Таблица 2

№ кристалла	$\alpha = \frac{1}{2} \sum_i \Theta_i \cdot 10^3$ рад	k_i	$\Theta_i \cdot 10^3$ рад	$\Theta_i^2 \cdot 10^5$
1	$5 \cdot 10^{-1}$	0.677	4.513	3.64
2	2.256	0.547	5.441	5.25
3	4.977	0.421	7.126	6.454
4	8.539	0.315	8.03	6.466
5	12.554	0.251	8.008	6.038
6	16.444	0.199	7.781	5.309
7	19.977	0.159	7.066	4.679
8	23.403	0.130	6.852	4.379
9	26.737	0.105	6.669	3.898
10	30.021	0.088	6.566	4.659

угол отклонения больше, чем для случая $\alpha_i = 0.5 \cdot \bar{\Theta}_1$ ($I=1, \ldots, N$). Однако, как видно из сравнения коэффициентов отражения, приведенных в табл. 1, 2, во втором случае потери в интенсивности отклоняемого пучка больше. Кроме этого, в обоих случаях наблюдаются осцилляции $\bar{\Theta}^2$, происхождение которых связано с геометрией системы [5], и, так же как и для протонов, данная система фокусирует пучок.

Таким образом, можно отклонять не только ионные пучки [4, 5], но и электронные. Причем для различных целей можно применять одну из рассмотренных ориентаций. Для получения возможно большего угла отклонения наименьшим числом кристаллов целесообразно иметь ориентацию кристаллов $\alpha_i \neq \alpha_{i\mp 1}$. Если же необходимо отклонение пучка с наименьшими потерями в интенсивности, то требуется, чтобы $\alpha_i = \alpha_{i+1}$.

Список литературы

[1] *Tsyganov E. N.* // Fermilab. TM-682. TM-684. P. 1—8.
[2] *Кумахов М. А.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 5. Вып. 24. С. 1530—1531.
[3] *Водопьянов А. С., Головатчук В. М., Елешев А. Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 7. С. 474—478.
[4] *Аккерман А. Ф., Чубисов М. А.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2151—2152.
[5] *Vyatkin E. G., Taratin A. M., Vorobiev S. A.* // Rad. Eff. 1984. Vol. 82. P. 97—101.
[6] *Vyatkin E. G., Dolgich V. A., Vorobiev S. A.* // Rad. Eff. 1986. Vol. 100. P. 38—50.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при Томском политехническом институте
им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
11 ноября 1988 г.

01; 12 *Журнал технической физики, т. 59, в. 1, 1989*

РАДИАЛЬНАЯ НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ ПРИ ЯДЕРНОМ ЛЕГИРОВАНИИ

А. Н. Ерыкалов

Обычно кремниевый слиток стараются облучать в равномерном нейтронном потоке. Однако даже при одинаковой удельной экспозиции поверхности слитка по глубине облучение не будет равномерным. Рассматривая эту проблему в диффузионном приближении, авторы работы [1] пришли к заключению о незначительной величине получающейся неравномерности облучения по радиусу цилиндрического слитка монокристалла кремния. Действительно, в этом приближении радиальное распределение плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_D(r)$ описывается нулевой функцией Бесселя. Его отношение к среднему потоку по сечению слитка $\bar{\Phi}_D$ будет

$$\frac{\Phi_D(r)}{\bar{\Phi}_D} \simeq 1 - \frac{R^2}{8L^2}\left[1 - 2\left(\frac{r}{R}\right)^2\right] = 1 - \frac{3}{8}\Sigma_{tr}\Sigma_{a}(R^2 - 2r^2), \tag{1}$$

где R — радиус слитка, L — длина диффузии, Σ_{tr} и Σ_a — макроскопические транспортное сечение и сечение поглощения соответственно.

Здесь использовано условие $r/L \ll 1$, которое хорошо выполняется. Максимальная относительная неравномерность

$$P_D = \frac{\Phi_D(R) - \Phi_D(0)}{\Phi_D(R)} \simeq \frac{3}{4}\Sigma_{tr}\Sigma_a R^2 \tag{2}$$

и даже для $R=10$ см составляет всего $\sim 10^{-2}$.

Диаметр монокристалла кремния много меньше длины свободного пробега нейтронов в нем, равной примерно 50 см [1]. В такой ситуации диффузионное приближение оказывается несправедливым, за исключением случая, когда сечение рассеяния окружающей диффузионной среды совпадает с сечением рассеяния монокристалла. Такое предположение имело место в одной из ранних работ [2], но в реальных реакторах сечения рассеяния окружающей кремний среды существенно больше. Поэтому более уместно кремниевый слиток рассматривать как очень слабо рассеивающую, близкую к вакууму полость, которую пересекают нейтроны. В таком транспортном приближении прямого пролета за счет поглощения нейтронов в слитке и анизотропии потока нейтронов на его поверхности также будет возникать неравномерность захвата нейтронов по сечению монокристалла. Предполагая ее малой, можно в интегральном уравнении Пайерлса

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}'\Sigma_s\Phi(\mathbf{r}')\frac{e^{-\Sigma|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} \tag{3}$$

считать поток нейтронов под интегралом постоянным по поверхности и объему слитка и равным Φ_s. Тогда

$$\Phi_T(r) = \frac{\Sigma_s}{\Sigma}\Phi_s + \frac{\Sigma_a\Phi_s}{\pi\Sigma}\int\limits_0^{\pi/2}\sin\vartheta d\vartheta\int\limits_0^{\pi} d\varphi e^{-(\Sigma l/\sin\vartheta)}, \tag{4}$$

где $l = -r\cos\varphi + \sqrt{R^2 - r^2\sin^2\varphi}$, Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов, $\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_a$.

Удерживая только члены до первого порядка малости по ΣR, для отношения плотности потока к среднему по сечению слитка получается следующее выражение:

$$\frac{\Phi_T(r)}{\bar{\Phi}_T} \simeq 1 - \Sigma_a R\left[E\left(\frac{r}{R}\right) - \frac{4}{3}\right], \tag{5}$$

где E — полный эмпирический интеграл второго рода.

Максимальная относительная неравномерность по сечению слитка

$$P_T = \frac{\Phi_T(R) - \Phi_T(0)}{\Phi_T(R)} \simeq \left(\frac{\pi}{2} - 1\right)\Sigma_a R. \tag{6}$$

Из (6) и (5) следует, что неравномерность, вычисленная в прямопролетном приближении, линейна по параметру малости ΣR и существенно выше, чем в диффузионном приближении, где она квадратична. Сама форма распределения по сечению слитка различается несильно. В прямопролетном приближении распределение более полого в центральной части слитка, следовательно, более резко возрастает вблизи периферии.

Оказывается, что радиальная неравномерность зависит от предположения об анизотропии плотности нейтронного потока на поверхности слитка. Она зависит от распределения источников и стоков нейтронов вблизи слитка. Например, при конечной высоте активной зоны H появляется торцевая утечка и аксиальная косинусоидальная зависимость нейтронного потока $\bar{\Phi}(z) \sim \cos(\pi z/H)$. Перемещением слитков по высоте можно выравнять экспозицию по поверхности, однако, косинусоидальная форма нейтронного потока приводит к дополнительной радиальной неравномерности и появлению в формуле (5) слагаемого $(\pi/4H)^2(2r^2 - R^2)$, а в (6) $1/2\ (\pi R/2H)^2$.[1] Добавочные члены пропорциональны квадрату радиуса

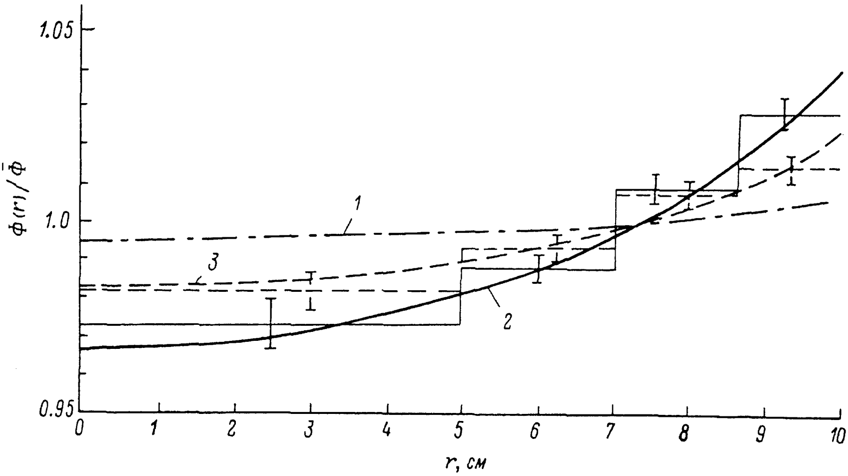
[1] Если использовать формализм условного разделения переменных, то в диффузионном приближении следует Σ_a заменить на $\Sigma_a + 1/3\Sigma_{tr}(\pi/H)^2$. Тогда из (1) и (2) следует вдвое большие добавочные члены, т. е. такие же, как в прямопролетном приближении в плоскости $z=0$.

Максимальная радиальная неравномерность захвата тепловых нейтронов

R, см	$\Sigma \cdot R$	P_D	P_T	P_{TH}
1	0.021	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-3}$
2	0.042	$4.4 \cdot 10^{-4}$	$8.0 \cdot 10^{-3}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$
4	0.084	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$
5	0.105	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$2.9 \cdot 10^{-2}$
10	0.210	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$4.0 \cdot 10^{-2}$	$7.4 \cdot 10^{-2}$
15	0.315	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-2}$	0.14

слитка, поэтому для малых диаметров их вклад несуществен. Однако уже при $R=10$ см и $H=50$ см они удваивают неравномерность. Облучение в реакторах с большой высотой по этой причине предпочтительнее. В районе медиальной плоскости реактора ($z=0$) добавочные члены оказываются вдвое больше.

В таблице приведены значения максимальной неравномерности в диффузионном приближении P_D, в транспортном прямопролетном P_T и прямопролетном с учетом торцевой расстечки P_{TH} для эффективной высоты реактора 60 см и выравненной экспозиции по поверхности слитка.



Относительные распределения потока тепловых нейтронов по сечению кремниевого слитка ∅ 200 в диффузионном приближении (*1*), прямопролетном приближении для реактора с высотой $H=60$ см (*2*), прямопролетном приближении при постоянном по высоте реактора потоке нейтронов (*3*).

Гистограммы соответствуют расчету методом Монте—Карло для случаев *2* и *3*.

Распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу кремниевого слитка приведено на рисунке, из которого видно существенное различие между расчетами в диффузионном и прямопролетном приближениях. На рисунке приведены гистограммы распределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу слитка, полученные модельным расчетом методом Монте—Карло для кремниевого слитка $R=10$ см, размещенного в центре прямоугольного бериллиевого блока, который окружен активной зоной. Очевидно согласие прямопролетного приближения с расчетом методом Монте—Карло. Это указывает на то, что отброшенные члены при получении формул прямопролетного приближения малы и несильно влияют на результат.

Автор благодарен Т. И. Смирновой за проведение модельного расчета.

Список литературы

[1] *Ефимович О. Н., Соловьев С. П., Старизный Е. С.* и др. // Атомная энергия. 1980. Т. 49. № 3. С. 189—191.

[2] *Janus H. M., Malmros O.* // IEEE. Trans. Electr. Dev. 1976. Vol. ED-23. N 8. P. 797—802.

Ленинградский институт ядерной физики АН СССР

Поступило в Редакцию 2 декабря 1988 г.