

УДК 537.84

А. Гайлитис, Я. Фрейберг

ОЦЕНКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В РЕАКТОРЕ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В работе [1] термоэлектрические токи, возникающие в системе жидкометаллического охлаждения реактора на быстрых нейтронах, оценивались по данным расчета эквивалентных электрических цепей. Бак реактора с первым контуром и активной зоной по электрическим свойствам близок к сплошному короткозамкнутому проводнику неоднородной электропроводности; для оценки возникающих в нем объемных термоотоков могут быть использованы элементы описания сплошных сред.

Активную зону реактора приближенно рассмотрим как объем, равномерно пронизанный тонкими длинными вертикальными стержнями из нержавеющей стали, погруженными в жидкий натрий. Часть объема занимают непроводящие стержни топлива и вся конструкция характеризуется коэффициентами заполнения Ω_{St} , Ω_{Na} , Ω_f соответственно (относительные части объема активной зоны, занятые сталью, натрием и топливом). Во всем объеме активной зоны поддерживается постоянный градиент температуры в продольном направлении стержней. Активная зона как целое погружена во внешний большой объем, бак первого контура, в основном заполненный натрием.

На вертикальных контактных поверхностях между натрием и сталью образуется термо-ЭДС, которая из-за вертикального градиента температуры T создает электрический ток плотностью

$$\mathbf{j} = \sigma(-\nabla\varphi + S\nabla T),$$

где φ — потенциал, σ — электропроводность, S — термopotенциал среды.

Термотоки идентифицируются [1] измерениями магнитного поля вне активной зоны. Но в активной зоне токи в стальных и натриевых частях направлены в основном взаимно противоположно, и создаваемое ими магнитное поле не распространяется далеко. Часть тока замыкается во внешнем баке, что дает отличающееся от нуля среднее значение тока в активной зоне и образует крупномасштабное магнитное поле вне ее.

Рассмотрим характерный элемент активной зоны (рис. 1), созданный продольными контактирующими объемами стали и натрия. Поперечный размер элемента намного меньше длины h , равной высоте активной зоны. Вдоль элемента имеется постоянный градиент температуры $\tau \equiv dT/dz = \Delta T/h$, где z — координата вдоль элемента, ΔT — разность температур между его концами. Концы натриевой части элемента присоединены к внешней пассивной цепи.

Из-за сильно вытянутой формы элемента для продольного тока внутри элемента имеем одномерную задачу. Уравнениям внутри натриевой (индекс Na) и стальной (St) частей $\mathbf{j}_{Na} = -\sigma_{Na}\nabla\varphi_{Na}$, $\mathbf{j}_{St} = \sigma_{St}\nabla\varphi_{St} + \sigma_{St}\nabla\varphi_{St} + E$, где $E = (S_{Na} - S_{St})\tau$, и граничным условиям на поверхности контакта натрия и стали

$$j_{Na}/\sigma_{Na} - j_{St}/\sigma_{St} = E \quad \text{и} \quad \varphi_{Na} = \varphi_{St}$$

удовлетворяет решение $\varphi_{Na} = \varphi_{St} = \varphi \equiv \text{const } z$. Средняя плотность тока в элементе $j = \Omega_{Na}j_{Na} + \Omega_{St}j_{St}$ отличается от нуля, если разность потенциалов создает ток во внешней цепи.

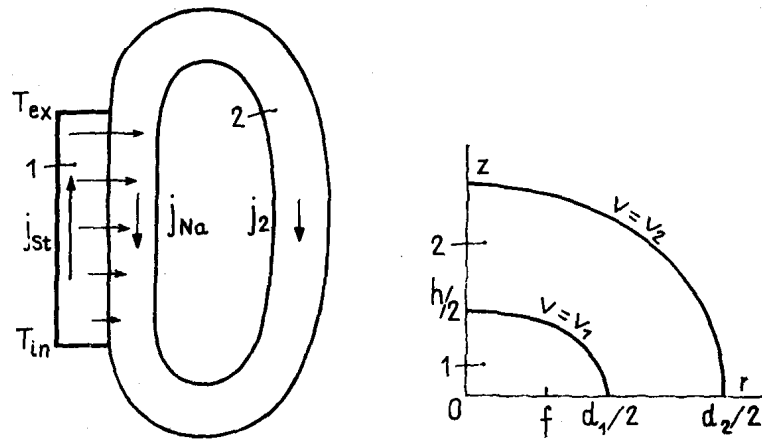


Рис. 1. К постановке задачи.

Рис. 2. Эллипсоидальное сечение модели активной зоны.

В объеме активной зоны, состоящей из множества таких элементов, сохраняется данная линейная форма решения для усредненного по элементам потенциала и тока, если при объемном растекании тока вне активной зоны на внешней поверхности зоны сохраняется линейное по вертикали распределение потенциала. Здесь можно воспользоваться хорошо известным в электростатике решением задачи о поляризации эллипсоидального тела [2], когда форма тела обеспечивает однородное электрическое поле внутри объема при непрерывном его переходе в растекающееся потенциальное поле вне тела.

Решение особенно просто, если принять, что активная зона является эллипсоидом вращения, а окружающий ее бак — софокусным эллипсоидом (рис. 2).

Воспользуемся цилиндрической z, ρ, φ и эллиптической v, u, φ системами координат; для сплюснутого эллипсоида получаем

$$z = f \operatorname{ch} v \cos u, \quad \rho = f \operatorname{sh} v \sin u,$$

а для вытянутого

$$z = f \operatorname{sh} v \cos u, \quad \rho = f \operatorname{ch} v \sin u,$$

где фокусное расстояние f определяется высотой h и диаметром d_1 эллипсоида активной зоны (см. схему на рис. 2).

Распределение тока для рассматриваемого осесимметричного случая удобно представить через функцию тока $\Psi(z, \rho)$, связанную с азимутальным магнитным полем соотношением $B = \mu_0 \Psi / \rho$. Решение записывается в виде замкнутых выражений (см. [3]) и сводится к удовлетворению непрерывности значений потенциала и функции тока (нормальной составляющей плотности тока) на поверхности внутреннего эллипсоида,

$$\varphi_1 = \varphi_2 \quad \text{и} \quad \Psi_1 = \Psi_2 \quad \text{при} \quad v = v_1,$$

и условия непроницаемости током внешней границы:

$$\Psi_2 = 0 \quad \text{при} \quad v = v_2.$$

Индексом 1 обозначена внутренняя, индексом 2 — внешняя области. Граничные значения координат v_1 и v_2 определяются размерами h и d_1 и диаметром бака d_2 согласно рис. 2.

Распределение в активной зоне не зависит от соотношения осей эллипсоида h/d_1 :

$$\varphi_1 = C_1 z, \quad \Psi_1 = (-\sigma_1 C_1 + \alpha) \rho^2 / 2,$$

где $\sigma_1 = \Omega_{Na}\sigma_{Na} + \Omega_{St}\sigma_{St}$, $\alpha = \Omega_{St}\sigma_{St}(S_{Na} - S_{St})\tau$. Решение во внешней среде:

$$\varphi_2 = [C_2 + D_2 U(v)]z, \quad \Psi_2 = -\sigma_2 [C_2 + D_2 Q(v)] \frac{\rho^2}{2}.$$

Удовлетворение граничным условиям дает значения констант:

$$C_1 = \frac{\alpha}{\sigma_1 + \kappa\sigma_2}, \quad D_2 = \frac{C_1}{U(v_1) - Q(v_2)}, \quad C_2 = D_2 Q(v_2),$$

$$\kappa = - \frac{Q(v_1) - Q(v_2)}{U(v_1) - Q(v_1)}.$$

Выражения функций $U(v)$ и $Q(v)$ зависят от формы эллипсоида. Для сплюснутого обозначаем $\lambda = \text{sh } v$ и имеем:

$$U = \text{arccctg } \lambda - 1/\lambda, \quad Q = \text{arccctg } \lambda - \lambda/(1 - \lambda).$$

Для вытянутого ($\lambda = \text{ch } v$)

$$U = \ln \frac{\lambda + 1}{\lambda - 1} - \frac{2}{\lambda}, \quad Q = \ln \frac{\lambda + 1}{\lambda - 1} - \frac{2\lambda}{\lambda^2 - 1}.$$

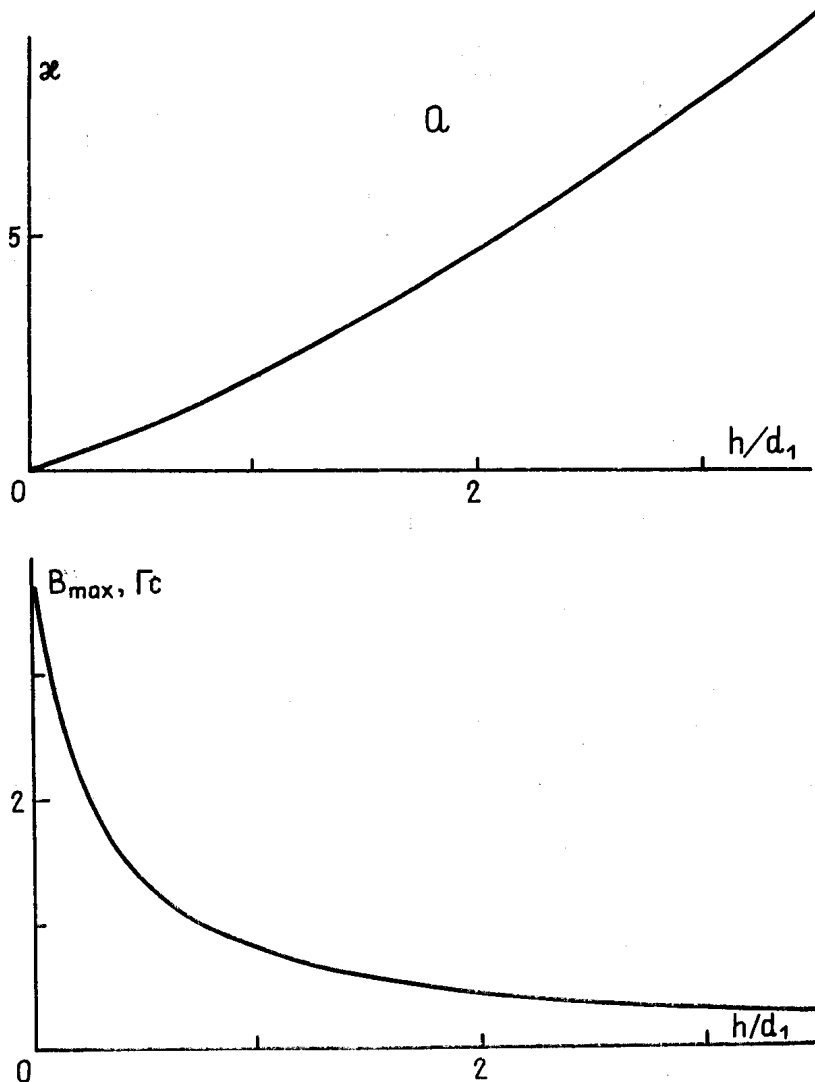


Рис. 3. Зависимости коэффициента внешнего сопротивления κ (а) и максимального поля B_{\max} (б) от относительной высоты активной зоны реактора БН-600.

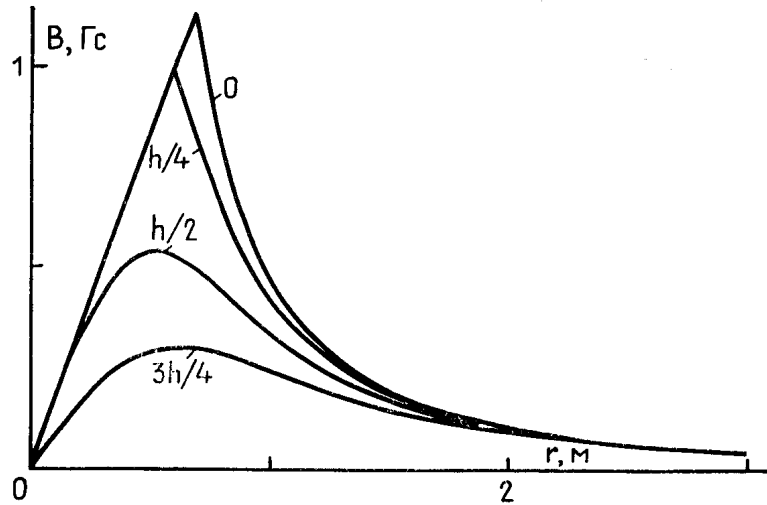


Рис. 4. Радиальное распределение магнитного поля на разных высотах, указанных около кривых, в модели реактора БН-600.

Эти выражения содержат и случай сферы при $f \rightarrow 0$:

$$U = r^{-3}, \quad T = -2r^{-3}, \quad \text{где } r = \sqrt{z^2 + \rho^2} \text{ — сферический радиус.}$$

Коэффициент κ , равный отношению эффективной проводимости окружающего внешнего бака к проводимости активной зоны, зависит от отношения h/d_1 — высоты к диаметру эллипсоида (рис. 3а) и от отношения d_1/d_2 — диаметров внешнего и внутреннего эллипсоида. В случае сильно сплюснутой формы (тонкий диск $h \ll d_1$) внутреннее сопротивление мало по сравнению с внешним ($\kappa \rightarrow 0$), а в случае сильно вытянутой формы ($h \gg d_1$) суммарный ток в основном ограничивается именно внутренним сопротивлением ($\kappa \rightarrow \infty$). Для сферы ($h = d_1$) в неограниченном баке ($d_2 \gg d_1$) имеем $\kappa = 2$. Внешняя непроводящая граница в реальных реакторах находится далеко по сравнению с размерами активной зоны, поэтому уменьшение κ из-за наличия этой границы небольшое. Достаточно плавное изменение κ в большом интервале параметра h/d_1 свидетельствует о том (см. рис. 3а), что приведенные оценки магнитного поля по порядку значений останутся в силе и для более точной модели активной зоны и бака. Достаточно малая чувствительность B_{\max} к изменению формы модели (рис. 3б) также является аргументом в пользу проведенной оценки.

Согласно этим выражениям магнитное поле внутри активной зоны линейно растет с расстоянием от оси симметрии. Вне активной зоны магнитное поле близко к полю от токового диполя и убывает до нуля на внешней границе бака. Максимальное значение поле имеет на внешней границе активной зоны ($\rho = d_1/2, z = 0$):

$$B_{\max} = \mu_0 \frac{\alpha \sigma_2 \Omega_{St} \sigma_{St} (S_{Na} - S_{St}) \Delta T d_1}{4 (\Omega_{St} \sigma_{Na} + \Omega_{St} \sigma_{St} + \kappa \sigma_2) h}.$$

Заметим, что при постоянной разнице температур между нижней и верхней частями активной зоны ($\Delta T = \text{const}$) и при постоянной форме активной зоны ($h/d_1 = \text{const}$) достигаемое максимальное значение поля не зависит от размера активной зоны. Подставляя исходные данные, которые могут соответствовать среднему реактору на быстрых нейтронах, например БН-600: $h = 0,75$ м; $d_1 = 2,0$ м; $d_2 = 16$ м; $\Omega_{Na} = 0,32$; $\Omega_{St} = 0,22$; средняя $T = 463^\circ\text{C}$; $\Delta T = 170^\circ\text{C}$; $S_{Na} - S_{St} = 9 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$; $\sigma_{Na} = 4 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1}/\text{м}$; $\sigma_{St} = 10^6 \text{ Ом}^{-1}/\text{м}$; $\sigma_2 = \sigma_{Na}$, получим следующие значения: максимальное поле $B_{\max} = 1,78$ Гс, перепад усредненного потенциала между верхним и нижним полюсами активной зоны $\Delta \varphi_{\max} = 86$ мкВ,

суммарный электрический ток через активную зону равен 892 А, коэффициент внешнего сопротивления $\kappa=0,651$.

Распределения поля на разных высотах $z=\text{const}$ от горизонтальной плоскости симметрии $z=0$ вдоль расстояния от оси симметрии (рис. 4) показывают, как достигаемое максимальное значение поля на этих кривых уменьшается с ростом высоты. Однако поле значительно даже на уровнях, расположенных выше верхнего уровня активной зоны ($z>h/2$).

По полученным оценочным значениям поле в реакторе достаточно для идентификации термотоков на фоне магнитного поля Земли, хотя оно на порядок меньше оценки, полученной в [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кирко И. М., Кирко Г. Е., Шейнкман А. Г., Теличко М. Т. О существовании термоэлектрических токов в реакторе БН-600 Белоярской атомной электростанции // ДАН. — 1982. — Т. 266, № 4. — С. 854...856.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — 2-е изд. — М., 1982. — 624 с.
3. Бояревич В. В., Фрейберг Я. Ж., Шилова Е. И., Щербинин Э. В. Электро-вихревые течения. — Рига, 1985. — 315 с.

Поступила в редакцию 17.03.92