

температуры по периметру поверхности теплообмена.

На рис. 6 представлены графики изменения температуры по периметру теплообмена твэла при различном недогреве, т. е. при различной степени интенсивности кипения. Этот расчет, проведенный для плотного треугольного пучка твэлов, правильно отражает физический процесс кипения. Проверить правильность расчетной методики для случая поверхностного кипения сравнением рассчитанных полей температуры с экспериментальными пока не представляется возможным из-за отсутствия результатов последних.

Условные обозначения

- a — температуропроводность;
 c_p — теплоемкость;
 d — диаметр;
 p — давление;
 q — удельный тепловой поток;
 $\bar{q}$ — среднее по периметру значение удельного теплового потока;
 t — температура (t_w — поверхности теплообмена, t_f — теплоносителя);
 $\bar{t}$ — среднесмешанная температура в данном сечении;
 $T = \frac{t_f}{qd_r}$ — безразмерная температура;
 u — скорость потока теплоносителя;
 $\bar{u}$ — средняя скорость потока теплоносителя;
 x — координата вдоль поверхности теплообмена в данном сечении;
 y — расстояние от стенки;
 $y^{++} = \eta \text{Pr}$ — безразмерное расстояние от поверхности теплообмена;
 α — коэффициент теплоотдачи;
 $\eta = \frac{yu}{v} \tau$ — безразмерное расстояние от поверхности теплообмена;
 λ — коэффициент теплопроводности;
 ν — коэффициент кинематической вязкости;
 ρ — удельная плотность;
 ΔF — элементарная площадь;
 $\Delta \Pi$ — шаг разбиения смоченного периметра;
 δ — произвольная константа.

Индексы

- г — гидравлический;
 кип — кипение;
 л — локальный;
 т — турбулентный;
 эф — эффективный;
 ж — жидкость;
 r — по радиусу;
 s — на линии насыщения;
 w — поверхность теплообмена;
 τ — трение;
 φ — по углу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Монин А. С., Яглом А. Я. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., Наука, 1965.
- Gowen R., Smith J. — Chem. Engng Sci., 1967, v. 22, p. 1701.
- Кириллов П. Л. — Атомная энергия, 1962, т. 13, вып. 5, с. 481.
- Коляскин В. И., Кудрявцева Л. К., Ушаков П. А. — Теплофизика высоких температур, 1973, т. 11, вып. 4, с. 781.
- Бобков В. П. и др. — Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 2, с. 127.
- Кокорев Л. С., Корсун А. С., Петровичев В. И. — В кн.: Вопросы теплофизики ядерных реакторов. Вып. 2. М., Атомиздат, 1969, с. 58.
- Ушаков П. А. — В кн.: Жидкие металлы. М., Атомиздат, 1967.
- Бобков В. П., Саванин Н. К. Препринт ФЭИ-602. Обнинск, 1975.
- Бобков В. П., Саванин Н. К. Препринт ФЭИ-644. Обнинск, 1975.
- Бобков В. П., Кудрявцева Л. К. Препринт ФЭИ-880. Обнинск, 1978.
- Бобков В. П., Ибрагимов М. Х., Саванин Н. К. — Теплофизика высоких температур, 1975, т. 13, вып. 4, с. 779.
- Коляскин В. И., Кудрявцева Л. К., Ушаков П. А. — Там же, 1974, т. 12, вып. 3, с. 559.
- Бобков В. П., Саванин Н. К. Препринт ФЭИ-633. Обнинск, 1975.
- Бобков В. П. и др. Препринт ФЭИ-448. Обнинск, 1975.
- Похвалов Ю. Е., Кронин И. В., Курганов И. В. — Теплоэнергетика, № 5, 1966, с. 63.

Поступила в Редакцию 10.07.80

УДК 621.039.517

Остаточное энерговыделение продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами

ГРИБИН А. А., ПОЛОГИХ Б. Г.

Первые обширные исследования остаточного энерговыделения в ^{235}U после деления его тепловыми нейтронами выполнили К. Вей и Э. Вигнер [1]. Ими предложены следующие формулы:

$$\begin{aligned} b(t) &= 1,40t^{-1,2}, \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{дел.}^{-1}; \\ g_s(t) &= 1,26t^{-1,2}, \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{дел.}^{-1}; \\ m(t) &= b(t) + g(t) = 2,66t^{-1,2}, \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{дел.}^{-1}, \end{aligned} \quad (1)$$

в которых $b(t)$ и $g(t)$ — соответственно мощность β - и γ -излучений; $t = 10 \div 10^5$ с — время после прекращения процесса деления.

В 1952 г. С. Унтермайером и Дж. Вейлсом [2] предложена формула для расчета остаточного тепловыделения для значений t $1-10^8$ с. Анализ данных об остаточном энерговыделении, опубликованных до 1963 г., позволил убедиться, что эта

Таблица 1
Экспериментальные значения $B(t, T)$,
МэВ·с⁻¹·дел.⁻¹ [5]

t, c	T, c				
	10	10 ²	10 ³	10 ⁴	10 ⁵
1	2,093± ±12%	3,539± ±6,2%	4,454± ±5,8%	5,244± ±4,9%	5,692± ±5,1%
2	1,481	2,928	3,908	4,644	5,088
5	0,926± ±4,8%	2,175± ±4,5%	3,143± ±4,2%	3,878± ±4,2%	4,317± ±4,2%
10	0,565± ±4,5%	1,597± ±4,2%	2,548± ±4,1%	3,281± ±4,1%	3,716± ±4,1%
20	0,288	1,094	2,003	2,732	3,168
50	0,1082± ±4,1%	0,605± ±4,2%	1,412± ±4,1%	2,128± ±4,1%	2,559± ±4,1%
100	0,0507± ±4,1%	0,341± ±4,2%	1,031± ±4,1%	1,729± ±4,1%	2,163± ±4,1%
200	0,0223	0,173	0,722	1,395	1,826
500	0,00820± ±4,1%	0,0729± ±4,2%	0,430± ±4,2%	1,018± ±4,2%	1,442± ±4,1%
1000	0,0042± ±4,2%	0,0382± ±4,2%	0,265± ±4,2%	0,747± ±4,2%	1,162± ±4,2%
2000	—	0,0182	0,140	0,492	0,897
5000	—	0,0053± ±4,6%	0,046± ±4,3%	0,250± ±4,2%	0,608± ±4,2%
1·10 ⁴	—	—	0,0213± ±4,4%	0,149± ±4,2%	0,449± ±4,2%
2·10 ⁴	—	—	—	0,084	0,313
4.88 10 ⁴	—	—	—	0,0327± ±4,2%	0,158± ±4,5%
9,92 10 ⁴	—	—	—	0,0117± ±4,2%	0,0703± ±4,6%
2·10 ⁵	—	—	—	—	0,0264
5·10 ⁵	—	—	—	—	0,0097

формула занижает энерговыделение для $t < 10^2$ с и завышает для $t > 10^6$ с. В связи с этим в 1963 г. Б. Г. Пологих была предложена несколько видоизмененная формула

$$m(t) = 0,55 e^{-0,7t} + 0,40 e^{-0,7t} + 0,60 e^{-0,4t} + \\ + 0,009 e^{-0,03t} + 4(t+10)^{-1,2} - 0,4(t+10^6)^{-1,2} - \\ - 3,48(t+2 \cdot 10^7)^{-1,2} - 2,45 \cdot 10^{-4} e^{-t/2040} - \\ - 1,59 \cdot 10^{-6} e^{-t/2,9 \cdot 10^5}, \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{дел.}^{-1}, \quad (2) \\ 0,1c < t < 10^8c.$$

Сравнительно полная современная информация о схемах распадов радиоактивных ядер [3, 4] позволяет достаточно точно получить функции $b(t)$ и $g(t)$ расчетным путем.

Точные данные получены и в экспериментальных исследованиях Макнейра и др., опубликованных в 1969 г. [5]. Результаты исследований представлены серией значений $B(t, T) =$

$$= n \int_t^{t+T} b(t') dt', \quad \text{где } T - \text{продолжительность}$$

процесса деления со скоростью n дел·с⁻¹. Эти значения приведены в табл. 1. Результаты расчета согласуются с ними в пределах погрешности эксперимента (как правило, не более ±5%). Функция b представлена суммой экспонент

$$b(t) = \sum_i \beta_i e^{-\lambda_i t}, \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{дел.}^{-1} \quad (3)$$

Полученные авторами настоящей работы константы β_i и λ_i указаны в табл. 2. Они могут быть использованы для расчетов $b(t)$ при $t = 10 \div 5 \cdot 10^5$ с.

Расчеты по формуле (1) согласуются с результатами расчета по формуле (3) с погрешностью ±15%. Расчеты $b(t)$ по схемам распадов ядер в интервале $50 \div 5 \cdot 10^5$ с согласуются с результатами расчета по формуле (3) в пределах ±13%. В целом можно утверждать, что эксперимент и расчет по схемам распада дают достаточно надежную информацию о мощности остаточного β-излучения в рассмотренных интервалах значений t . Для практических расчетов можно рекомендовать удобную формулу (3). Формула К. Вей и Э. Вигнера дает несколько менее точный результат.

В 1978 г. опубликованы результаты экспериментальных исследований М. А. Меркина и др. мощности остаточного γ-излучения [6]. Они даны в виде графиков функций $\Gamma(t, T) =$

$$= n \int_t^{t+T} g(t') dT'. \quad \text{Указывается, что погрешность}$$

определения $\Gamma(t, T)$ не более 15%. На основе совокупности этих экспериментальных данных нами получена формула

$$g(t) = \sum_i \gamma_i e^{-\lambda_i t}, \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{дел.}^{-1} \quad (4)$$

Константы γ_i и λ_i представлены в табл. 3. Они могут быть использованы для расчетов $g(t)$ при $t = 50 \div 5 \cdot 10^6$ с. При интегрировании $g(t)$ значения $\Gamma(t, T)$ отличаются от экспериментальных, в основном, на 20% и в отдельных случаях на 25%.

Результаты расчетов $g(t)$ для $t \geq 90$ с с использованием схем распадов ядер отличаются от расчетов по формуле (4) не более чем на ±23%. Рас-

Таблица 2
Значения констант из формулы (3)

i	β_i , МэВ·с ⁻¹ ·дел. ⁻¹	λ_i , с ⁻¹	i	β_i , МэВ·с ⁻¹ ·дел. ⁻¹	λ_i , с ⁻¹
1	0,484	0,82	6	$0,65 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
2	0,330	0,25	7	$1,28 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$
3	0,0817	0,071	8	$1,63 \cdot 10^{-5}$	$5,4 \cdot 10^{-5}$
4	0,0163	0,016	9	$5,53 \cdot 10^{-6}$	$1,75 \cdot 10^{-5}$
5	0,0019	0,0038	10	$3,23 \cdot 10^{-7}$	$2,20 \cdot 10^{-6}$

Таблица 3

Значения констант из формулы (4)

i	$\mu_i, \text{МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \times \times \text{дел}^{-1}$	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	i	$\mu_i, \text{МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \times \times \text{дел}^{-1}$	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$
1	0,0723	0,058	6	$2,42 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-5}$
2	0,0433	0,014	7	$2,58 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
3	$2,62 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	8	$6,06 \cdot 10^{-7}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$
4	$3,71 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-4}$	9	$2,26 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$
5	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	10	$2,90 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$

чет по формуле $1,5t^{-1,2}$ дает расхождение с формулой (4) до $\pm 35\%$.

На рис. 1 приведена зависимость отношения $b(t)/g(t)$ от t по результатам расчетов с использованием схем распадов и формул (3), (4). Видно, что отношение мощностей излучений не сохраняется и изменяется от 1,45 до 0,54 в первом расчете и от 1,41 до 0,65 во втором. В обоих случаях преимущественно $b(t) < g(t)$.

Итак, анализ экспериментальных и расчетных данных показал менее строгую корреляцию значений мощности остаточного γ -излучения, чем β -излучения. Однако можно считать сравнительно точным определение мощности излучения по формуле (4).

Используя формулы (3) и (4), рассчитаем функцию $m(t)$ и результаты (рис. 2) сравним с расчетами по схемам распадов ядер по формуле (2) и по формуле $2,9t^{-1,2} \text{МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{дел}^{-1}$. Результаты расчетов с использованием схем распадов, как правило, согласуются с расчетами по формулам (3) и (4) с погрешностью $\pm 10\%$. Расчеты по формуле $2,9t^{-1,2}$ для $t = 50 \div 10^5$ с дают расхождения от -25% до $+20\%$. Расчет по формуле (2) согласуется с расчетами по формулам (3) и (4) в пределах от $+28\%$ до -19% .

Важно отметить, что при больших t ($> 10^6$ с) необходимо принимать во внимание изменение в энергетических реакторах состава продуктов деления за счет активации их нейтронами. Для расчета остаточного энерговыделения с учетом этого процесса П. Э. Немировским и В. А. Чепурновым предложена специальная программа [7].

В целом для $t = 60 \div 10^7$ с при определении $m(t)$ следует отдавать предпочтение расчетам с использованием схем распадов и результатам

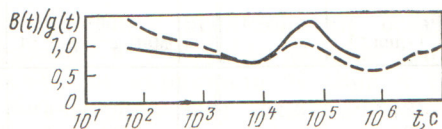


Рис. 1. Отношение мощностей остаточных β - и γ -излучений: — расчет по формулам (3), (4); — — — расчет по схемам радиоактивных распадов ядер

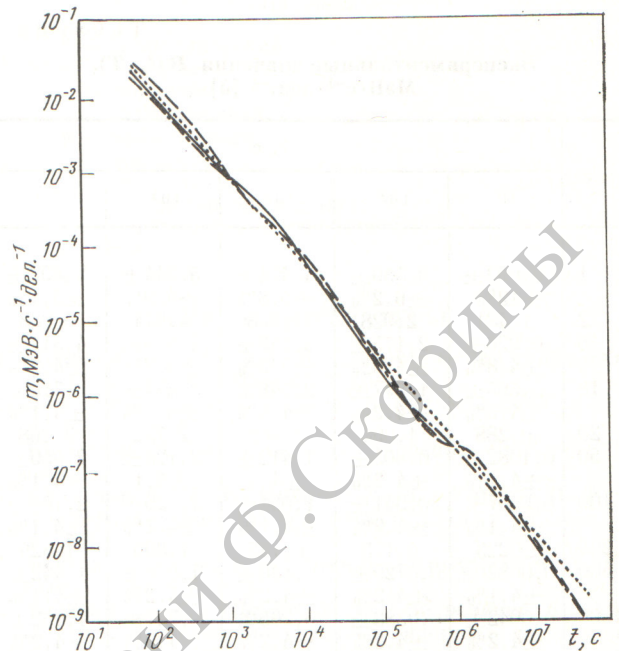


Рис. 2. Остаточное энерговыделение в ^{235}U : — — — расчет по формулам (3) и (4); — — — расчет по схемам радиоактивных распадов ядер; — — — расчет по формуле (2); — — — — — расчет по формуле $2,9 t^{-1,2}$

экспериментов. Для практического использования можно рекомендовать формулу (5). Результаты расчетов по ней в интервале от 60 до 10^7 с погрешностью $\pm 10\%$ совпадают с результатами расчетов по формулам (3) и (4) и по схемам распадов:

$$m(t) = \sum_i \mu_i e^{-\lambda_i t}, \text{МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{дел}^{-1} \quad (5)$$

Константы μ_i и λ_i приведены в табл. 4.

Выводы. Для интервала $10 \div 5 \cdot 10^5$ с имеются достаточно точные данные о мощности остаточного β -излучения в ^{235}U , которые описываются формулой (3) с погрешностью до 5%.

Формулы типа $kt^{-1,2}$ более или менее удовлетворительно описывают остаточное энерговыделение при $t = 10 \div 10^5$ с. Причем для β -излучения следует принимать $k = 1,4$, а для γ -излучения $k = 1,5$.

Таблица 4

Значения констант в формуле (5)

i	$\mu_i, \text{МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \times \times \text{дел}^{-1}$	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	i	$\mu_i, \text{МэВ} \cdot \text{с}^{-1} \times \times \text{дел}^{-1}$	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$
1	$3,79 \cdot 10^{-2}$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	5	$9,32 \cdot 10^{-6}$	$1,49 \cdot 10^{-5}$
2	$3,54 \cdot 10^{-3}$	$2,15 \cdot 10^{-3}$	6	$4,73 \cdot 10^{-7}$	$1,41 \cdot 10^{-6}$
3	$5,60 \cdot 10^{-4}$	$3,62 \cdot 10^{-4}$	7	$6,33 \cdot 10^{-8}$	$1,97 \cdot 10^{-7}$
4	$6,70 \cdot 10^{-5}$	$8,03 \cdot 10^{-5}$			

Для определения мощности остаточного энерговыделения при времени выдержки $60-10^7$ с можно рекомендовать формулу (5). Для t менее 60 с можно использовать формулу (2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Way K., Wigner E. — Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 115.
2. Untermeyer S., Weills J. Rep. ANL-4790, 1952.
3. Гусев Н. Г., Дмитриев П. П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М., Атомиздат, 1977.

4. Колобашкин В. М. и др. Бета-излучение продуктов деления. М., Атомиздат, 1978.
5. McNair A. e.a. — J. of Nucl. Engng, 1969, v. 23, N 2, p. 73.
6. Меркин М. А., Старизный Е. С., Брегер А. Х. — Атомная энергия, 1978, вып. 6, с. 525.
7. Немировский П. Э., Чепурнов В. А. — Там же, 1977, т. 42, вып. 1, с. 45.

Поступила в Редакцию 01.10.80

УДК 621.384.647

Плазменный диод — источник мощных импульсов быстрых нейтронов

ЗАВАДА Н. И., ЦУКЕРМАН В. А., ВОЛОДИН М. Д., ГЕВОРГЯН Г. Г., КОМАРОВ П. Л., ЛЯМИН В. И., ФИЛИПЕНКО А. В.

Сильноточные электронные пучки (СЭП) находят все более широкое применение для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза, при создании мощных СВЧ-генераторов и лазерных устройств, для изучения физики радиационных повреждений, при отработке методов коллективного ускорения. С этой целью введено в действие значительное число импульсных ускорителей с энергозапасом 10^4-10^6 Дж, мощностью СЭП до $10^{12}-10^{13}$ Вт и рабочим током 10^4-10^6 А [1, 2].

При определенных условиях техника СЭП может быть использована для получения высокоинтенсивных ионных пучков и последующей генерации мощных нейтронных импульсов. Интерес к этому направлению заметно возрос в последние годы и связан с перспективами использования ионных пучков для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза. Основное внимание обращается на увеличение соотношения ионного (I_i) и электронного (I_e) токов. В настоящее время распространены три способа: система со скрещенными электрическим и магнитным полями [3, 4], рефлексный триод с полупрозрачным анодом [5], «самоизоляция» электронного пучка [6].

В настоящей статье излагаются результаты работы, выполненной в 1965—1979 гг., по получению мощных нейтронных импульсов на двух типах ускорителей прямого действия: ГИ-3000 [7] и ОРИОН-1 [8].

В ускорителе ГИ-3000 (1964—1967 гг.), где полный ток в прямом разряде генератора импульсных напряжений (ГИН) на вакуумный диод (ВД) не превышал 30 кА при ускоряющем напряжении 1 МВ, использовались две геометрии электронного промежутка: система с «обращенным катодом» [7] и совмещение обращенного катода с аксиальным магнитным полем [4]. Источником ионов служила анодная плазма, получаемая из тонкого слоя D_2O , замороженного на аноде, либо плазма из искровых ионных источников (ИИ) с элементами, насыщенными дейтерием или три-

тием [9, 10]. Включение ИИ проводилось управляющим импульсом, который опережал на $(0,5 \div 1,5) \cdot 10^{-6}$ с высоковольтный импульс на ВД. Мишенью для ионных токов служила поверхность катодного электрода с замороженным слоем D_2O . Выход нейтронов на этом ускорителе достигал 10^8-10^9 нейтр./имп. (обращенный катод) и увеличивался до $2 \cdot 10^{10}$ нейтр./имп. в системе со скрещенными электрическим и магнитным полями *.

Возвращение к экспериментам с генерацией быстрых нейтронов в известной степени было связано со случайностью. При проведении опытов на ускорителе ОРИОН-1, работающем в «двухтактном» режиме [11], было решено для определения энергии рентгеновских квантов использовать пороговые ($\gamma - n$)-реакции на бериллии ($E_n = 1,67$ МэВ) и дейтерии ($E_n = 2,23$ МэВ). В первых включениях ускорителя при очень низком выходе тормозного излучения (ТИ) регистрировалось аномально высокое число нейтронов. Их появление трудно объяснить вкладом только ($\gamma - n$)-реакции, так как в последующих разрядах выход ТИ возрастал на порядок, а генерация нейтронов уменьшалась до 100 раз. Исследования показали, что выход $N_n \leq 10^9$ нейтр./имп. сохранялся, когда бериллий и дейтерий устранялись из-под пучка ТИ. При этом электроды диода ускорителя имели естественное состояние, а энергозапас двойной формирующей линии (ДФЛ) составлял 60 кДж.

Особенности «двухтактного» режима работы ускорителя ОРИОН-1, при котором обнаружена аномалия фотонейтронного выхода, заключаются в следующем. В такте зарядки продолжительностью $t_{зар} = (1,5 \div 1,7) \cdot 10^{-6}$ с происходит перекачка энергии из ГИН в ДФЛ. Внутренняя линия, энергозапас которой составляет 22% общего в ДФЛ, заряжается не через индуктивность, как

* Активным участником этого этапа работы являлся О. П. Печерский [4].