

01;02

Расчет энергопередачи осколками деления от плоского уранового слоя к тонкой проволочке

© А.А. Пикулев

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 21 июня 2005 г.)

Проведено расчетное исследование энергопередачи от плоского уранового слоя к тонкой проволочке, где перенос энергии осуществляется осколками деления, вылетающими из плоского слоя делящегося материала. Получены формулы и рассчитана интенсивность энергопередачи в зависимости от толщины уранового слоя и защитной алюминиевой пленки, а также расстояния от поверхности пластины до проволочки. Найдено выражение для коэффициента поглощения проволочки и исследовано влияние толщины проволочки на процесс энергопередачи. Влияние краевого эффекта для пластин с урановым топливом конечного размера проиллюстрировано результатами расчетов для вакуума и аргона при давлении 0.25 atm.

PACS: 28.90.+i

Введение

Одним из важных вопросов при исследовании лазеров с ядерной накачкой [1] является вопрос о величине энерговыклада в активную среду, который тесно связан с эффективностью энерговыделяющих элементов (ЭВЭЛ). Коэффициент эффективности ЭВЭЛ определяется как отношение энергии осколков деления, покинувших поверхность энерговыделяющего элемента, к величине полной энергии, выделившейся в ЭВЭЛ [2].

К настоящему моменту используются следующие экспериментальные методы для определения величины энерговыклада в газовую среду и эффективности ЭВЭЛ: метод струнных калориметров [2]; метод измерения скачка давления [3] (используется для герметичных кювет); интерферометрические методы [4]; метод, основанный на измерении собственного альфа- и гамма-излучения, [5].

Из перечисленных методов единственным, позволяющим измерить дифференциальный энерговыклад, является метод струнных калориметров. Используемые в экспериментах калориметры обычно представляют собой тонкие никелевые или вольфрамовые проволочки диаметром 10–50 μm [2]. Для случая вакуума метод струнных калориметров дает интегральное значение потока энергии осколков деления на поверхность калориметра, что позволяет, например, определить распределение коэффициента эффективности по поверхности ЭВЭЛ.

Данная работа посвящена расчетному исследованию энергопередачи от плоского уранового слоя к тонкой проволочке, где перенос энергии осуществляется осколками деления, вылетающими из ЭВЭЛ плоской геометрии. В работе получены формулы и проведены расчеты интенсивности энергопередачи в зависимости от толщины уранового слоя и защитной алюминиевой пленки, а также расстояния от поверхности ЭВЭЛ до

калориметра. Найдено выражение для коэффициента поглощения тонкой проволочки и исследовано влияние толщины проволочки на процесс энергопередачи. Влияние краевого эффекта для пластин с урановым топливом конечного размера проиллюстрировано результатами расчетов для вакуума и аргона при давлении 0.25 atm.

Основные соотношения

Рассмотрим плоский слой делящегося материала, помещенный в поток тепловых нейтронов. В результате реакций деления происходит образование высокоэнергетичных осколков деления (для урана-235 суммарная кинетическая энергия ~ 170 MeV), которые изотропно движутся во всех направлениях [6]. Осколки деления, вылетающие из слоя и попадающие на проволочку, передают ей часть своей кинетической энергии, что приводит к увеличению энтальпии проволочки, которое может быть зафиксировано экспериментально [2].

Рассмотрим малый элемент проволочки длиной Δl и радиусом R и плоский урановый слой, на который нанесен тонкий защитный слой алюминиевой пленки. Геометрия задачи представлена на рис. 1. Геометрические размеры элемента проволочки, а также толщину слоя делящегося материала и алюминиевой пленки будем считать малыми по сравнению с расстоянием от проволочки до слоя делящегося материала: $R, \delta_0, \delta_1 \ll r$, где δ_0 — толщина слоя делящегося материала; δ_1 — толщина алюминиевой пленки; r — расстояние от точки O на поверхности слоя до точки на оси проволочки M . В этом случае можно считать, что r является расстоянием до любой точки сечения проволочки и не зависит от положения источника осколков деления внутри слоя делящегося материала.

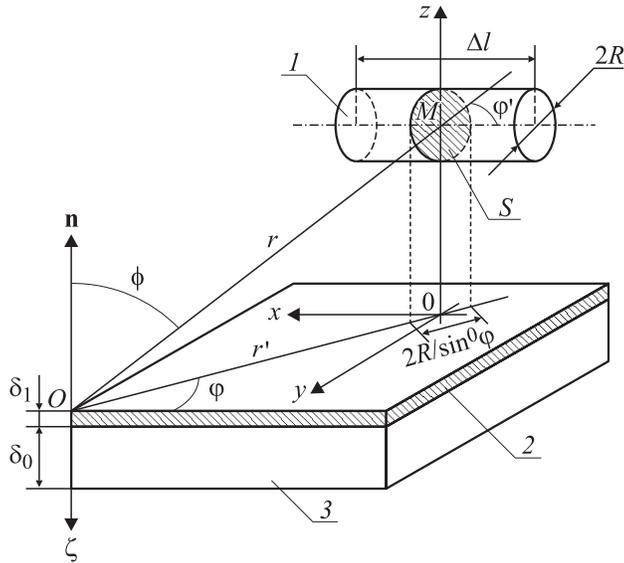


Рис. 1. Взаимное расположение проволочки и слоя делящегося материала: проволочка (1); защитная алюминиевая пленка (2); слой делящегося материала (3).

Далее будем предполагать выполненными следующие стандартные предположения, использующиеся при расчете энерговыклада осколков деления [7,8], а именно разлет осколков является изотропным; траектория движения одиночного осколка является прямой линией; взаимное влияние осколков деления друг на друга пренебрежимо мало; все процессы стационарны во времени.

Поглощаемая элементом проволочки мощность ΔP осколков деления данной группы, источником которых является объем слоя делящегося материала V , равна

$$\frac{\Delta P}{\Delta l} = 2R \int_V \frac{\eta n E(l) |\sin \varphi'|}{4\pi r^2} dV, \quad |\sin \varphi'| = \sqrt{1 - (\cos \varphi)^2 (\sin \varphi)^2}, \quad (1)$$

где η — коэффициент поглощения проволочки; n — количество осколков деления данной группы, образующихся в единицу времени в единицу объема делящегося материала; $E(l)$ — энергия осколка деления данной группы в зависимости от относительного пробега l .

Будем использовать следующие безразмерные переменные:

$$\bar{n} = \frac{n}{\langle n \rangle}, \quad \bar{E} = \frac{E}{E_0}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \langle n \rangle = \frac{1}{V} \int_V n dV, \quad \bar{r} = \frac{r}{L_2}, \quad \bar{\xi} = \frac{\xi}{L_0}, \quad \bar{\delta}_0 = \frac{\delta_0}{L_0}, \quad \bar{\delta}_1 = \frac{\delta_1}{L_1}, \quad (2)$$

где $\langle n \rangle$ — среднее по объему слоя делящегося материала количество осколков деления данной группы, образующихся в единицу объема в единицу времени; ξ — координата, отсчитываемая в глубину слоя делящегося

материала; L_0, L_1 и L_2 — пробег осколка деления данной группы в уране, алюминии и газе с плотностью ρ_0 соответственно; E_0 — начальная энергия осколка деления данной группы. Формула (1) принимает следующий вид:

$$j \equiv \frac{1}{2\pi R} \frac{dP}{dl} = j_{\max} \Phi, \quad j_{\max} = \frac{L_0 E_0 \langle n \rangle}{\pi}, \quad \Phi = \int_S \int_0^{\bar{\delta}_0} \frac{\eta \bar{n} \bar{E}(\bar{l}) |\sin \varphi'|}{4\pi \bar{r}^2} d\bar{S} d\bar{\xi}, \quad (3)$$

где j — мощность, поглощаемая единицей площади поверхности проволочки; Φ — фактор энергопередачи. Ниже во всех выражениях знаки обезразмеривания будем опускать.

Отметим, что функцию n можно представить в виде $n(x, y, \xi) = g(x, y, \xi) f(x, y)$, где $g(x, y, \xi)$ — относительное распределение количества делящегося материала по объему слоя; $f(x, y)$ — относительное распределение плотности потока тепловых нейтронов по поверхности пластины (поглощение нейтронов в слое делящегося материала полагается малым). Функция $f(x, y)$ может быть определена экспериментально, например, с помощью методики активационных датчиков [6]. Для экспериментального определения вида функции $g(x, y, \xi)$ могут быть использованы методы альфа- и гамма-спектрометрии [5,8].

Для плоской пластины конечного размера $X \times Y$ формула (3) имеет вид

$$\Phi = \int_0^X \int_0^Y \int_0^{\delta_0} \frac{\eta n \sqrt{(y - y_0)^2 + z_0^2}}{4\pi r^3} E_2(l_2) dx dy d\xi. \quad (4)$$

В случае пластины бесконечного размера, при независимости плотности газа и количества делений от координат x и y , а также постоянстве коэффициента поглощения проволочки выражение для фактора энергопередачи упрощается

$$\Phi = \eta \int_{z_0}^{\infty} \int_0^{\delta_0} \frac{n(\xi) I(z_0, r)}{\pi r} E_2(l_2) dr d\xi, \quad I(z_0, r) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{(\sin \varphi)^2 + \frac{z_0^2}{r^2} (\cos \varphi)^2} d\varphi. \quad (5)$$

Выражения для энергии осколка деления и пробега, экстраполированного на газ, имеют следующий вид:

$$E_2(l_2) \equiv E_2(E_2^{-1} E_1 \{E_1^{-1} E_0(\Delta l_0) + \Delta l_1\} + \Delta l_2), \quad l_2 = E_2^{-1} E_1 \{E_1^{-1} E_0(\Delta l_0) + \Delta l_1\} + \Delta l_2, \quad (6)$$

где E_i, E_i^{-1} — закон торможения в i -й среде и обратная функция; Δl_i — относительный пробег осколка в i -й среде.

Для учета вклада осколков деления различных групп проведем в формуле (3) суммирование по спектру осколков. Предположим, что каждый осколок атомной массы A имеет относительную кинетическую энергию $e(A)$ и относительный пробег в данной среде $\lambda_k(A)$ (по отношению к параметрам среднего осколка). Функцию распределения независимого выхода $F(A)$ нормируем на 200% [6].

Окончательное выражение для плотности потока энергии имеет вид

$$j = \langle j_{\max} \rangle \langle \Phi \rangle, \quad \langle j_{\max} \rangle = \frac{2 \langle L_0 \rangle \langle E_0 \rangle N}{\pi},$$

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \sum_A \lambda_0(A) e(A) F(A) \Phi(A), \quad (7)$$

где N — полное количество делений; $\langle E_0 \rangle$, $\langle L_0 \rangle$ — начальная энергия и пробег в уране среднего осколка деления. Относительные пробеги осколков массы A в уране, алюминии и газе вычисляются по формулам

$$\Delta l_0(A) = \frac{\xi}{\lambda(A) \cos \phi}, \quad \Delta l_1(A) = \frac{\delta_i}{\lambda(A) \cos \phi},$$

$$\Delta l_2(A) = \frac{\langle \rho \rangle r}{\lambda(A)}, \quad \langle \rho \rangle = \frac{1}{r} \int_0^r \rho(r') dr', \quad (8)$$

где $\langle \rho \rangle$ — среднее на расстоянии r значение плотности газа. В двухгрупповом приближении [6] выражение для фактора энергопередачи (7) принимает вид

$$\langle \Phi \rangle = \frac{e_L \lambda_L \Phi_L + e_H \lambda_H \Phi_H}{2}, \quad (9)$$

где индекс L обозначает средний легкий, а H — средний тяжелый осколки деления.

В формулах (3), (4) остался неопределенным один параметр — коэффициент поглощения проволоочки η , который можно найти по следующей формуле:

$$\eta = \frac{J_1 - J_2}{J_1}, \quad (10)$$

где J_1, J_2 — потоки энергии осколков деления до и после пересечения проволоочки соответственно. Можно показать, что, если траектории осколков деления прямолинейны и никаких „рикошетов“ от поверхности проволоочки не возникает, коэффициент поглощения определяется формулой

$$\eta = 1 - \frac{1}{\beta E_3(l'_3)R} \int_0^{\beta R} E_3(l'_3 + 2\{\beta^2 R^2 - \xi'^2\}^{1/2}) d\xi',$$

$$\beta = \frac{1}{|\sin \phi'|}, \quad (11)$$

где E_3 — закон торможения осколка деления в материале проволоочки; $l'_3 = E_3^{-1} E_2(l_2)$ — экстраполированный

на материал проволоочки пробег осколка деления до пересечения поверхности проволоочки; l_3 — пробег осколка деления после пересечения проволоочки.

При проведении прикладных расчетных и аналитических исследований процесса переноса энергии осколками деления часто используется степенная аппроксимация закона торможения вида $E_m(x) = (1-x)^m$, где x — относительный пробег [6–11]. Для различных сред показатель m может принимать значение от 1.1 до 2.5. В случае степенного закона торможения формула для коэффициента поглощения (11) принимает вид

$$\eta_m = 1 - \int_0^1 (1 - \alpha \{1 - p^2\}^{1/2})^m h(1 - \alpha \{1 - p^2\}^{1/2}) dp,$$

$$\alpha = \frac{2\beta R}{1 - l'_3}, \quad (12)$$

где h — единичная функция Хевисайда, обрезаящая энергию осколка деления при $l > 1$.

Приведем результат интегрирования уравнения (12) для линейного и квадратичного законов торможения $m = 1, 2$:

$$\eta_1 = \frac{\alpha\pi}{4} + \left\{ \frac{(\alpha^2 - 1)^{1/2}}{2\alpha} - \frac{\alpha}{2} \arcsin \frac{(\alpha^2 - 1)^{1/2}}{\alpha} \right\} h(\alpha - 1),$$

$$\eta_2 = \frac{\alpha\pi}{2} - \frac{2\alpha^2}{3} + \left\{ \alpha(\alpha^2 - 1)^{1/2} - \frac{(\alpha^2 - 1)^{3/2}}{3\alpha} - \alpha \arcsin \frac{(\alpha^2 - 1)^{1/2}}{\alpha} \right\} h(\alpha - 1). \quad (13)$$

Графики зависимости η_m от параметра α приведены на рис. 2. Значения $m = 1.2$ и 1.32 соответствуют показателям степенного закона торможения для среднего легкого и среднего тяжелого осколков деления

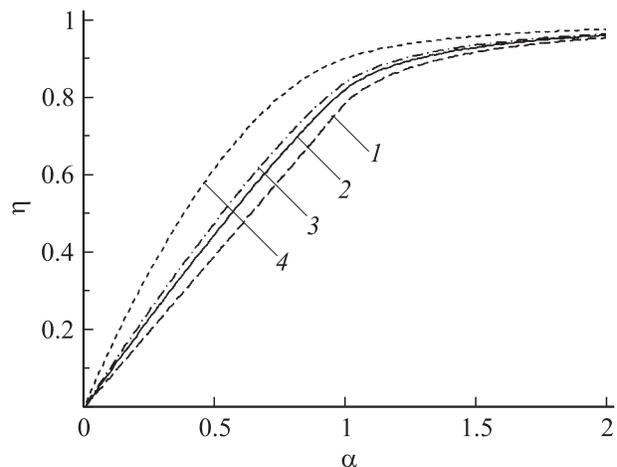


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения тонкой проволоочки η от параметра α и показателя степени закона торможения осколка деления $m = 1$ (кривая 1); 1.2 (2); 1.32 (3); 2 (4).

Таблица 1. Показатель степени и средняя относительная погрешность аппроксимации для степенного закона торможения осколков деления ^{235}U [6,9,10]

Группа осколков		Ar	Воздух	Al	Ni	^{235}U	
						$0.4 < E < 1$	$0 < E < 0.4$
Легкая	m	1.45	1.55	1.5	1.2	2.5	1
	$\varepsilon, \%$	3.5	3.1	4.6	3.7		
Тяжелая	m	1.85	1.8	1.8	1.32	1.8	1
	$\varepsilon, \%$	4.7	4.2	3.9	2.6		

Таблица 2. Относительные параметры осколков деления ^{235}U [6,9]

Группа осколков	Энергия e , а.е.	Относительный пробег осколка λ , а.е.				
		Ar	Воздух	Al	Ni	^{235}U
Легкая	1.19	1.06	1.13	1.09	1.1	1.11
Тяжелая	0.81	0.94	0.87	0.9	0.9	0.87

в никеле [6,9]. Из рисунка следует, что коэффициент поглощения „толстой“ проволочки $2R \geq 1$ для $m = 1, 1.2, 1.32, 2$ превосходит 79, 82, 84 и 90% соответственно.

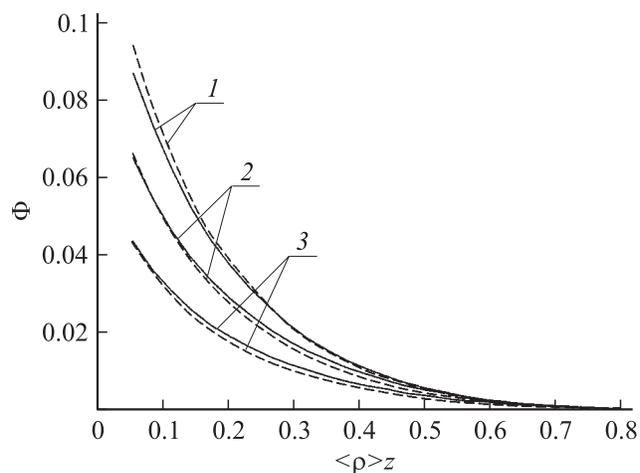
Результаты расчетов

Расчеты величины энергопередачи от плоской пластины к проволочке проводились в двухгрупповом приближении. Предполагалось, что количество делений равномерно распределено по объему слоя металлического урана-235 ($n = 1$), а плотность газа (аргон или воздух) зависит только от расстояния до поверхности пластины: $\rho = \rho(z)$. В качестве закона торможения использовался степенной закон; использованные в расчетах показатели степени и средняя относительная погрешность аппроксимации для каждой из сред представлены в табл. 1. Аппроксимация проводилась для результатов экспериментов, приведенных в монографиях [6,9]; для урана-235 использовалась двухпараметрическая аппроксимация, предложенная в работе [10]. Из табл. 1 видно, что средняя относительная погрешность аппроксимации во всех случаях не превосходит 5%. В табл. 2 приведены использованные в расчетах относительные параметры осколков деления: начальная кинетическая энергия и пробеги в различных средах [6,9].

При расчетах интервалы интегрирования $0 < \varphi < \pi/2$, $z_0 < r < \infty$ (для пластины конечного размера $-X < x < X$, $-Y < y < Y$) и $0 < \xi < \delta_0$ разбивались на 100 равных частей. Для вычисления интегралов (4), (5) использовалась формула Симпсона. Результаты расчетов на сетке с вдвое большим числом узлов по всем координатам показали, что для вышеприведенных параметров относительная погрешность расчета фактора энергопередачи не превышает 0.1%. Оценки показывают, что основную погрешность в результаты расчетной модели вносит не аппроксимация законов торможения

осколков деления, а разброс экспериментальных значений пробегов осколков деления, который составляет от 5 до 10% для различных сред [6,9]. При учете погрешности аппроксимации законов торможения, неопределенности значений пробегов осколков деления и точности расчетной схемы погрешность данных расчетов может быть оценена в пределах 3–5%, в зависимости от газа, толщины уранового слоя и алюминиевой пленки.

На рис. 3 приведены значения фактора энергопередачи для аргона (значения фактора энергопередачи для воздуха отличаются менее чем на 2% и здесь не указываются в зависимости от толщины уранового слоя для $\delta_0 \geq 1$ („толстый“ слой), $\delta_0 = 0.2$ и 0.1 . Из рисунка видно, что заметное уменьшение фактора энергопередачи наблюдается, только если толщина уранового слоя $\delta_0 < 0.5$. При $\delta_1 = 0.1$ фактор энергопередачи приблизительно в два раза меньше, чем для „толстого“ слоя.

**Рис. 3.** Зависимость фактора энергопередачи для аргона (воздуха) от толщины слоя делящегося материала при $\delta_1 = 0$, $\eta = 1$; $\delta_0 \geq 1$ (кривая 1); $\delta_0 = 0.2$ (2); 0.1 (3).

Для сравнения на рис. 3 приведены результаты расчетов при использовании универсального квадратичного закона торможения (отмечено пунктиром), который считается наиболее адекватным при расчете энергоклада осколков деления [11]. Из рисунка видно, что относительная погрешность расчетов для квадратичного закона торможения (по отношению к использованной в данной расчетной модели) не превосходит 10%.

Влияние на фактор энергопередачи толщины защитной алюминиевой пленки показано на рис. 4. Наличие алюминиевой пленки приводит к существенному уменьшению величины фактора энергопередачи: так, при толщине пленки, равной 1/10 пробега среднего осколка деления фактор энергопередачи приблизительно в 1.8 раза ниже, чем в случае ее отсутствия. Наличие газа также приводит к уменьшению фактора энергопередачи, причем влияние слоя газа между провололочкой и пластиной (толщина измеряется в пробегах осколка деления) приблизительно эквивалентно влиянию алюминиевой пленки той же толщины, т.е. при расстоянии от проволоочки до поверхности пластины, равном 1/10 пробега среднего осколка деления, фактор энергопередачи уменьшается примерно вдвое. Относительная погрешность расчетов при использовании квадратичного закона торможения (отмечено пунктиром на рис. 4) также не превосходит 10%.

Рисунок 5 иллюстрирует зависимость фактора энергопередачи от радиуса никелевой проволоочки для $R \gg 1$ („толстая“ проволоочка, $\eta = 1$), $R = 0.4, 0.3, 0.2, 0.1$. Поскольку пробег среднего осколка деления в никеле составляет около $6 \mu\text{m}$ [6], при большем диаметре проволоочки проволоочку можно считать „толстой“, а коэффициент поглощения равным 100%. Для $R = 0.2$ фактор энергопередачи приблизительно в два, а для $R = 0.1$ — в 3 раза меньше, чем в случае толстой проволоочки.

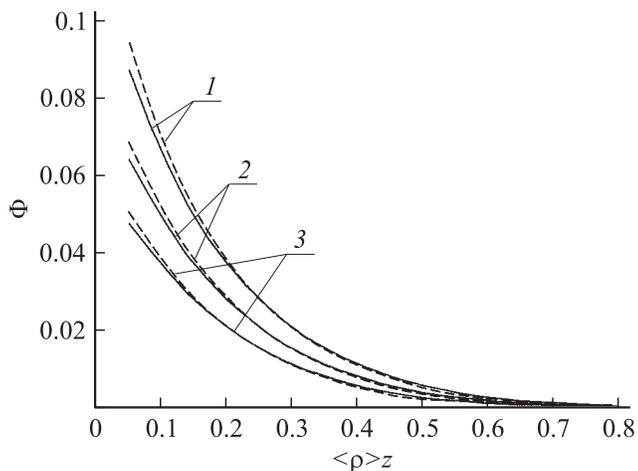


Рис. 4. Зависимость фактора энергопередачи для аргона (воздуха) от толщины слоя алюминиевой пленки при $\delta_0 \geq 1$, $\eta = 1$; $\delta_1 = 0$ (кривая 1); 0.05 (2); 0.1 (3).

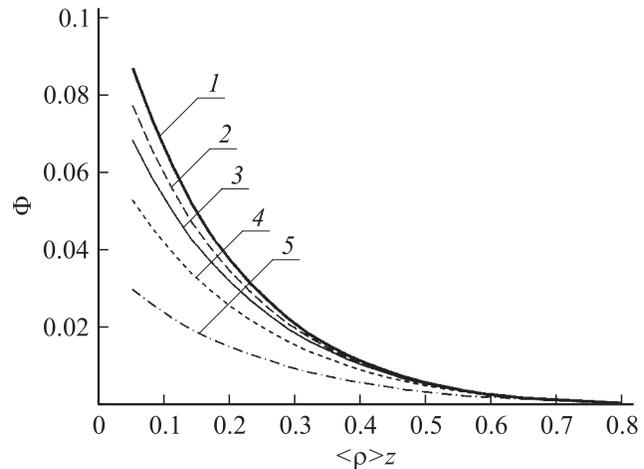


Рис. 5. Зависимость фактора энергопередачи для аргона (воздуха) от радиуса никелевой проволоочки при $\delta_0 \geq 1$, $\delta_1 = 0$; $R \gg 1$ (кривая 1); $R = 0.4$ (2); 0.3 (3); 0.2 (4); 0.1 (5).

Максимальное значение фактора энергопередачи достигается в вакууме для „толстого“ случая делящегося материала ($\delta_0 \leq 1$), в отсутствие алюминиевой пленки ($\delta_0 = 0$) и при коэффициенте поглощения проволоочки, равном 100% ($\eta = 1$). Для степенного закона торможения с показателем m формула (5) для фактора энергопередачи принимает вид

$$\Phi_0(A) = \frac{\lambda(A)}{\pi(m+1)} \int_0^1 \int_0^{\pi/2} \frac{\sqrt{(q \sin \varphi)^2 + (\cos \varphi)^2}}{q^3} d\varphi dq. \quad (14)$$

В случае квадратичного закона торможения для среднего осколка получаем значение 0.14. Например, в случае проведения экспериментов в полусферическом канале реактора ВИР-2М [12] количество актов деления в единице объема урана за импульс составляет величину порядка 10^{15}cm^{-3} . Максимальная энергия, которая может быть поглощена единицей площади поверхности проволоочки за импульс реактора равна 0.68J/cm^2 . Для никелевой проволоочки диаметром $25 \mu\text{m}$ соответствующее изменение температуры составляет 273 К.

На рис. 6, 7 приведены значения энергии, поглощенной единицей поверхности проволоочки в вакууме и в аргоне для плоской пластины конечного размера ($200 \times 60 \text{mm}$) в зависимости от расстояния от пластины до проволоочки и от расстояния до оси пластины Ox . Слой урана-235 располагается в области $-30 < x < 30 \text{mm}$ и $100 < y < 100 \text{mm}$. Положение проволоочки по оси Oy фиксировано: $y = 0$ и изменяется в пределах $0 < x < 30 \text{mm}$. Ось проволоочки параллельна оси Ox . Толщина слоя урана-235 составляет $2.5 \mu\text{m}$ ($\delta_0 = 0.417$), алюминиевой пленки — $0.5 \mu\text{m}$ ($\delta_1 = 0.038$). Эти параметры типичны для ЭВЭЛ, которые используются в лазерах с ядерной накачкой. В расчетах принято, что количество актов деления распределено равномерно по поверхности пластины и

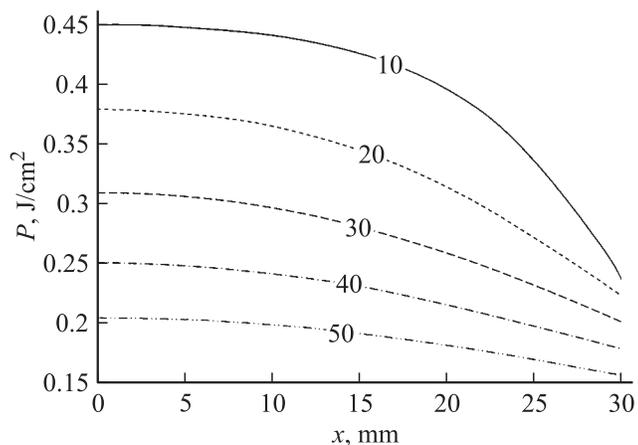


Рис. 6. Энергия, поглощенная единицей поверхности проволочки в вакууме для плоской пластины конечного размера в зависимости от расстояния до пластины. У кривых расставлены расстояния в мм (количество делений в единице объема ^{235}U за импульс реактора 10^{15} cm^{-3}).

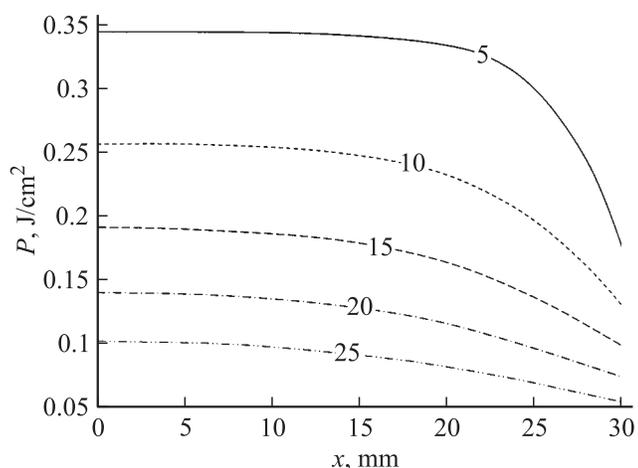


Рис. 7. Энергия, поглощенная единицей поверхности проволочки в аргоне (воздухе) при давлении 0.25 атм для плоской пластины конечного размера в зависимости от расстояния до пластины. У кривых расставлены расстояния в мм (количество делений в единице объема ^{235}U за импульс реактора 10^{15} cm^{-3}).

в единице объема урана за импульс реактора равно 10^{15} cm^{-3} . Пробег среднего осколка деления составляет: в воздухе и аргоне — 22 и 24 мм, уране-235 и алюминии — 6 и 13 μm [6,9,10]. Диаметр никелевой проволочки равен 25 μm .

Из рис. 6, 7 видно, что на границе слоя ($x = 30 \text{ mm}$) энергия, поглощенная проволочкой, падает приблизительно в два раза по сравнению с центром ($x = 0$), что было ранее отмечено в экспериментах [2]. Красевой эффект наблюдается на расстоянии не более половины длины пробега осколка деления от края пластины; для вакуума влияние границ уранового слоя простирается гораздо дальше, чем при наличии газа и ограничено только наличием защитной алюминиевой пленки.

Список литературы

- [1] Schneider R.T., Hohl F. // Adv. In Nucl. Sci. and Techn. 1984. Vol. 16. P. 123–287.
- [2] Влох Г.В., Конак А.И., Матвеев В.Ю., Сизов А.Н., Синянский А.А., Филиппов Г.Э. // Тр. конф. „Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой“. Обнинск, 1993. Т. 2. С. 55–62.
- [3] Боровков В.В., Влох Г.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Сизов А.Н., Синянский А.А., Филиппов Г.Э. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 33. С. 219–224.
- [4] Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Нор-Аревян В.А., Синянский А.А., Федоров Г.И. // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1990. Т. 54. № 10. С. 2009–2015.
- [5] Влох Г.В., Лисенков А.В., Фролова С.В. // Молодежь в науке. Сб. докл. Второй НТК. Саратов, 2003. С. 314–319.
- [6] Казаян В.Т., Литвиенко Б.А., Рогинец Л.П., Савушкин И.А. Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. Минск: Наука и техника, 1972. 248 с.
- [7] Матвеев В.Ю. // Тр. конф. „Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой“. Обнинск, 1993. Т. 2. С. 79–88.
- [8] Влох Г.В., Лисенков А.В., Фролова С.В. // Молодежь в науке. Сб. докл. Второй НТК. Саратов, 2003. С. 320–325.
- [9] Гангский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоиздат, 1981. 224 с.
- [10] Miley G.H. // Nuclear Science and Engineering. 1966. Vol. 24. P. 322–331.
- [11] Kahn S., Harman R., Forgue V. // Nuclear Science and Engineering. 1965. Vol. 23. P. 8–20.
- [12] Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С. и др. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1990. № 3. С. 3–15.