01

Влияние динамического изгиба тепловыделяющих элементов на динамику пульсирующего реактора

© А.Е. Верхоглядов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., Россия
E-mail: verhoglyadov_al@mail.ru

Поступило в Редакцию 18 декабря 2025 г.
В окончательной редакции 16 февраля 2026 г.
Принято к публикации 16 февраля 2026 г.

Изучается влияние поперечных термоупругих деформаций тепловыделяющих элементов (твэлов) на динамику пульсирующего реактора. Анализ уравнения движения твэла и численное моделирование динамики реактора позволили определить параметры устойчивой работы, а также предложить объяснение флуктуаций энергии импульсов. Предложены способы устранения негативного эффекта динамического изгиба твэла в конструкции активной зоны будущего пульсирующего реактора.

Ключевые слова: импульсные реакторы, активная зона, термоупругость, реактивность.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.10.62739.20606

Современные тенденции в исследованиях на пучках нейтронов требуют создания импульсных источников со средней плотностью потока тепловых нейтронов не ниже $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ [1]. Действующий в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ с 1980-х годов по настоящее время реактор ИБР-2М выдает поток на уровне $10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, и его ресурс заканчивается в 2030-х. Опыт эксплуатации пульсирующих реакторов, а также теоретические работы показывают, что добиться требуемых значений плотности потока нейтронов и длительности импульса возможно только с новой конструкцией активной зоны [1,2]. Динамикой реактора в настоящей работе будем называть характер изменения энергии импульсов во времени. Проблема состоит в появлении колебательной неустойчивости при средней мощности реактора выше 1 MW — сильных (30 % и более) и неконтролируемых отклонений энергии импульсов от среднего значения. В работе [3] исследован спектральный состав энергии импульсов реакторов ИБР-2 и ИБР-2М. Показано, что эти флуктуации не могут быть объяснены исключительно вибрациями модулятора реактивности и колебаниями тепловыделяющих элементов (твэлов) под действием потока теплоносителя. Причина этого негативного явления может заключаться в обратной связи по реактивности, возникающей вследствие нестационарных термоупругих деформаций основных элементов активной зоны: топливных таблеток, твэлов и тепловыделяющих сборок (ТВС) [4,5].

Цели настоящей работы состоят в изучении влияния динамического изгиба твэлов на динамику пульсирующего реактора и предложении способов устранения колебательной неустойчивости при разработке конструкции нового источника нейтронов — реактора НЕПТУН [1]. Для этого исследованы свойства динамического изгиба твэла как колебательного процесса. Проведены численные расчеты динамики реактора с учетом динамического изгиба в осцилляторном приближении, показана возможность возникновения динамики, схожей с шумами, наблюдаемыми в реакторе ИБР-2. В заключение предложены меры по снижению колебательной неустойчивости, которые могут быть внесены в конструкцию активной зоны проектируемого реактора.

Решение задачи о поперечных колебаниях твэла пульсирующего реактора в приближении присоединенной массы приведено в работе [6]. Вид решения представляет собой сумму решений для одномерных осцилляторов, собственные частоты которых зависят от конструкции твэла. Поэтому для учета влияния динамического изгиба в модели динамики реактора достаточно рассмотреть одно уравнение вынужденных колебаний одномерного осциллятора при разных значениях собственной частоты

$$\ddot{x} + \frac{2}{\tau}\dot{x} + (2\pi\nu)^2 x = A\hat{T}(t), \qquad (1)$$

где точка означает производную по времени. Под x следует понимать эффективное (усредненное по длине твэла) смещение топливных таблеток [mm], ν — собственная частота поперечных колебаний твэла [Hz] (твэл имеет несколько собственных частот — гармоник, но основной интерес представляет первая гармоника с наименьшей частотой, что станет очевидным далее), τ — время затухания свободных колебаний [s], $\hat{T}$ — превышение температуры оболочки твэла над температурой теплоносителя [K], A — коэффициент пропорциональности между температурой $\hat{T}$ и эффективным поперечным ускорением, возникающим в результате изгибных термоупругих напряжений в стержне $[\mathrm{mm}/(\mathrm{s}^2\cdot\mathrm{K})]$. Коэффициент A зависит от распределения массы и температуры по оси твэла, градиента температуры в поперечном направлении и геометрии оболочки [6]. От способа закрепления твэла зависит направление изгиба относительно центра активной зоны и соответственно знак параметра A.

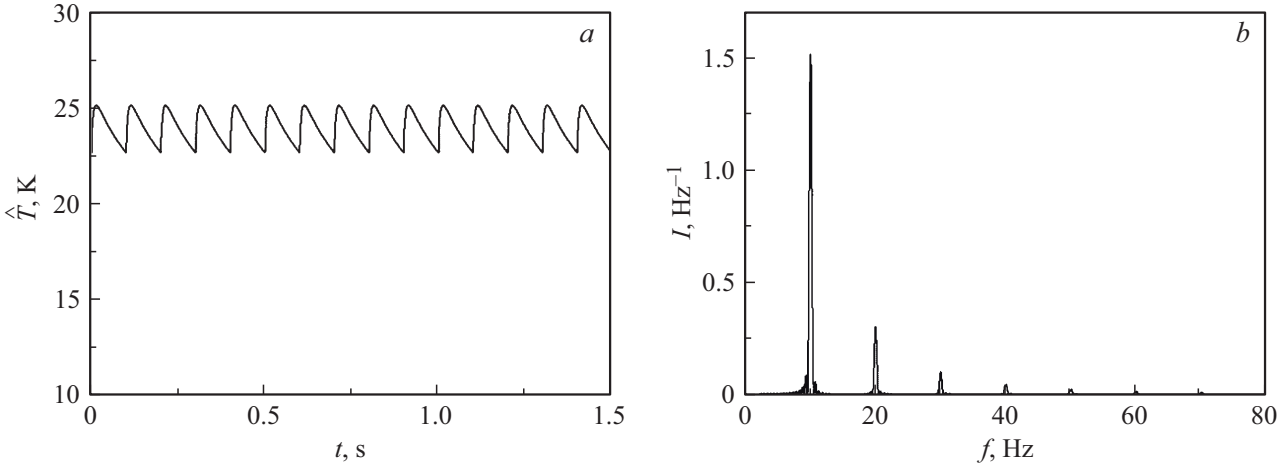

Рис. 1. Температура $\hat{T}(t)$ при постоянной энергии импульсов (a) и ее спектр $I(f)$ (b).

Верхняя граница времени затухания τ была определена в экспериментах с модельными твэлами в работе [7] и равна 3 s. Так как уменьшение времени затухания заведомо приводит к более стабильным решениям в модели динамики, во всех расчетах настоящей работы значение τ принято равным 3 s. Собственная частота ν сильно зависит от способа закрепления твэла и представляет основной интерес в настоящей работе, поскольку окончательная конструкция активной зоны нового реактора еще не утверждена. Поэтому дальнейшие расчеты будут проводиться с разными значениями параметра ν.

Чтобы определить интервал значений собственных частот, способных повлиять на динамику пульсирующего реактора, рассмотрим вид функции $\hat{T}(t)$. Периодический режим работы реактора позволяет вычислять температуру оболочки твэла $\hat{T}$ как сумму вкладов от предыдущих импульсов [6]:

$$\hat{T}(t) = \sum_{l=i-1}^{0} \Theta\left(\frac{1}{\nu_0}(i-l) + t'\right) Q_l, \qquad (2)$$

где i — номер очередного импульса, t' — интервал времени между последним импульсом и текущим моментом t [s], ν_0 — частота пульсаций реактора [Hz], Q_l — энергия l-го импульса [MJ]. Функция $\Theta(t)$ — прирост температуры оболочки твэла после одиночного импульса единичной мощности [K/MJ]. Численный расчет функции $\Theta(t)$, выполненный в работе [5], позволяет построить график $\hat{T}(t)$ для случая импульсов одинаковой энергии $Q_l = 1.25$ MJ и ее спектр $I(f)$, нормированный на единицу (рис. 1).

Спектр на рис. 1 содержит ряд пиков с частотами, кратными основной частоте пульсаций ($\nu_0 = 10$ Hz для реактора НЕПТУН). Площадь первых четырех пиков составляет 98 % от площади всего спектра (динамическое воздействие на твэл происходит преимущественно в диапазоне от 0 до 50 Hz). Это означает, что имеется вероятность резонансных колебаний оболочки твэла, если его собственные частоты лежат ниже 50 Hz. Кроме того, был проведен расчет максимальной амплитуды $x(t)$ в уравнении (1) при собственной частоте $\nu = 50$ Hz. Амплитуда $x(t)$ составила $2 \cdot 10^{-4}$ mm, что является пренебрежимо малой величиной с точки зрения возмущений реактивности. Эти аргументы позволяют ограничить диапазон изучаемых значений параметра ν величиной 50 Hz.

Отметим важное свойство вынужденных колебаний с периодическим внешним воздействием, заключающееся в сдвиге фаз между положением осциллятора и внешней силой. Сдвиг фаз зависит от величины трения, собственной частоты и спектра внешнего воздействия [8]. В частности, если собственная частота осциллятора близка к основной частоте внешней силы, то осциллятор находится в противофазе с внешней силой. Это означает, что твэлы, изгибающиеся в одну сторону при стационарном энерговыделении, в случае периодического энерговыделения будут изогнуты в противоположную сторону в моменты импульса реактора. Соответственно, эффекты реактивности также будут противоположными. Это принципиальное отличие динамического изгиба от статического следует иметь в виду при выборе конструкции активной зоны пульсирующего реактора.

Модель динамики, описывающая поведение пульсирующего реактора в режиме саморегулирования, состоит из уравнения одноточечной кинетики импульсного реактора в приближении δ-импульса, уравнений источников запаздывающих нейтронов в восьмигрупповом приближении, уравнения для температуры топлива. Для учета динамического изгиба твэлов в систему добавлены уравнения осциллятора (1), (2):

$$Q_i = S_i M\big(\varepsilon + R_{ax} T_i + R_{tr} x(i/\nu_0)\big), \qquad (3)$$

$$c_{ji} = \big(c_{ji-1} + Q_{i-1}\eta\beta_j\big)\exp\big(-\lambda_j/\nu_0\big), \qquad (4)$$

$$S_i = \sum_{j=1}^{8} c_{ji}\lambda_j, \qquad (5)$$

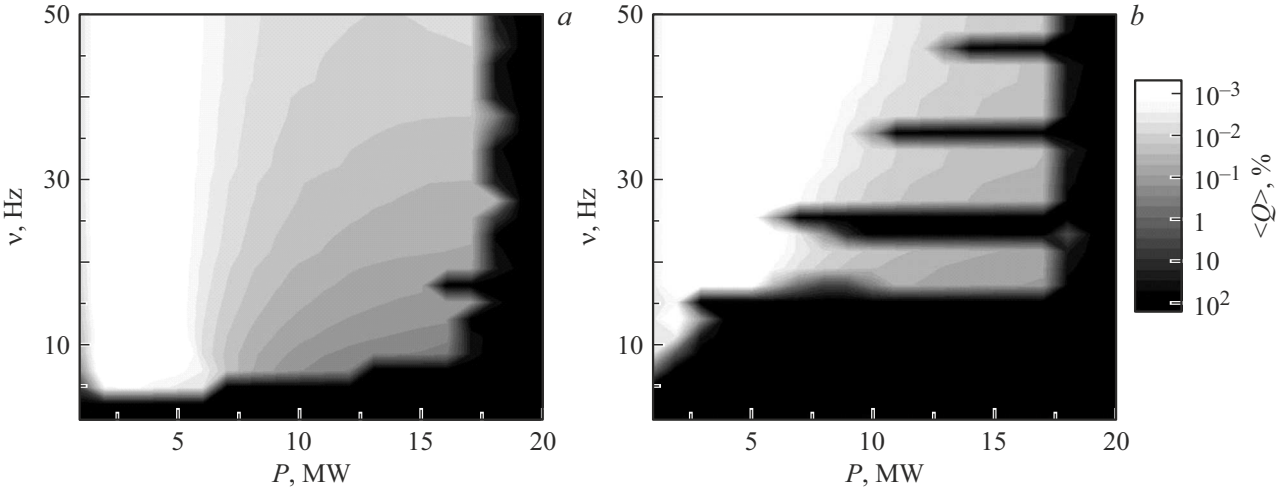

Рис. 2. Зависимость размаха энергии импульсов от собственной частоты ν и средней мощности реактора P. a — случай $A > 0$, b — случай $A < 0$.

$$T_i = \left(T_{i-1} + Q_{i-1}T_0\right)\exp\left(-p/\nu_0\right), \tag{6}$$

$$\ddot{x} + \frac{2}{\tau}\dot{x} + (2\pi\nu)^2 x = A\hat{T}(t), \tag{7}$$

$$\hat{T}(t) = \sum_{l=i-1}^{0} \Theta\left(\frac{1}{\nu_0}(i-l) + t'\right) Q_l. \tag{8}$$

В этих рекуррентных соотношениях динамическими переменными являются энергия i-го импульса Q_i [MJ], температура топлива T_i [K], количество ядер источников запаздывающих нейтронов j-й группы перед импульсом c_{ji}, скорость генерации запаздывающих нейтронов перед импульсом S_i [s^{-1}]. Константами являются температурный коэффициент реактивности топлива R_{ax} [K^{-1}], коэффициент реактивности поперечного смещения топлива R_{tr} [mm^{-1}], средний выход нейтронов при делении η [MJ^{-1}], доля запаздывающих нейтронов j-й группы β_j, постоянная распада источников j-й группы λ_j [s^{-1}], частота повторений импульсов реактора ν_0 [s^{-1}], нагрев топлива за импульс единичной мощности T_0 [K/MJ], средняя скорость остывания топлива p [s^{-1}]. Функция M — фактор умножения [$\mathrm{MJ}\cdot\mathrm{s}$]. Вид функции M и ее вычисление описаны в [6]. Управляющий параметр равновесной надкритичности ε служит для вывода системы на нужный уровень средней мощности реактора и имитирует органы управления реактора. Значения констант и прочие параметры расчетов взяты для проекта реактора НЕПТУН [9]. Коэффициенты R_{tr} и R_{ax} вычисляются заранее методом Монте-Карло в полной геометрии активной зоны. При расчете R_{tr} предполагается, что смещения всех твэлов происходят синхронно и пропорционально градиенту энерговыделения поперек оси активной зоны (метод подобного расчета приведен в [4]). Аналогично при расчете R_{ax} учитывается удлинение топлива в аксиальном направлении в соответствии с энерговыделением по твэлам. Таким образом, модель построена в приближении синхронного движения группы невзаимодействующих твэлов.

Были рассмотрены два способа закрепления твэлов ($A > 0$ и $A < 0$), для каждого из которых построена диаграмма зависимости размаха энергии импульсов $\langle Q\rangle = (\max Q_i - \min Q_i)/Q_0$ от собственной частоты ν и средней мощности реактора P (рис. 2).

На рис. 2, a ($A > 0$) ясно видны области неустойчивости, вызванные тепловым расширением топлива ($P > 18\,\mathrm{MW}$) и динамическим изгибом ($\nu < 10\,\mathrm{Hz}$). Случай $A < 0$ (рис. 2, b), когда твэл изгибается в сторону от центра активной зоны при стационарном энерговыделении, демонстрирует заметно худшую динамику. Это объясняется сдвигом фаз осциллятора и энерговыделения. В целом на обеих диаграммах прослеживается тенденция повышения стабильности динамики при увеличении собственной частоты твэла.

Добавим в уравнения (3)–(8) условие отражения для осциллятора: если $x = d$, то $\dot{x} \to -\dot{x}$. Это условие имитирует соударение твэла с близлежащими элементами конструкции (например, стенкой ТВС). При некоторых параметрах модель выдает флуктуации энергии импульсов, визуально схожие с наблюдаемыми шумами реактора ИБР-2 (рис. 3).

Эти результаты не объясняют полностью причину флуктуаций энергии импульсов, но указывают на динамический изгиб твэлов и соударения как на один из возможных негативных факторов динамики реактора. Следует также отметить, что более детальное изучение эффектов соударений требует усложнения модели, поскольку при этом нарушается условие синхронности движения твэлов.

Анализ уравнения динамического изгиба и температуры стенки твэла позволил определить максимальное значение собственной частоты, при котором явление динамического изгиба представляет опасность для ре-

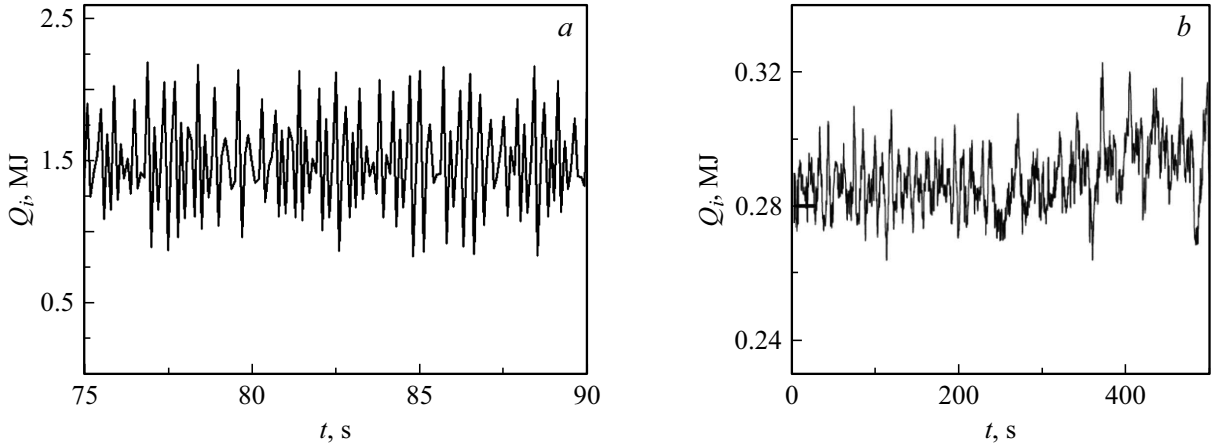

Рис. 3. *a* — модельные расчеты энергии импульсов ($P = 15$ MW, $\nu = 17$ Hz, $d = 0.05$ mm, $A > 0$); *b* — экспериментальные значения энергии импульсов ИБР-2 [10].

актора. Также показано принципиальное различие характера поперечного смещения топлива в реакторах со стационарным и пульсирующим энерговыделением. Разработка конструкции пульсирующего реактора не может проводиться по аналогии с реактором стационарного действия. Рекомендуется на этапе проектирования проводить модальный анализ и вибродиагностику основных элементов активной зоны и избегать конструкций с низкими значениями собственных частот.

Можно предложить некоторые меры по снижению негативного влияния изучаемого явления на динамику будущих реакторов. Если активная зона состоит из ТВС, то идеальным решением представляется максимально жесткая фиксация твэлов относительно стенки ТВС, исключающая их свободное поперечное перемещение. Если же предполагается потвэльная загрузка активной зоны, то предпочтительными являются закрепление твэлов с обоих концов (случай $A > 0$) и повышение их жесткости, насколько это возможно. Это позволит повысить их собственную частоту и скорректировать фазу колебаний.

Параметры модели, используемые в настоящей работе, получены для колебаний одного отдельного твэла в жидкой среде [7]. Движение группы близкорасположенных твэлов с учетом возможных соударений и возмущений со стороны турбулентного потока жидкого натрия имеет более сложный, коллективный характер. Поэтому для дальнейшего развития модели требуются дополнительные теоретические и экспериментальные исследования коллективного движения твэлов с учетом движения теплоносителя.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] В.Л. Аксёнов, М.В. Рзянин, Е.П. Шабалин, Элементарные частицы и атомные ядра, **52** (6), 1349 (2021). [V.L. Aksenov, M.V. Rzyanin, E.P. Shabalin, Phys. Part. Nucl., **52** (6), 1019 (2021). DOI: 10.1134/S1063779621060034].

[2] Е.П. Шабалин, Атомная энергия, **133** (2), 76 (2022). [E.P. Shabalin, Atom. Energy, **133** (2), 79 (2022). DOI: 10.1007/s10512-023-00976-7].

[3] Ю.Н. Пепелышев, Ц. Цогтсайхан, ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, № 2, 5 (2024).

[4] М.М. Подлесный, Е.П. Шабалин, Я.А. Вдовин, И.В. Кушнир, А.Е. Верхоглядов, *Препринт ОИЯИ Р13-2025-54* (ОИЯИ, Дубна, 2025).

[5] М.М. Подлесный, Е.П. Шабалин, А.А. Хассан, *Препринт ОИЯИ Р3-2025-36* (ОИЯИ, Дубна, 2025).

[6] А.Е. Верхоглядов, В.Н. Верхоглядова, Е.П. Шабалин, Атомная энергия, **138** (1-2), 10 (2025). [A.E. Verhoglyadov, V.N. Verhoglyadova, E.P. Shabalin, Atom. Energy, **138**, 11 (2025). DOI: 10.1007/s10512-025-01220-0].

[7] А.Е. Верхоглядов, *Препринт ОИЯИ Р13-2025-30* (ОИЯИ, Дубна, 2025).

[8] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика* (Физматлит, М., 2004), т. 1, с. 105.

[9] Е.П. Шабалин, В.Л. Аксёнов, Г.Г. Комышев, А.Д. Рогов, Атомная энергия, **124** (6), 309 (2018). [E.P. Shabalin, V.L. Aksenov, G.G. Komyshev, A.D. Rogov, Atom. Energy, **124** (6), 364 (2018). DOI: 10.1007/s10512-018-0424-3].

[10] Е.А. Бондарченко, Ю.Н. Пепелышев, А.К. Попов, Физика элементарных частиц и атомного ядра, **35** (4), 928 (2004). [E.A. Bondarchenko, Yu.N. Pepyolyshev, A.K. Popov, Phys. Part. Nucl., **35** (4), 498 (2004).].