



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И $\gamma$ -ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ ЗАЩИТУ В NEMO 3 ЭКСПЕРИМЕНТЕ

**О. Пуртов, Ю. Васильев, В. Зеркин, В. Третьяк и NEMO-коллектив**

Регистрация  $2\beta(2\nu)$ -распада для целого ряда ядер [1-3] дает надежду исследователям в ближайшее десятилетие приблизиться к решению вопросов о наличии массы нейтрино, сохранению лептонного заряда ит.д. Несколько коллабораций начали строить более чувствительные установки для измерения  $2\beta(2\nu)$  и  $2\beta(0\nu)$ -процессов [4-7]. Исключительно низкая вероятность  $2\beta$ -распада, приводит к тому, что значительные усилия прилагаются к изучению и понижению фона. Поэтому вопросам оптимизации состава, размеров и материалов защиты при планировании таких экспериментов уделяется значительное внимание. В работе описана программа, моделирующая методом Монте-Карло движение тепловых нейтронов и  $\gamma$ -квантов в защите для NEMO 3 эксперимента [7].

**Краткое описание установки.** NEMO 3 установка предназначена для изучения  $2\beta(2\nu)$  и  $2\beta(0\nu)$ -процессов и является развитием NEMO 1 и 2 [8-9]. Для регистрации треков используются гейгеровские сборки, заполненные газом из смеси этил-алкоголя и гелия. Для измерения энергии и времени прихода электронов применены пластиковые сцинтилляторы, просматриваемые ФЭУ. Для отличия позитронных и электронных треков в установке будет создано магнитное поле напряженностью 30 Гаусс. Для защиты от внешних  $\gamma$ -лучей и нейтронов вся регистрирующая часть установки помещена внутри защиты из 5 см свинца, окруженного 20 см железа. Внутренние размеры свинца диаметр 568 на 343 см. Внешние размеры железа диаметр 618 см, максимальная высота 393 см. Установка будет смонтирована в туннеле на глубине около 3000 метров вод.экв.

**Моделирование процессов с тепловыми нейтронами.** Число нейтронов на внешней поверхности защиты моделировалось пропорционально площади. Для генерации положения нейтрона использована цилиндрическая система координат  $(r, \varphi, z)$ , где ось  $z$  проходит через центр установки снизу вверх. Из точки на поверхности  $(r_i, \varphi_i, z_i)$  моделируется изотропно направление движения в подвижной сферической системе координат  $(\theta, \phi)$  связанной с нейтроном. Угол  $\theta$  отсчитывается от оси проходящей через нейтрон и параллельной оси  $z$ .

$$\theta_j = \arccos(2\gamma_j - 1), \quad \phi_j = 2\pi\beta_j. \quad (1)$$

где  $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$  случайные величины, из интервала  $[0, 1]$ .

Длина свободного пробега  $x$  (пробега без взаимодействия) разыгрывается как:

$$x_i(\text{см}) = -\frac{A}{N_A \rho \sigma_i} \cdot \ln(\gamma_i), \quad (2)$$

где  $\sigma_i = \sigma_{el} + \sigma_{n,\gamma}$  - полное нейтронное сечение;  $\sigma_{el}$  - нейтронное сечение упругого рассеяния;  $\sigma_{n,\gamma}$  - сечение захвата теплового нейтрона;  $A$  - атомный номер;  $N_A$  - число Авогадро;  $\rho$  - плотность вещества.

Средний пробег нейтрона в одном веществе до столкновения  $\bar{x}$  и средний пробег нейтрона до захвата ("диффузионная длина")  $L$  рассчитаны по [10]:

$$\bar{x} = \frac{A}{N_A \rho \sigma_i} \quad L = \frac{A}{N_A \rho} \cdot \frac{1}{\sqrt{3(\sigma_i - \frac{2}{3A}\sigma_{el})\sigma_{n,\gamma}}} \quad (3)$$

Приведенные в таблице величины  $\bar{x}$  и  $L$  характеризуют процесс диффузии тепловых нейтронов и позволяют выбрать материалы для защиты:

	A	$\rho(\text{г/см}^3)$	$\sigma_{el}(\text{барн})$	$\sigma_{n,\gamma}(\text{барн})$	$\bar{x}(\text{см})$	$L(\text{см})$
Pb	207.2	11.35	11.261	0.170	2.652	12.55
Fe	55.847	7.87	11.35	2.56	0.847	1.14

Новое местоположение нейтрона в цилиндрической системе  $(r_n, \varphi_n, z_n)$  после перемещения нейтрона на расстояние  $x$  под углами  $(\theta, \phi)$  находится из:

$$r_n = \sqrt{r^2 + x^2 \sin^2 \theta + 2rx \sin \theta \cos(\varphi - \phi)},$$

$$tg(\varphi_n) = \frac{r \sin \varphi + x \sin \theta \sin \phi}{r \cos \varphi + x \sin \theta \cos \phi}, \quad z_n = z + x \cos \theta. \quad (4)$$

После определения материала нового местоположения нейтрона, разыгрывается процесс его взаимодействия с веществом. Если  $\alpha_i \leq \sigma_{el}/\sigma_{tot}$ , то произошло упругое рассеяние. Захват нейтрона произошел, если  $\sigma_{el}/\sigma_{tot} < \alpha_i \leq 1$ .

Считая, что упругое рассеяние тепловых нейтронов в системе центра масс изотропно, находим новое направление движения нейтрона. Пересчет углов отсчитываемых от направления движения  $(\vartheta, \eta)$  в углы ориентированные по отношению к оси  $z$  установки производился согласно:

$$\cos(\theta_n - \theta) = \cos^2 \eta + \sin^2 \eta \cos \vartheta, \quad \cos(\phi_n - \phi) = \sin^2 \eta + \cos^2 \eta \cos \vartheta \quad (5)$$

Далее разыгрывается длина свободного пробега в направлении  $(\theta_n, \phi_n)$ , находится новое положение нейтрона (4), проверяется материал местоположения и разыгрывается процесс взаимодействия, если нейтрон остается в защите. Затем тепловые нейтроны диффундируют через защиту до тех пор, пока не будут захвачены или не выйдут за ее пределы, после чего переходим к генерации нового нейтрона на поверхности установки.

**Моделирование процессов с гамма-квантами.** При захвате тепловых нейтронов возникает компаунд-ядро с энергией возбуждения равной энергии связи нейтрона 7-9 МэВ. Далее возбуждение ядра снимается путем излучения мгновенных  $\gamma$ -квантов на нижние уровни ядра. Данные по энергиям и квантовым выходам для захватных  $\gamma$ -лучей брались из [11,12].

При моделировании  $\gamma$ -излучения учитывалась множественность излучаемых  $\gamma$ -квантов при захвате одного нейтрона. Направление полета и длина свободного пробега  $\gamma$ -кванта моделировалось аналогично (1-2). При моделировании процессов взаимодействия  $\gamma$ -кванта с веществом учитывалось, что полное сечение взаимодействия зависит от энергии и состоит из сечений образования пар, фотоэффекта и Комптон-эффекта. Для последнего учитывалась анизотропия рассеяния  $\gamma$ -лучей по формуле Клейна-Нишины-Тамма:

$$\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{e^2}{2m_e c^2} \frac{(1 + \cos^2 \vartheta)}{[1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)]^2} \left\{ 1 + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos \vartheta)^2}{(1 + \cos^2 \vartheta)[1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)]} \right\} \quad (6)$$

где  $e$ -заряд электрона,  $\varepsilon = E/m_e c^2$ ,  $\vartheta$ -угол рассеяния.

При моделировании процесса образования пар мы изотропно генерировали пару 511 кэВ  $\gamma$ -квантов, которые могли претерпевать Комптон-рассеяние или поглощаться при фотоэффекте.

**Результаты моделирования.** Распределение внутри защиты из 5 см Fe и 10 см Pb упруго рассеянных и захваченных нейтронов показано на рис. 1. Данные приводятся для каждого сантиметрового слоя защиты. Число нейтронов летящих внутрь защиты, равно 1 млн. Отношение числа рассеянных к числу захваченных нейтронов в каждом слое равно отношению сечений. Количество нейтронов, проникших внутрь установки для полных толщин защиты 10, 15, 20 и 25 см, показано на рис. 2. Где при постоянной полной толщине варьировалось соотношение толщины свинца и железа. Так как сечение захвата нейтронов в свинце намного меньше, чем в железе, то с уменьшением толщины свинца и с увеличением толщины железа число нейтронов, попадающих внутрь установки, падает, а число захватных  $\gamma$ -квантов попадающих внутрь установки растет (рис 3). Кроме этого, моделировалось прохождение через защиту  $\gamma$ -квантов, возникающих в горной породе, окружающей лабораторию (рис. 4). Спектр внешних  $\gamma$ -лучей генерировался постоянным в диапазоне 200 кэВ-10 МэВ. Для защиты из железа 20 см и свинца 5 см были рассчитаны спектр  $\gamma$ -лучей, возникающих в защите установки, и после всех взаимодействий, выходящих наружу из защиты (рис.5) и спектр, попадающий внутрь установки (рис. 6). Для второго спектра характерны максимумы при 2 и 3 МэВ, что дает ограничение для  $2\beta(0\nu)$ -процесов. При выборе защиты толщиной 25 см (железа 20 см и 5 см свинца) коэффициенты подавления тепловых нейтронов и  $\gamma$ -квантов будут около  $10^6$  и  $10^3$ , соответственно (рис 2-3). Число тепловых нейтронов, которые проникнут внутрь установки в течение года, при потоке тепловых нейтронов в лаборатории  $10^{-6}$  нейтронов/см<sup>2</sup>/сек и площади поверхности установки  $1.36 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup> будет равно 400, что вполне приемлемо, так как за защитой следуют магнитный соленоид, металл крележа ФЭУ и сцинтилляторов, где нейтроны могут поглотиться. Отметим, что при захвате нейтронов в образце могут излучаться не только  $\gamma$ -кванты, но и каскадные конверсионные электроны, имитирующие  $2\beta$ -распад. Дополнительные усилия следует прилагать для защиты от быстрых нейтронов.

1. H.V. Klapdor, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), v.31 (1993), p. 72-75.
2. D. Dassie et al. (NEMO Collaboration), preprint LAL-94-46, Orsay, France
3. J.-C. Vuilleumier et al., Phys. Rev. D 48 (1993), p.1009-1020.
4. T.A. Girard et al., Nucl. Instrum. and Meth. A 316 (1992), p.44-50.
5. R.L. Brodzinski et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) v. 31(1993), p.76-79.
6. Yu.G. Zdesenko et al., Phys. Atomic Nucl. 58, p.1093 (1995)
7. NEMO 3-PROPOSAL, preprint LAL-94-29, IN2P3, France.
8. R. Arnold et al., Nucl. Instrum. and Meth. A354 (1995). p.338-351
9. D. Dassie et al., Nucl. Instrum. and Meth. A309 (1991), p.465-475
10. "Экспериментальная ядерная физика", под ред. Э. Серге, т.2, И.Л., 1955
11. M.A.Lone, R.A.Leavitt, D.A.Harrison. Prompt gamma rays from thermal neutron capture. Atomic energy of Canada limited, Chalk-river nuclear laboratories.
12. M.L. Stelts et al., Nucl. Instrum. and Meth. A155 (1978), p.253-260.

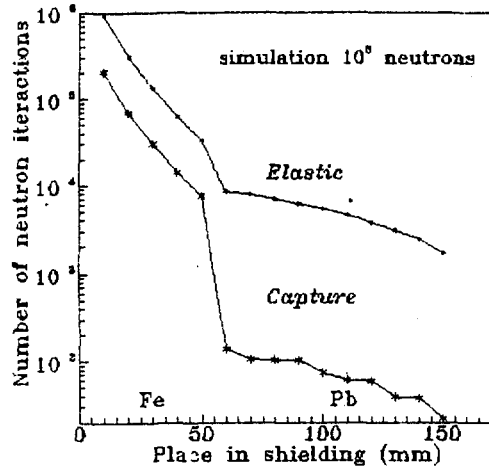


Figure 1.

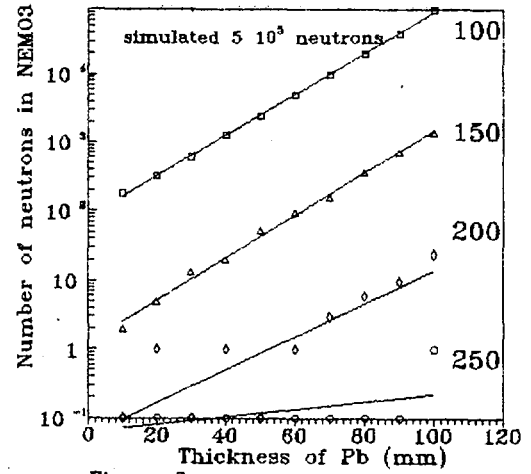


Figure 2.

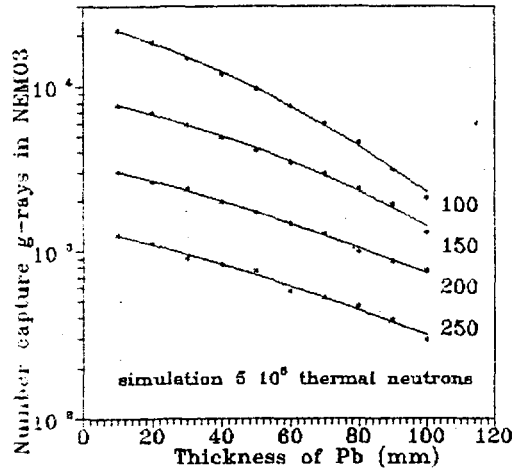


Figure 3.

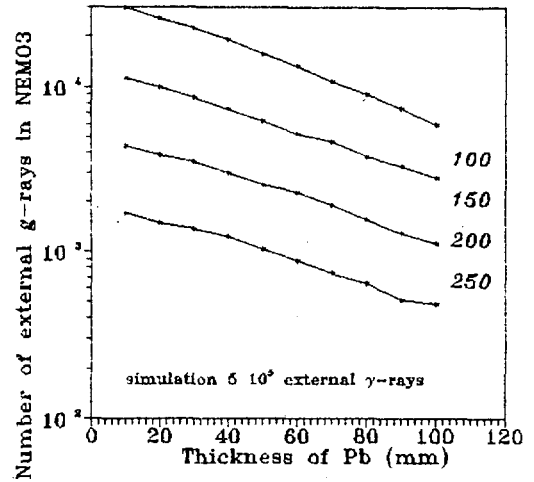


Figure 4.

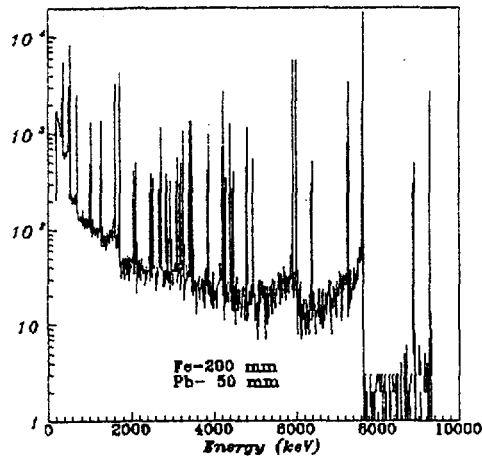


Figure 5.

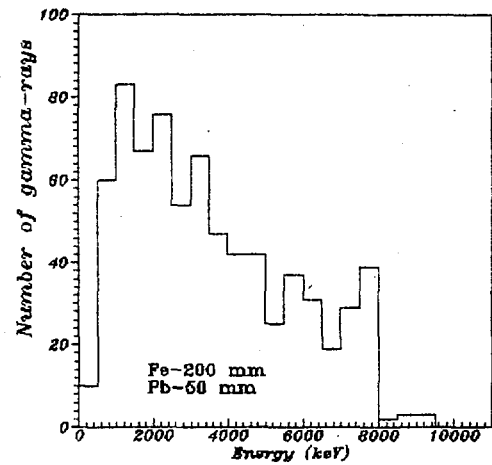


Figure 6.