлива не достигнет предела его разрушения. Рост температуры зависит от введенной реактивности ρ , величины температурного эффекта $\rho_f(T)$ и в малой степени от τ и β , так что с точки зрения результата - разрушения топлива - быстрый реактор мало отличается от теплового, только разгон в быстром реакторе более прост для описания. Он допускает приближенное описание, усредненное по вспышкам. В среднем реактор ведет себя как критический по мгновенным нейтронам, в котором рост вводимой реактивности $\rho(t)$ сверх $\beta_{эф}$ компенсируется в каждый момент времени реактивностью обратной связи $\rho_f(T)$ при соответствующем росте $T(t)$.

Рассматриваются процессы быстрого ввода реактивности, протекающие за время, меньшее времени температурной релаксации топлива θ (1 с или несколько секунд) и, тем более, среднего времени распада источников запаздывающих нейтронов $1/\lambda \sim 10$ с, что позволяет пренебречь влиянием отвода тепла и изменением источников запаздывающих нейтронов. Что касается $\beta_{эф}$, то, во-первых, из-за большого вклада делений ^{238}U эта величина для быстрых реакторов в цикле U-Pu оказывается близкой к $\beta_{эф}$ для тепловых реакторов на ^{235}U с накоплением Pu(0.4-0.5%); во-вторых, величина $\beta_{эф}$ не столь критически, как это принято считать, влияет на протекание аварийного процесса при вводе реактивности.

В работе проведен анализ гипотетических (нереализуемых) аварий, который позволяет определить «запас безопасности» реактора. Ниже сделаны оценки процессов разгона быстрого реактора при $\beta=10$ и 50\$/с.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗГОНА

Система уравнений точечной кинетики реактора имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dp(t)}{dt} &= \frac{(\rho(t) - \beta) \cdot p(t)}{\tau} + \sum \lambda_i C_i(t) + q(t), \\ \frac{dC_i(t)}{dt} &= \left(\frac{\beta_i}{\tau} \right) \cdot p(t) - \lambda_i \cdot C_i(t), \end{aligned} \quad (1)$$

где $p(t)$ – плотность нейтронов, пропорциональная мощности реактора; $\rho(t)$ – внешняя реактивность; β – эффективная доля запаздывающих нейтронов; β_i , λ_i , C_i – эффективная доля, постоянная распада и концентрация предшественников запаздывающих нейтронов i -й группы; τ – время жизни мгновенных нейтронов в реакторе и $q(t)$ – внешний источник нейтронов.

Это уравнение хорошо описывает кинетику быстрого реактора, во всяком случае, до тех пор, пока требуется учет пространственно-временных эффектов. Мы рассмотрели переходные процессы в быстром реакторе с однородным по составу топливом при линейном вводе положительной реактивности с большой скоростью, т.е. $\rho(t) = \beta \cdot t, \frac{\beta \cdot t}{\beta} \gg 1$ (θ – время температурной релаксации топлива, при-

чем $\theta < \frac{1}{\lambda_i}$).

В этом случае можно пренебречь изменениями концентрации предшественников запаздывающих нейтронов и с хорошей точностью описать переходные про-

цессы следующими уравнениями:

$$\frac{dp(t)}{dt} = \frac{(\rho(t) - \beta) \cdot p(t)}{\tau} + \sum \lambda_i C_i(t) + q(t), \quad (2)$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = 0, \left(\frac{\beta_i}{\tau}\right) \cdot p(0) - \lambda_i \cdot C_i(0) = 0. \quad (3)$$

В случае одной группы запаздывающих нейтронов ($\rho(t) = \rho_0 t$ и $q=0$) уравнение (2) принимает следующий вид:

$$\left(\frac{\tau}{\beta}\right) \cdot \left(\frac{dp}{dt}\right) = \frac{(\rho_0 t - \beta) \cdot p(t)}{\beta} + p_0, \quad p(0) = p_0. \quad (4)$$

Введем новую переменную y и постоянную γ :

$$y = \left(1 - \frac{\rho_0 t}{\beta}\right), \quad \gamma = \frac{\beta}{\sqrt{2 \cdot \rho_0 \tau}}, \quad (5)$$

тогда уравнение (4) имеет решение в виде

$$p(y) = p_{10}(y) \cdot e^{\gamma^2 \cdot y^2}, \quad (6-a)$$

$$p_{10}(y) = -2 \cdot \gamma^2 \int_1^y e^{-\gamma^2 \cdot x^2} dx + p_{10}(y=1). \quad (6-b)$$

При $t \leq \frac{\beta}{\rho_0} = t_0$ решение может быть приближенно аппроксимировано выражением

$$p(t) = \frac{p_0 \cdot \beta}{(\beta - \rho_0 t) + \sqrt{\frac{2 \cdot \tau \cdot \rho_0}{\pi}}}, \quad 0 \leq t \leq t_0. \quad (7)$$

Это уравнение описывает рост мощности реактора при быстром вводе реактивности до того времени, когда реактор становится критическим на мгновенных нейтронах ($t_0 = \frac{\beta}{\rho_0}$) или до того, когда обратная связь становится заметной. К моменту t_0 мощность достигает

$$p(t_0) = \beta \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2 \cdot \rho_0 \tau}} \cdot p_0. \quad (8)$$

Разогрев топлива с начала процесса до $t = t_0$ можно представить следующим образом:

$$\Delta T = \frac{1}{C_p} \cdot \int_0^{t_0} p(t) dt, \\ \Delta T = \frac{\beta \cdot \Delta T_0}{\rho_0 \theta} \ln\left(\frac{p_1}{p_0} + 1\right), \quad (9)$$

где $p_1 = p(t=t_0)$, ΔT_0 - перегрев топливных таблеток относительно среды в номинальном состоянии, C_p - теплоемкость топлива.

При $t > t_0$ происходит самостоятельный разгон. Будем полагать, что обратная связь пропорциональна выделяемой энергии, т.е.

$$\rho_f = \int_0^t \frac{1}{C_p(T)} \left(\frac{dp_f}{dT} \right) \cdot p(t') dt'. \quad (10)$$

С хорошим для оценок приближением можно считать, что $C_p(T) = C$ и $\frac{dp_f}{dT}$ - постоянные величины; тогда

$$\rho_f = \frac{1}{C} \cdot \frac{dp_f}{dT} \cdot \int_0^t p(t') dt'. \quad (11)$$

Уравнение кинетики с обратной связью по мощности имеет вид

$$\frac{dp}{dt} = \frac{(\beta - \rho - a) \cdot \int_0^t p(t') dt'}{\tau} \cdot p(t), \quad (12)$$

где $a = \frac{1}{C} \cdot \frac{dp_f}{dT}$.

Введем переменную $\alpha(t) = \frac{1}{p} \frac{dp}{dt}$; тогда уравнение (12) примет вид

$$\alpha(t) = \frac{(\beta - \rho - a) \cdot \int_0^t p(t') dt'}{\tau}.$$

Используя преобразования, приведенные в [2, 3], получим

$$\frac{\beta - \rho}{\tau} \cdot \ln\left(\frac{p'}{p_1}\right) - \frac{(p' - p_1) \cdot a}{\tau} = \frac{1}{2} \cdot [(\alpha_2)^2 - (\alpha_1)^2], \quad (13)$$

где $p' = p(t = t')$ - мощность в верхнем пределе интеграла, α_1 и α_2 - значения при $t = t'$ и $t' = 0$ соответственно.

В исследовании процесса разгона и его последствий важно оценить

- максимальную мощность, достигнутую в процессе разгона (p_{\max});
- полную выделенную энергию (Q) и рост температуры топлива в процессе разгона;

- ширину линии вспышки (Δ);
- интервал между вспышками (Δt_{int}).

Оценка перечисленных параметров происходит следующим образом.

1. Максимальная мощность достигается при $dp/dt = 0$ или $\alpha(t) = 0$. Обратный период реактора имеет вид

$$\alpha_1 = \sqrt{2 \cdot \left[\frac{a}{\tau} \cdot (p_{\max} - p_1) - \frac{\beta - \rho}{\tau} \cdot \ln\left(\frac{p_{\max}}{p_1}\right) \right]}. \quad (14)$$

Используя (14) и подставив $\ln(p_{\max}/p) = x$, получим выражение

$$\Delta t = \int_0^x \frac{dx'}{\sqrt{\frac{2 \cdot C}{\tau} \left[\left(\frac{a \cdot p_1}{\rho} \right) \cdot \frac{p_{\max}}{p_1} (1 - e^{-x'}) - x' \right]}}, \quad (15)$$

описывающее вспышку

Обозначим $\xi = \frac{2 \cdot C}{\rho} \frac{dp_f}{dT}$, тогда (15) примет вид

$$\Delta t = \int_0^x \frac{dx'}{\sqrt{\frac{2 \cdot C}{\tau} \left[\left(\frac{2}{\xi} \right) \cdot \frac{p_{\max}}{p_1} \cdot (1 - e^{-x'}) - x' \right]}}. \quad (16)$$

Максимальная мощность определяется из уравнения (14) следующим образом:

$$\frac{p_{\max}}{p_1} = 1 + \xi \cdot \left(\frac{1}{\pi} + \ln \left(\frac{p_{\max}}{p_1} \right) \right). \quad (17)$$

В окрестности t_m с помощью разложения e^x мы можем найти Δt :

$$t_m - t = \frac{2 \cdot \sqrt{\frac{\tau}{2 \cdot C} \left(\ln \left(\frac{p_{\max}}{p(t)} \right) \right)}}{\sqrt{\frac{2 \cdot p_{\max}}{p_1 \cdot \xi} - 1}}. \quad (18)$$

Используя (18), получим $p(t)$ вблизи максимума:

$$\frac{p(t)}{p_{\max}} = e^{-\frac{\left(\frac{2 \cdot p_{\max}}{p_1 \cdot \xi} - 1 \right) (t_m - t)^2}{2 \cdot \tau}}. \quad (19)$$

Подставив $b = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi}{\frac{2 \cdot p_{\max}}{p_1 \cdot \xi} - 1}}$, $\Delta = b \cdot \sqrt{\frac{\tau}{C}}$, получим

$$p(t) = p_{\max} \cdot e^{\frac{-\pi \cdot (t_m - t)^2}{\Delta^2}}, \quad (20)$$

где Δ описывает ширину линии вспышки.

Отсюда найдем и выделенную энергию вспышки, и максимальную температуру топлива:

$$Q = p_{\max} \cdot \Delta, \quad (21-a)$$

$$Q = \frac{2 \cdot C}{dp_f} \cdot \sqrt{\pi \cdot \tau \cdot C \cdot \ln \left(1.4 \cdot \frac{p_{\max}}{p_1} \right)}, \quad (21-b)$$

$$\Delta T = \frac{Q}{C}. \quad (21-c)$$

Продолжение ввода реактивности вызывает следующую вспышку с интервалом

$$\Delta t_{\text{int}} \approx \frac{\Delta T}{\beta} \cdot \frac{dp_f}{dT}, \quad (22-a)$$

$$\Delta t_{\text{int}} \approx 2 \cdot \sqrt{\pi \cdot \frac{\tau}{\beta} \cdot \ln \left(1.4 \cdot \frac{p_{\text{max}}}{p_1} \right)}. \quad (22-b)$$

Температура топлива в каждой вспышке увеличивается на определенную величину (21-с). Если рост температуры топлива в каждой вспышке не очень велик, то можно найти ее среднюю величину в каждый момент разгона. В таком предположении среднюю температуру топлива можно найти, полагая, что в каждый момент времени введенная реактивность компенсируется обратной связью dp_f/dT , т.е.

$$\beta(t-t_0) = \int_{t_0}^{T(t)} \frac{dp_f}{dT} \cdot dT. \quad (23)$$

Как уже говорилось, эта модель позволяет описывать поведение реактора при быстром вводе реактивности простым путем. Теперь рассмотрим результат применения этой модели на примере БР с однородным по составу топливом из UN-RuN. В качестве прототипа взят реактор БРЕСТ [4].

Предполагаем, что $P(0)=P_0=60$ Вт/г и $T(0)=T_0=1000$ К. В стационарном случае $P_0/C_p = \Delta T_0/\theta$. При доплеровской постоянной $a_d=5.2 \cdot 10^{-3}$ и коэффициенте линейного расширения топлива $a=7.1 \cdot 10^{-6}+1.4 \cdot 10^{-9}T$ до его плавления $T=3100$ К относящийся к топливу температурный эффект реактивности равен

$$dp_f/dT=(5.2 \cdot 10^{-3}/T)+(1.6 \cdot 10^{-6}).$$

В приведенных ниже результатах расчета использованы $\beta=0.004$, $\tau=7 \cdot 10^{-7}$ с, $t_0=0.1$ и 0.02 с соответственно при $\beta=10$ и 50 β /с. К моменту $t=t_0$ мощность вырастает в 30 и 13 раз, а температура топлива вырастает всего лишь на 92 и 14°C соответственно при $\beta=10$ и 50 β /с. Поведение мощности во времени показано на рис.1. При $t < t_0$ использовано уравнение (7), а при $t > t_0$ использовались уравнения (14)-(19). В табл. 1 показаны результаты расчетов для обоих вариантов.

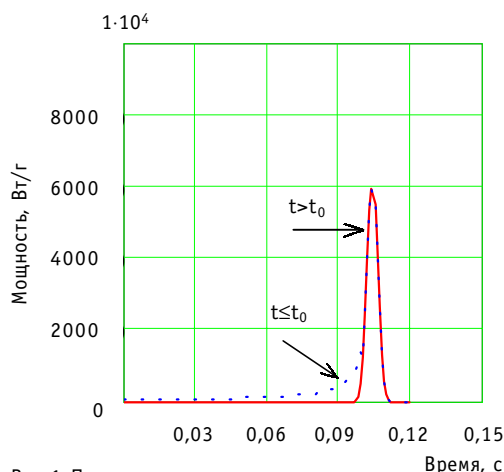


Рис.1 Поведение мощности реактора при быстром вводе реактивности

Таким образом, модель показывает, что при $\beta < 50 \beta$ /с вспышка приводит к не очень большому росту температуры топлива. Разрушение может произойти после

Таблица 1

$\beta \left(\frac{\beta}{c} \right)$	$P_{\text{max}}, \text{Вт/г}$	$\Delta \cdot 10^{-3}, \text{с}$	$Q, \text{Дж/г}$
10	5967	5.734	34
50	65000	1.603	105

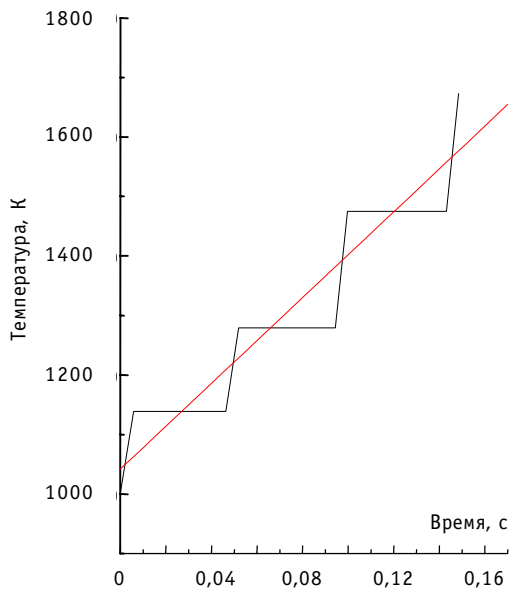


Рис. 2. Рост температуры топлива при линейном вводе положительной реактивности $\rho = \beta t$

нескольких всплеск, следующих с интервалом 0.025 с (для случая $\beta \geq 50 \frac{\beta}{с}$).

Продолжение ввода реактивности вызывает всплески, следующие друг за другом с интервалами, указанными выше. Относительно небольшое энерговыделение всплеск позволяет усреднить по времени энерговыделение и температуру топлива. При этом реактор ведет себя как критический по мгновенным нейтронам, и средняя температура топлива плавно увеличивается с продолжением ввода реактивности. Рост температуры топлива (скачкообразная линия) и средняя температура топлива во время процесса после t_0 показаны на рис.2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как известно, в быстрых реакторах время жизни мгновенных нейтронов относительно мало. Поэтому некоторые считают, что быстрые реакторы опасны и плохо контролируемы, особенно в авариях с вводом большой реактивности. Но, как мы видели, выделение энергии во всплеске, регулируемой эффектом Доплера, наоборот, растет с ростом времени жизни мгновенных нейтронов $Q \propto (\tau)^{0.5}$ и максимально для тепловых реакторов (например, Чернобыльская авария). Среднее энерговыделение в процессе разгона определяется скоростью ввода реактивности и обратной связью. Результат разгона зависит только от введенной реактивности ρ и от мгновенных обратных связей.

Литература

1. Хаммел Г., Окрент Д. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1975. - Гл. 8. - С. 208-218.
2. Хаммел Г., Окрент Д. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1975. - Гл. 8. - С. 201-205.
3. Белл Д., Гласстон С. Теория ядерных реакторов. Пер. с англ./Под ред. В. Н. Артамкина. - М.: Атомиздат, 1974. - Гл. 9. С. 413-417.
4. Орлов В.В., Аврорин Е.Н., Адамов Е.О., Васильев А.П., Велихов Е.П. и др. Нетрадиционные концепции АЭС с естественной безопасностью//Атомная энергия. - 1992. - Т. 72. - Вып. 4. - С.317-328.

Поступила в редакцию 12.04.2000.

УДК 620.93

Experimental Research of Plasm-chemical Reactors Based on Frontal Ionization Waves \V.S. Kayokin, D.V. Meshalkin, V.K. Semyenov; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 4 pages, 5 illustrations. – References, 4 titles.

Electric and thermal characteristics of discharge elements of plasm-chemical reactors based on frontal ionization waves, developed in the Ivanovo State Power University are investigated experimentally. The reactors can be utilised both for elimination of harmful-gaseous admixtures from exhaust gas mixtures, and for synthesis of ozone from free air.

УДК 532.526.4:621.039.533.34

Determination of Consumption Using Maximal Velocity and Pressure Overfall \E.F. Avdeev, V.V. Bol'shunova, A.V. Vinogradov; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 6 pages, 2 illustrations, 1 table. – References, 5 titles.

A new method is suggested for determination of the consumption during turbulent flow in pipes. The method is based on measured values of the maximal velocity and pressure overfall of the flow. Using four different classical velocity distributions identical as to the structure, formula for the consumption was obtained and its geometrical interpretation is given. The relation of maximal and average velocities is defined more accurately and it is confirmed experimentally that the consumption can be determined using the method of successive approximations on the base of measured maximal velocity alone.

УДК 621.039.586 : 536.42

Model of Melten Fuel Relocation and Solidification in Undercore Channels During Fast Reactor Severe Accident \G.N. Vlasichev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 10 pages, 5 illustrations. – References, 11 titles.

The model is developed for the relocation and solidification of melted fuel in the pass of coolant channels of lower blanket under severe accident with the core meltdown. The model incorporates models of thermal conductivity and volumetric solidification and takes into account the narrowing of a channel and increase of relocating melt viscosity. The dynamics of changes both of the solidcrust thickness in a channel and the depth of channel material meltthrough is considered within the frames of the model. Numerical results consistent with experimental data is obtained as to the length of penetration of aluminium oxide melt into quartz pipes of different diameter in relation to the THEFIS experiment condictions.

УДК 621.039.59

Burning of Plutonium in System of VVER and BN reactors with Its Recycling \A.V. Petrov, S.G. Usynina, V.A. Chirkov; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 5 pages, 5 illustrations, 1 table. – References, 6 titles.

Different schemes of plutonium circulation in VVER and BN reactors are considered in the paper. Variants of plutonium circulation and burning in the closed fuel cycle according to the separate scheme (reactor of each type utilizes only its own plutonium) and in the symbiotic VVER- BN system are investigated. It is shown that multiple usage of plutonium is the most effective in a system of reactors of different type. Presence of fast reactors in the system allows to improve utilization of plutonium in thermal reactors.

УДК 51-72:621.039.526

Failures of reactor runaway. The elementary models and regularities \N.M. Kadjuri; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 7 pages, 2 illustrations, 1 table. – References, 4 titles.

The temporal behaviour of the fast reactor power when introducing the reactivity with high rates (up to 50 β/c) is considered. It is shown that the energy release during an outburst is proportional

to $(\tau)^{0.5}$ and depends on the rate introducing of reactivity and is inversely proportional to the feedback reactivity.

УДК 519.688:539.172.12

Calculation of Energy Release in Lead Target Irradiated with High Energy Protons with the Help of "CASCADE/INPE" Code System \A. Yu. Konobeyev, M. Vecchi; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 5 pages, 5 illustrations, 1 table. – References, 13 titles.

The calculation of energy release has been performed with the help of CASCADE/INPE code system for lead target irradiated with high energy protons. The comparison with available experimental data has been made. The results show that the main contribution to the energy release for the lead target is due to ionization losses of primary protons, ionization losses of secondary charged particles produced in nuclear reactions, photon interactions and light fragment emission from excited nuclei.

УДК 621.039.526

On Physical Characteristics of the Fast Reactors with the Na-Pb Coolant \A.M. Kuzmin, V.S. Okunev, A.N. Shmelev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 10 pages, 3 illustrations, 2 tables. – References, 9 titles.

The possibility of implementation of the Na-Pb alloy as a coolant of fast reactors is analysed. Some physical characteristics and minimal void reactivity coefficient received for the BN-800 reactor are given.

УДК 621.039.526

Research on the Characteristics of Inherent Self-Protection of the Fast Reactor with the Sodium-Lead Coolant \A.M. Kuzmin, V.S. Okunev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 7 pages, 3 illustrations, 3 tables. – References, 3 titles.

Some optimal inherent safety characteristics of LMFRs cores cooled with an alloy of sodium and lead, and ATWS analysis are presented in this paper. The core concept is based on the BN-800 design concept fuelled with UN-PuN. These results can be useful for the design of new generation of nuclear reactors.

УДК 621.039.526

Selection of Basic Parameters and Characteristics of a Perspective Fast Power Reactor with Sodium Coolant \V.I. Matveev, V.A. Eliseev, I.V. Malysheva; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 10 pages, 1 illustration, 4 tables. – References, 6 titles.

On the base of big experience of Russia in design and operation of fast power reactors the concept of new generation fast reactors is developed which meets all requirements on the inherent safety, high ecological compatibility of fuel cycle and the ability to natural uranium economy even at low breeding parameters.

УДК 621.039.526

The Possible Conceptual Framework and Optimization of Safety Characteristics of the LMFRs with Different Types of Fuels and Cooled with the Na-K-Cs-alloy \V.S. Okunev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 10 pages, 3 tables. – References, 5 titles.

The layout of the LMFR with different types of fuels and cooling with the Na-K-Cs-alloy are discussed. The results are present of the solution of optimization problems with limitations for safety functionals characterizing an accident situations of ATWS types.

УДК 621.039.52.034.6

Thermodynamics and Kinetics of Interaction of Oxygen and Nickel Impurities in Lead-Bismuth Eutectic Alloy \B.A. Shmatko, A.E. Rusanov; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2000. – 6 pages, 3 illustrations, 2 tables. – References, 8 titles.