

## РАССМОТРЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ЗА СЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

© 2010 г. Д. В. Филиппов<sup>1)\*</sup>, Л. И. Уруцкоев<sup>1)\*\*</sup>,  
В. И. Рачков<sup>2)</sup>, О. Э. Гадзаова<sup>1)</sup>, Л. А. Лебедев<sup>3)</sup>

Поступила в редакцию 15.06.2009 г.

В последние годы было опубликовано значительное количество как теоретических, так и экспериментальных работ, посвященных влиянию внешних электромагнитных полей и ионизации на вероятность  $\beta$ -распада. В настоящей работе исследован вопрос о возможности использования этого физического эффекта в качестве основного механизма управления работой реактора. Написана и исследована система уравнений, позволяющая описывать работу ядерного реактора в том случае, когда вероятности  $\beta$ -распада ядер-предшественников запаздывающих нейтронов, а значит и доля запаздывающих нейтронов, являются функцией времени. Показано, что в случае неизменной доли запаздывающих нейтронов предложенная система уравнений тождественно совпадает с общеизвестной. Как следует из анализа решений новой системы уравнений, в предложенном способе регулирования реактора разгон на мгновенных нейтронах невозможен даже теоретически. Схематично рассмотрено применение предложенного способа управления к жидкостному реактору на циркулирующем топливе.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

За последние годы было осознано, что влияние возмущений атомной электронной оболочки на периоды распадов ядер, идущих за счет слабых и электромагнитных взаимодействий, может быть существенным. Так, например, ядра  $^{163}\text{Dy}$ ,  $^{193}\text{Ir}$ ,  $^{205}\text{Tl}$ , абсолютно стабильные в нейтральном атоме, становятся  $\beta$ -активными при полной ионизации атома [1], а полная ионизация  $^{187}\text{Re}$  увеличила вероятность  $\beta$ -распада в  $10^9$  раз (ЦЕРН, 1996 г. [2]). Вероятности  $\beta$ -распада увеличиваются не только при ионизации, но и при наложении на атом сверхсильного магнитного поля [3]. Поскольку физический механизм рождения запаздывающих нейтронов (ЗН) ядер-излучателей напрямую связан с процессами  $\beta$ -распада, то в работе [4] был поставлен вопрос о возможности изменения доли ЗН. В дальнейшем в [5] убедительно доказано, что доля ЗН увеличивается при ионизации атомов и при наложении на атом внешнего сверхсильного магнитного поля [6]. Причем в последнем случае доля ЗН может увеличиваться в несколько раз.

Возникновение ЗН при делении ядер урана является определяющим физическим эффектом, позволившим создать ядерный реактор, и лежит в основе регулирования работы реакторов всех типов. Особенно существенно влияние ЗН на поведение реактора с циркулирующим топливом [7]. Хотя возможность изменения доли ЗН внешним воздействием в настоящее время не вызывает сомнений, тем не менее при описании кинетики атомных реакторов считается, что доля ЗН каждого отдельного ядра-излучателя не зависит от внешних условий [8]. Это несоответствие объясняется тем, что теоретические основы работы реактора были разработаны задолго до того, как были получены надежные экспериментальные данные, свидетельствующие о существенном влиянии внешних физических факторов на вероятности ядерных процессов, происходящих с участием слабых взаимодействий. В настоящее время при описании кинетики реактора учитывается только изменение средней доли ЗН, возникающее в ходе реакторной кампании из-за изменения химического состава активной зоны. Целью настоящей работы является качественное рассмотрение вопроса о том, может ли способ, основанный на изменении доли ЗН, теоретически быть положен в основу регулирования ядерного реактора.

Классические уравнения кинетики реактора [7, 8] были принципиально записаны при условиях неизменной доли ЗН. Следовательно, анализировать решения этих уравнений в интересующем нас

<sup>1)</sup>Московский государственный университет печати, Россия.

<sup>2)</sup>Московский инженерно-физический институт, Россия.

<sup>3)</sup>ГНТЦ экспертизы проектов и технологий, Москва, Россия.

\*E-mail: filippov-atom@ya.ru

\*\*E-mail: urleon@ya.ru

случае переменной доли ЗН было бы не корректно. В настоящей работе уравнения кинетики реактора сформулированы на основе учета всего количества ядер-излучателей ЗН (включая и те, распад которых не привел к образованию нейтрона). Полученные уравнения проанализированы в случае изменения доли ЗН. Показано, что если с помощью внешнего воздействия (например, с помощью сверхсильного магнитного поля) менять долю ЗН, то теоретически таким способом можно регулировать мощность реактора.

## 2. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ С УЧЕТОМ ВОЗМОЖНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Мощность, выделяемая в реакторе, пропорциональна плотности нейтронов  $n$ . Хорошо известно [7, 8], что для качественного описания влияния ЗН на динамику реактора можно пользоваться уравнениями кинетики в рамках однородной изотропной модели. Для качественного анализа поведения реактора при изменении постоянных  $\beta$ -распада  $\lambda$  будем пользоваться распространенным приближением одной эффективной группы ЗН. Определим следующие переменные:  $n$  — плотность всех нейтронов в активной зоне реактора;  $Y$  — плотность всех ядер-излучателей ЗН в активной зоне, включая и те излучатели, распад которых не привел к образованию нейтрона (эта величина значительно отличается от той плотности ядер-излучателей, которая используется в классических уравнениях кинетики, где учитываются только ядра, испытавшие распад с рождением нейтрона). Далее определим:  $\chi$  — коэффициент размножения по мгновенным нейтронам как отношение скорости рождения мгновенных нейтронов к скорости поглощения всех нейтронов (отношение количества мгновенных нейтронов, произведенных в единицу времени в единице объема, к количеству всех поглощенных нейтронов в том же объеме в то же время);  $R$  — отношение количества рожденных ядер-излучателей ЗН к количеству рожденных мгновенных нейтронов;  $T$  — эффективное время жизни поколения мгновенных нейтронов, такое, что  $nT^{-1}$ , по определению, — скорость рождения мгновенных нейтронов (количество мгновенных нейтронов, произведенных в единицу времени в единице объема);  $\lambda_n$  — постоянная распада ядер-излучателей ЗН по каналу  $\beta$ -распада с рождением нейтрона, т.е.  $\lambda_n Y$ , по определению, — скорость рождения ЗН (количество ЗН, произведенных в единицу времени в единице объема); известно, что небольшое количество ядер-излучателей ЗН дает выход более одного ЗН, мы учтем эту кратность в  $\lambda_n$ ;

$\lambda$  — полная постоянная распада ядер-излучателей ЗН по всем каналам, в которых ядро-излучатель распадается в ядро, не являющееся излучателем ЗН ( $\beta$ -распады, приведшие к рождению нового ядра-излучателя ЗН, не учитываются: считается, что ядро остается в составе ядер, описываемых плотностью  $Y$ ). В указанных обозначениях уравнениями баланса нейтронов и ядер-излучателей ЗН будут следующие:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n}{T} - \frac{1}{\chi T} n + \lambda_n Y, \quad \frac{dY}{dt} = R \frac{n}{T} - \lambda Y. \quad (1)$$

В правой части первого уравнения первый член описывает рождение мгновенных нейтронов, второй — поглощение нейтронов, третий — рождение ЗН. В правой части второго уравнения первый член описывает рождение, а второй исчезновение ядер-излучателей ЗН.

Предположим, что на активную зону реактора наложено некоторое воздействие, слабо влияющее на процессы вынужденного деления и поглощения нейтронов, но увеличивающее вероятности  $\beta$ -распадов (например, ионизация [5] или сильное магнитное поле [6]). В этом случае в уравнениях (1) изменяются только коэффициенты  $\lambda_n$  и  $\lambda$ , а остальные величины остаются без изменений. Хорошо известно, что  $\beta$ -распады ядер-излучателей ЗН, приводящие к рождению нейтрона (происходящие на возбужденные уровни промежуточных ядер), имеют существенно меньшие энергии распада, чем  $\beta$ -распады без рождения нейтрона [5, 9]. Следовательно, относительное изменение  $\lambda_n$  (при ионизации и при наложении на атом внешнего сильного магнитного поля) значительно больше относительного изменения  $\lambda$  [3–6]. Пусть при рассматриваемом воздействии на активную зону происходит изменение вероятностей  $\beta$ -распада:

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda, \quad \lambda_n = \lambda_{n0} + \Delta\lambda_n,$$

тогда

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_{n0}} > \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}. \quad (2)$$

Определим  $\eta$  — долю ЗН следующим образом:

$$\eta = R \frac{\lambda_n}{\lambda}, \quad (3)$$

тогда рассматриваемое изменение вероятностей  $\beta$ -распада приводит к увеличению доли ЗН:  $\eta = \eta_0 + \Delta\eta$  ( $\eta_0$  — невозмущенная доля ЗН),

$$\frac{\Delta\eta}{\eta_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \left( \frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_{n0}} - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right) > 0. \quad (4)$$

Далее введем реактивность реактора  $\rho$ :

$$\rho = \frac{\chi - 1}{\chi} + \eta_0. \quad (5)$$

Из системы (1) получим в новых обозначениях:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \eta_0}{T}n + \lambda_n Y, \quad \frac{dY}{dt} = R \frac{n}{T} - \lambda Y. \quad (6)$$

Рассмотрим поведение реактора, который в невозмущенном состоянии работал в стационарном режиме, т.е. с  $\rho = 0$ . Нас интересуют решения с начальными условиями

$$\frac{Y(0)}{R} = n(0) \frac{\eta_0}{R\lambda_{n0}T} = \frac{n(0)}{\lambda_0 T}. \quad (7)$$

Будем считать, что изменения  $\Delta\lambda$  и  $\Delta\lambda_n$  происходят скачком и мгновенно (за время  $\ll T$ ). Рассмотрим поведение реактора с новыми не зависящими от времени постоянными  $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ ,  $\lambda_n = \lambda_{n0} + \Delta\lambda_n$  и  $\rho = 0$ . Из (6) с учетом (4) получаем уравнение:

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + \frac{dn}{dt} \left[ \frac{\eta_0}{T} + \lambda \right] - n \frac{\lambda \Delta\eta}{T} = 0, \quad (8)$$

которое описывает поведение реактора при отклонении от равновесного состояния. Если равновесие достигалось при некотором воздействии на активную зону (при возмущенных значениях  $\lambda$  и  $\eta$ ), то отклонение от этого равновесия возникнет и при отключении воздействия (снятии возмущения). Таким образом, в общем случае в (8) можно рассматривать как положительные  $\Delta\lambda$  и  $\Delta\eta$  (при включении воздействия), так и отрицательные (при выключении).

Уравнение (8) описывает неустойчивую особую точку типа "седло" [10]. Несложно найти собственные решения полученного уравнения, анализируя собственные значения инкремента  $\kappa$ , из соответствующего характеристического уравнения:

$$\kappa = \frac{1}{2} \left( \frac{\eta_0}{T} + \lambda \right) \left[ \pm \sqrt{1 + 4 \frac{\lambda T \Delta\eta}{(\eta_0 + \lambda T)^2}} - 1 \right]. \quad (9)$$

В приближении  $\lambda T \ll \eta_0$  получаем:

$$\kappa_+ = \lambda \frac{\Delta\eta}{\eta_0}, \quad \kappa_- = -\frac{\eta_0}{T}, \quad (10)$$

причем данное решение (10) применимо и при малых,  $\Delta\eta \ll \eta_0$ , и при больших,  $\Delta\eta > \eta_0$ , возмущениях.

При включении рассматриваемого воздействия ( $\Delta\eta > 0$ ) плотность нейтронов  $n$  будет расти с инкрементом  $\kappa_+$  (10), а при последующем выключении воздействия рост  $n$  прекратится. Так как мощность, выделяемая в реакторе, пропорциональна

плотности нейтронов  $n$  [7, 8], то, таким образом, воздействуя на активную зону реактора с помощью внешних полей, можно менять его мощность. Сравним такой способ регулирования с классическим.

### 3. КЛАССИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ

Для перехода к классическим уравнениям кинетики определим используемую в [7, 8] величину  $C$  — плотность ядер-излучателей ЗН, испытавших распад по каналу с рождением нейтрона:

$$C = \frac{\lambda_n Y}{\lambda} = \frac{\beta Y}{R}, \quad \beta = \eta. \quad (11)$$

В классической постановке задачи  $\lambda_n$ ,  $\lambda$  и, следовательно,  $\beta$  являются константами, только в этом случае подстановка (11) в (6) приводит к известным уравнениям [7, 8]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{T}n + \lambda C, \quad \frac{dY}{dt} = \frac{\beta n}{T} - \lambda C. \quad (12)$$

Очевидно, что если  $\beta$  не константа, то второе уравнение в (12) будет другим:

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta n}{T} - \lambda C + C \frac{d \ln \beta}{dt}.$$

Таким образом, система уравнений (6) является более общей, чем (12), так как последняя справедлива только при постоянных  $\lambda_n$ ,  $\lambda$  и  $\beta$ . При постоянной реактивности  $\rho$  из (12) получим

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + \frac{dn}{dt} \left[ \frac{\beta - \rho}{T} + \lambda \right] - n \frac{\lambda \rho}{T} = 0. \quad (13)$$

Анализируя собственные значения инкремента  $\kappa$ , несложно найти собственные решения полученного уравнения из соответствующего характеристического уравнения

$$\kappa = \frac{1}{2} \left( \frac{\beta - \rho}{T} + \lambda \right) \times \quad (14)$$

$$\times \left[ \pm \sqrt{1 + 4 \frac{\lambda T \rho}{(\beta + \lambda T - \rho)^2}} - 1 \right].$$

Получаем, что при  $\rho \ll \beta$  и  $\lambda T \ll \beta$

$$\kappa_+ = \frac{\lambda \rho}{\beta}, \quad \kappa_- = -\frac{\beta}{T}, \quad (15)$$

а при  $\rho \sim \beta \gg \lambda T$

$$\kappa_+ = \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho}, \quad \kappa_- = \frac{\rho - \beta}{T}. \quad (16)$$

Уравнение (13) похоже на уравнение (8) и совпадает с ним в первом порядке при малых возмущениях  $\Delta\eta \ll \eta_0$ , если положить

$$\rho = \Delta\eta.$$

Однако при больших возмущениях  $\Delta\eta \sim \eta_0$  эти уравнения качественно различаются. Обратим внимание на то, что уравнения (8) и (13) применимы при  $\Delta\eta > \eta_0$  и  $\rho > \beta$  соответственно, а, как известно, в сверхсильном магнитном поле доля ЗН может увеличиваться в несколько раз [6].

Если в классическом случае (13) реактивность становится больше доли ЗН,  $\rho > \beta$ , то знаки корней  $\kappa_{\pm}$  (16) меняются на противоположные и положительным становится большой инкремент  $\propto T^{-1}$ , т.е. реактор начинает “разгоняться” на мгновенных нейтронах и, таким образом, становится неуправляемым. В нашем случае (8) всегда  $\lambda > 0$  и знак корня  $\kappa_- \propto T^{-1}$  (9) никогда измениться не может (10). Следовательно, при предлагаемом новом способе регулирования реактор никогда не будет разгоняться на мгновенных нейтронах (с большим инкрементом  $\propto T^{-1}$ ), а всегда его мощность будет увеличиваться с инкрементом, пропорциональным  $\lambda$ , т.е. обратно пропорциональным времени жизни ядер-излучателей ЗН.

#### 4. КИНЕТИКА РЕАКТОРА С ЦИРКУЛИРУЮЩИМ ГОРЮЧИМ

Так как задача кинетики реактора с циркулирующим горючим является достаточно сложной [7], для выяснения эффектов влияния изменяемой доли ЗН в настоящей работе рассмотрим общие качественные аспекты модельной постановки. Будем считать, что горючее циркулирует по замкнутому контуру достаточно большой длины  $L$  постоянно поперечного сечения. Координату  $X$  выберем в направлении движения топлива. При расчетах активную зону будем считать правильным цилиндром, а замкнутость учтем граничными условиями, совпадающими при  $x = 0$  и  $x = L$ . Будем считать, что реактор по всей длине имеет малую постоянную отрицательную реактивность  $\rho = -\rho_0 < 0$  ( $\rho_0 \ll \ll \eta_0$ ), а топливо движется со скоростью  $V$ . Предположим, что на активную зону реактора в сечении  $x = 0$  наложено некоторое воздействие (например, ионизация), приводящее к увеличению постоянных  $\beta$ -распада ядер-излучателей ЗН и доли ЗН в соответствии с формулой (4). Так как относительное изменение  $\lambda$  значительно меньше относительного изменения  $\lambda_n$  (2), в данной модели пренебрежем изменением  $\lambda$ .

Пусть  $\Delta\lambda_{n0}$  — изменение постоянной распада  $\lambda_n$  для одного ядра-излучателя ЗН, которое происходит дискретно при возмущении атома (например, если речь идет об ионизации, то при полной ионизации атома); предположим также, что  $\Delta\lambda_{n0}$  одинаково для всех атомов. Пусть  $a$  — длина зоны воздействия, такая, что  $a \ll L$ , и  $I$  — доля атомов, подвергнувшихся воздействию в единицу времени. Тогда при выходе из зоны воздействия в системе отсчета, связанной с движущимся топливом, доля атомов излучателей ЗН, подвергнувшихся воздействию (отношение числа возмущенных атомов к общему количеству атомов), составит  $aIV^{-1} < 1$ . Будем считать, что количество возмущенных атомов в системе отсчета, связанной с движущимся горючим, уменьшается по экспоненциальному закону с характерным инкрементом  $\nu$  (например, в случае ионизации — из-за рекомбинации). В такой постановке задачи зависимость среднего по объему значения  $\lambda_n(x)$  имеет вид

$$\begin{aligned} \lambda_n(x) &\equiv \lambda_{n0} + \Delta\lambda_n(x) = & (17) \\ &= \lambda_{n0} + \delta\lambda_n \exp\left(-\frac{\nu x}{V}\right), \quad \delta\lambda_n = \Delta\lambda_{n0} \frac{aI}{V}, \end{aligned}$$

$\lambda_{n0}$  — невозмущенное значение.

Для поиска основных качественных эффектов будем рассматривать одну группу ЗН, проинтегрируем уравнения кинетики [7] по поперечному сечению реактора и напомним полученные уравнения для погонной плотности нейтронов  $n_p$  и погонной плотности ядер-излучателей ЗН  $Y_p$ . Будем считать, что внешнее воздействие не меняет радиальных собственных функций уравнения. Аналогично (6) в указанных предположениях получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_p}{\partial t} - V \frac{\partial n_p}{\partial x} &= -\frac{\rho_0 + \eta_0}{T} n_p + \lambda_n(x) Y_p, & (18) \\ \frac{\partial Y_p}{\partial t} - V \frac{\partial Y_p}{\partial x} &= R \frac{n_p}{T} - \lambda Y_p. \end{aligned}$$

В данной системе переменные разделяются и решения находятся в виде

$$n_p(x, t) = z(x) \exp(\Omega t), \quad Y_p(x, t) = y(x) \exp(\Omega t).$$

Учитывая, что  $\lambda_{n0} = \eta_0 \lambda$  и  $\lambda T \ll \eta_0$ , получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z}{dx^2} - \frac{dz}{dx} \left( \frac{\rho_0 + \eta_0}{VT} + \frac{\lambda'_n}{\lambda_n} + 2\frac{\Omega}{V} \right) + & (19) \\ + z \left( \frac{\rho_0 \lambda - \Delta\lambda_n(x)}{V^2 T} + F \right) &= 0, \end{aligned}$$

$$F = \frac{\rho_0 + \eta_0 + \Omega T}{VT} \left( \frac{\lambda'_n}{\lambda_n} + \frac{\Omega}{V} \right) + \frac{\Omega \lambda}{V^2},$$

где штрих обозначает производную по  $x$ . В качестве примера рассмотрим вариант малых возмущений с большим временем релаксации, таких, что  $\nu \ll \lambda$ , следовательно:

$$\frac{\lambda'_n}{\lambda_n} < \frac{\nu}{V} \ll \frac{\lambda T}{VT} \ll \frac{\eta_0}{VT}, \quad (20)$$

$$\eta_0 \frac{\lambda'_n}{\lambda_n} < \eta_0 \nu \frac{\Delta \lambda_n}{V \lambda_n} \sim \frac{\nu}{\lambda} \frac{\Delta \lambda_n}{V} \ll \frac{\Delta \lambda_n}{V}.$$

В этом приближении из (19) получаем уравнение

$$V^2 T \frac{d^2 z}{dx^2} - V \eta_0 \frac{dz}{dx} + \left[ \rho_0 \lambda + \eta_0 \Omega - \delta \lambda_n \exp \left( -\frac{\nu x}{V} \right) \right] z = 0, \quad (21)$$

которое имеет аналитическое решение, выражаемое через функции Бесселя. Граничные условия  $z(0) = z(L)$  и  $z'(0) = z'(L)$  дают уравнения для параметров, которые решаем относительно  $\Omega$ .

Из решений этих уравнений получаем, что реактор может работать, при интенсивности воздействия выше критической:

$$I_0 = \frac{2 \rho_0 \lambda L \nu}{3 \Delta \lambda_{n0} a} \quad (22)$$

(в противном случае цепная реакция не запускается). Если скорость равна первой или второй критической:

$$V_{\pm} = \frac{L \nu}{3} \frac{I}{I_0} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{I_0}{I}} \right), \quad (23)$$

то реактор работает в стационарном режиме  $\Omega = 0$ . Если  $V_- < V < V_+$ , то мощность реактора возрастает, а при  $V < V_-$  и  $V > V_+$  — уменьшается с инкрементом

$$\Omega = \frac{\rho \lambda}{\eta_0} \left( \frac{2}{3} \frac{I}{I_0} \frac{L \nu}{V} \left[ 1 - \frac{L \nu}{6V} \right] - 1 \right). \quad (24)$$

При небольшом отклонении от первой критической скорости,  $V = V_- + \Delta V$ , инкремент изменения мощности равен:

$$\Omega = 6 \frac{\rho \lambda J(I/I_0)}{\eta_0 L \nu} \Delta V, \quad (25)$$

где

$$J(u) = u \sqrt{1 - u^{-1}} \left( 1 + \sqrt{1 - u^{-1}} \right)^2. \quad (26)$$

Следовательно, в предлагаемой схеме управления работой реактора его мощность можно регулировать изменением скорости движения горячего

$\Delta V$ , не изменяя при этом интенсивность воздействия  $I$ . Обратим внимание на тот факт, что наличие второй критической скорости, при превышении которой мощность реактора уменьшается, дает дополнительную гарантию безопасности данного способа регулирования.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, если с помощью внешнего воздействия (например, с помощью сверхсильного магнитного поля) менять долю ЗН, то теоретически можно регулировать мощность реактора. Реактор создается изначально подкритичным, а включается и работает при внешнем воздействии на активную зону. Такой способ будет значительно безопаснее традиционного, так как даже при больших возмущениях реактор не будет разгоняться на мгновенных нейтронах и не потеряет “управляемость”.

Настоящая работа частично поддержана грантом № 2.1.1/2840 Федерального агентства по образованию министерства образования и науки РФ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2164 (1992).
2. F. Bosch, T. Faestermann, J. Friese, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5190 (1996).
3. Д. В. Филиппов, ЯФ **70**, 280, 2068 (2007).
4. D. V. Filippov, A. A. Rukhadze, and L. I. Urutskoev, Ann. Fond. L. de Broglie **29**, Hors Ser. 3, 1207 (2004).
5. А. А. Рухадзе, Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов, ЯФ **69**, 820 (2006); Ю. П. Гангрский и др., ЯФ **71**, 979 (2008).
6. А. А. Рухадзе, Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов, Прикл. физика, № 5, 8 (2006).
7. Р. Мегреблиан, Д. Холмс, *Теория реакторов* (Госатомиздат, Москва, 1962).
8. М. Шульц, *Регулирование энергетических ядерных реакторов* (Изд-во иностр. лит., Москва, 1957); Н. А. Доллежал, И. Я. Емельянов, *Канальный ядерный энергетический реактор* (Атомиздат, Москва, 1980); А. Д. Галанин, *Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах* (Атомиздат, Москва, 1957).
9. Ю. П. Гангрский, Б. Далхсурэн, Б. Н. Марков, *Осколки деления ядер* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
10. Л. С. Понтрягин, *Обыкновенные дифференциальные уравнения* (Наука, Москва, 1970).

## CONSIDERATION OF THE THEORETICAL POSSIBILITY OF NUCLEAR REACTOR REGULATION AT THE EXPENSE OF CHANGING THE PROPORTION OF DELAYED NEUTRONS

**D. V. Filippov, L. I. Urutskoev, V. I. Rachkov, O. E. Gadzaova, L. A. Lebedev**

In recent years a significant amount of both theoretical and experimental works, devoted to influence of external electromagnetic fields and ionization on the probability of beta decays have been published. The present work investigates the feasibility of using this physical effect as the main mechanism for control of the reactor. In this article, the system of equations was written and studied that allows to describe the work of a nuclear reactor in the case where the probability of beta decay and therefore the part of delayed neutrons, is a function of time. It is shown that in the case of constant part of delayed neutrons, the proposed system of equations identically coincides with the known. As it can be seen from the analysis of solution of a new system of equations in the proposed method of control of the reactor, acceleration in the instantaneous neutrons is impossible even theoretically. It is schematically considered the application of the proposed method of control to the liquid reactor which works with circulating fuel.