

О спектре скоростей нейтронов в среде тяжелых ядер

А. А. КОСТРИЦА, Е. И. НЕЙМОТИН

УДК 539.125.523.5

Рассмотрены характеристики спектра нейтронов, который устанавливается в среде тяжелых ядер, движущихся со скоростью u . Показано, как при влиянии двух факторов — сечения поглощения Σ_a и скорости ядер — замедление нейтронов переходит в разогрев нейтронного газа.

Если нейтроны источника распределены по максвелловскому спектру с наивероятнейшей скоростью ρ , то при $\Sigma_a = \text{const}$ и при $u=0$ нейтроны в среде имеют наивероятнейшую скорость $v_B = \rho/\sqrt{2}$, среднюю скорость $\bar{v} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \rho$, среднюю квадратичную скорость $v_M = \sqrt{\frac{3}{2}} \rho$. Зависимость средней квадратичной скорости от u выражается формулой

$$\bar{v}_M^2 = \rho^2 \left[\frac{3}{2} - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} + 2 \frac{\Sigma_s}{\Sigma} \cdot \frac{u^2}{\rho^2} + \frac{\Sigma_s - \Sigma_a}{\Sigma} \cdot \frac{u}{\rho} \cdot \frac{e^{-\frac{u^2}{\rho^2}}}{\sqrt{\pi} \Phi\left(\frac{u}{\rho}\right)} \right], \quad (4)$$

где $\Phi(x)$ — интеграл ошибок. При малых u $\bar{v}_M^2 < \frac{3}{2} \rho^2 \equiv \bar{c}^2$. При $u^2 = \bar{c}^2$ $\bar{v}_M^2 \approx \bar{c}^2 (0,87 + 1,59 \frac{\Sigma_s}{\Sigma})$, т. е. $\bar{v}_M^2 > \frac{3}{2} \rho^2$. Переход происходит при $\sqrt{u^2/\bar{c}^2} \approx 0,4$, если $\Sigma_s/\Sigma = 0,9$.

Если сечение поглощения подчиняется закону $1/v$, то при $u=0$ спектр скоростей нейтронов источника совпадает со спектром нейтронов в среде. При $u \neq 0$

вместо выражения (1) получим

$$\bar{v}_M^2 = \rho^2 \left[\frac{3}{2} + 2 \left(\frac{u}{\rho}\right)^2 + 2\alpha^2 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \alpha e^{-\left(\frac{u}{\rho}\right)^2} + \left(\frac{\alpha}{u} \rho - 2\alpha \frac{u}{\rho}\right) \Phi\left(\frac{u}{\rho}\right) - \frac{\alpha^2 \rho}{\sqrt{\pi} u} \left(1 + 2\alpha \frac{u}{\rho}\right) \times \right. \\ \left. \times (T_1 + T_2) + \frac{\alpha^2 \rho}{\sqrt{\pi} u} \left(1 - 2\alpha \frac{u}{\rho}\right) T_3 \right], \quad (2)$$

где

$$T_1 \equiv \int_0^{\infty} \frac{e^{-x^2} dx}{x + \alpha + \frac{u}{\rho}}; \quad T_2 \equiv \int_0^{u/\rho} \frac{e^{-x^2} dx}{\frac{u}{\rho} + \alpha - x}; \\ T_3 \equiv \int_{u/\rho}^{\infty} \frac{e^{-x^2} dx}{x + \alpha - \frac{u}{\rho}} \quad (3)$$

и, наконец, $\alpha \equiv \frac{\Sigma_a w}{\Sigma_s \rho}$, если $\Sigma_a = \Sigma_a' \frac{w}{|v-u|}$.

При $u = \sqrt{\frac{3}{2}} \rho = \sqrt{\bar{c}^2}$, $w = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \rho$, $\frac{\Sigma_a'}{\Sigma_s} = \frac{1}{9}$ находим $\bar{v}_M^2 = 2,87 \bar{c}^2$. Превышение v_M^2 над \bar{c}^2 заметнее при $\Sigma_a \sim 1/v_R$ (v_R — средняя относительная скорость), чем при $\Sigma_a = \text{const}$. Предлагается использовать развитый метод для приближенной оценки \bar{v}^2 , если имеются потоки ядер, движущихся в разных направлениях с максвелловским распределением модулей скорости u .

(№ 176/4397. Поступила в Редакцию 12/VII 1967 г. Полный текст 0,6 а. л., библиография 1 название.)

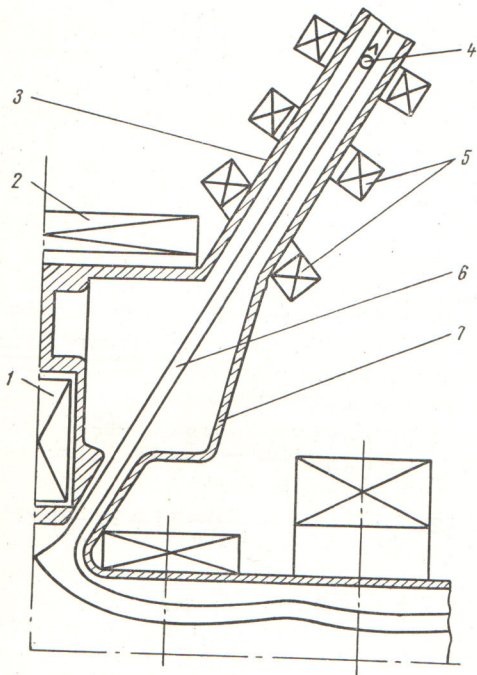
О возможности инжекции плазмы в замкнутую магнитную ловушку через дивертор

А. В. ГЕОРГИЕВСКИЙ, О. В. БИРЮКОВ, А. Г. ДИКИЙ, В. Е. ЗИСЕР, В. Г. ПЕЛЕТМИНСКАЯ

УДК 533.9

В данной работе предлагается инжектировать плазму в стелларатор через дивертор, воспользовавшись тем, что его магнитная система выводит силовые линии из ловушки. При этом плазменные сгустки, проходя через вакуумную камеру дивертора, будут очищаться от сопутствующего нейтрального газа.

Для обеспечения движения плазменных сгустков на всем пути от плазменного источника до входа в ловушку в однородном магнитном поле параллельно силовым линиям магнитная система дивертора несколько видоизменяется (см. рисунок).



Инжекторный дивертор:

1 — «отрицательная» катушка дивертора; 2 — дополнительная отрицательная катушка; 3 — инжекторный патрубок; 4 — плазменный источник; 5 — катушки ведущего магнитного поля плазменного источника; 6 — силовые линии магнитного поля; 7 — вакуумная камера дивертора.

Показанная на рисунке конфигурация магнитного поля 6 получена расчетным путем при помощи электронно-вычислительной машины «Урал-4». В качестве исходных использовались параметры магнитной системы дивертора стелларатора «Сириус» [1].

Для экспериментальной проверки методики стыковки магнитных полей неосесимметричных систем путем поворота корректирующих катушек 5 и для определения объемного распределения силовых линий была создана установка, аналогичная описанной в работе [2]. Отличие заключалось в том, что корректирующие катушки поперечного поля H_{\perp} , расположенные около катушек продольного поля H_0 , могли поворачиваться вокруг своей вертикальной оси.

Предварительные расчеты и результаты исследования магнитного поля при помощи электронных пучков показали, что поля стыкуются при $\delta = \frac{H_{\perp}}{H_0} \leq 2$

(при углах поворота корректирующих катушек до 22°). При этом сечение состыкованного потока деформируется из круга в овал по мере продвижения от поперечного к продольному полю. При нулевом повороте корректирующих катушек стыковка происходит только при $\delta \geq 4$ [2].

(№ 177/4317. Поступила в Редакцию 1/VI 1967 г. Полный текст 0,25 а. л., 6 рис., библиография 4 названия.)

ЛИТЕРАТУРА

1. О. В. Бирюков и др. «Атомная энергия», 23, 136 (1967).
2. Г. М. Батанов и др. ЖТФ, 35, 242 (1965).

Исследование динамики ядерного реактора на ЦВМ

М. П. ЛЕОНЧУК, А. С. ТРОФИМОВ

УДК 621.039.51.514

Применение ЦВМ (цифровых вычислительных машин) для расчетов переходных режимов ядерных реакторов и энергетических установок имеет некоторые преимущества (точность вычислений, универсальность, возможность более полного описания и др.) по сравнению с широко используемыми аналоговыми вычислительными машинами.

Для эффективного использования ЦВМ необходимы рациональные алгоритмы решения задач динамики, определяющие решение с достаточной точностью, устойчивые относительно счета и требующие минимального числа операций.

В работе описана математическая модель ядерного реактора с системой регулирования мощности и расхода теплоносителя и приведены эффективные методы расчета ее на ЦВМ.

Для решения системы уравнений кинетики реактора

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n}{l} [\Delta k - (1 + \Delta k) \beta] + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i + S;$$

$$\frac{dC_i}{dt} = (1 + \Delta k) \frac{\beta_i n}{l} - \lambda_i C_i, \quad i = 1, 2, \dots, 6$$

предложено несколько устойчивых методов. В частности, показано, что простейшая итерационная схема

$$c_i^{(m+1)}(\tau + \Delta\tau) = \frac{c_i(\tau) + [1 + \Delta k^{(m)}(\tau + \Delta\tau)] \beta_i \Delta\tau n^{(m)}(\tau + \Delta\tau)}{1 + \lambda_i \Delta\tau};$$

$$n^{(m+1)}(\tau + \Delta\tau) = \frac{\ln(\tau) + \Delta\tau \left[\sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i^{(m+1)}(\tau + \Delta\tau) + S \right]}{l + \Delta\tau \{ [1 + \Delta k^{(m)}(\tau + \Delta\tau)] \beta - \Delta k^{(m)}(\tau + \Delta\tau) \}};$$

$$c_i = C_i l; \quad \Delta k^{(0)} = \Delta k[\tau + \Delta\tau, n(\tau)]; \quad n^{(0)}(\tau + \Delta\tau) = n(\tau);$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

при условии $\Delta k < \beta + \varepsilon$ устойчива и сходится к решению со скоростью $0(\Delta\tau)$ [1] (здесь m — номер итерации; ε — любое сколь угодно малое число).

Распределение температур в активной зоне реактора описывается системой уравнений в частных производ-