

^{238}U 裂变电离室修正因子及 探测响应的蒙特卡罗模拟计算

李春娟¹, 陈军¹, 吴海成², 王志强¹, 刘毅娜¹

(1. 中国原子能科学研究院 放射性计量测试部, 北京 102413;

2. 中国原子能科学研究院 核物理研究所, 北京 102413)

摘要:利用蒙特卡罗(MC)粒子输运程序 MCNPX 分别计算了用 ^{238}U 裂变电离室测量由加速器产生的 14.8 MeV 和 25.5 MeV 准单能中子注量率以及将其推广应用于测量散裂中子源和宇宙中子源的中子注量率时,由电离室结构、电离室气体、空气等引起的对探测器裂变计数率的修正因子,并给出了探测器在各种情况下的探测响应。为解决蒙特卡罗模拟中探测片太薄、统计误差过大的问题,计算中采用了 Dxtran 球和强迫碰撞两种方差减少技巧,以降低统计误差、提高计算效率。对于源中子谱覆盖范围较宽、抽样效率低的情况,采用了高能和低能两部分能谱分别计算的方法,以提高计算效率。将模拟计算得到的修正因子应用于探测响应的理论公式,得到相应的探测响应,并与 MC 模拟计算直接得到的探测响应进行了比较,对模拟计算进行自洽性验证。利用伴随 α 粒子测量装置和电离室同时测量 14.8 MeV 准单能中子注量率,得出 ^{238}U 裂变电离室对串列加速器上 14.8 MeV 准单能中子场的探测响应,与 MC 模拟计算结果进行比较,对模拟计算进行实验验证。

关键词: ^{238}U 裂变电离室;修正因子;探测响应;MCNPX

中图分类号:TL811.1;O242.2

文献标志码:A

文章编号:1000-6931(2009)03-0208-07

Monte-Carlo Simulation for Correction Factors and Detection Response of ^{238}U Fission Chamber

LI Chun-juan¹, CHEN Jun¹, WU Hai-cheng², WANG Zhi-qiang¹, LIU Yi-na¹

(1. *China Institute of Atomic Energy, P. O. Box 275-20, Beijing 102413, China;*

2. *China Institute of Atomic Energy, P. O. Box 275-41, Beijing 102413, China*)

Abstract: The Monte-Carlo (MC) code MCNPX was used for the calculation of the correction factors caused by the chamber geometric structure, the ionized gas and air when a ^{238}U fission chamber is used to determine the neutron fluence rate of 14.8 MeV and 25.5 MeV quasi-monoenergetic neutrons produced by 5SDH-2 and HI-13 tandem accelerators, the cosmic neutron source and the spallation neutron source. The detection responses for these neutrons were also given. Because the sensitive layer of the detector is too thin, the Dxtran spheres and force collisions were combined to improve the calculation efficiency and to reduce the variance. In the case of the energy range of the

source spectrum is wide and high or low energy particles are infrequent such as the cosmic neutron source or the spallation neutron source, the higher energy part and the lower energy part were calculated separately to improve the calculation efficiency. Finally, the correction factors were used for the calculation of the detection response with formula, and the detection responses calculated with formula and by MC simulation were compared with each other. The detection response of the ^{238}U fission chamber for 14.8 MeV neutrons was also calibrated by the associated particle method. The measured result was compared with the calculated one from MC simulation.

Key words: ^{238}U fission chamber; correction factor; detection response; MCNPX

在用 ^{238}U 裂变电离室测量快中子场的中子注量率时,由电离室外壳、底衬、收集极、电离室气体、空气等引起的对裂变计数的影响对于实验数据的处理和利用理论公式计算探测响应有着重要作用。由于传统理论公式的局限性而不能详细考虑输运过程及各种修正因子之间的相互影响,使得总修正因子的计算较为困难。蒙特卡罗(以下简称 MC)模拟方法在这些计算中发挥了至关重要的作用^[1-2]。

中国原子能科学研究院放射性计量测试部用其自主设计的 ^{238}U 裂变电离室分别在 5SDH-2 串列加速器和 HI-13 串列加速器上测量了 14.8 MeV 准单能中子以及平均能量为 25.5 MeV 的中子的注量率,并将其推广应用用于散裂中子源和宇宙中子源,拟给出其探测响应。本工作利用 MC 粒子输运程序 MCNPX^[3] 模拟计算该电离室在各加速器中子场以及散裂中子源和宇宙中子源中的修正因子和探测响应,并将探测响应的模拟结果与理论公式计算结果进行比较,同时将 ^{238}U 裂变电离室对于 14.8 MeV 准单能中子的探测响应的实验测量结果与模拟计算结果进行比较,以验证计算模型及计算方法的合理性。

1 计算方法

1.1 修正因子及探测响应的模拟计算方法

实验所用 ^{238}U 裂变电离室中铀探测片的成分(质量分数)为: ^{238}U , 99.274 2%; ^{235}U , 0.720 4%; ^{234}U , 0.005 4%, 铀片总质量为 44.07 mg, 半径为 5 cm。中子进入探测器后,引起裂变材料的裂变。设探测片中 ^{238}U 、 ^{235}U 和 ^{234}U 的原子核数分别为 n_8 、 n_5 、 n_4 , 它们与能量为 E 的中子裂变反应截面分别为 $\sigma^{238}_{\text{U}(n,f)}(E)$ 、

$\sigma^{235}_{\text{U}(n,f)}(E)$ 、 $\sigma^{234}_{\text{U}(n,f)}(E)$, 中子注量率谱为 $\varphi(E)$, 则探测器探测到的总裂变计数率 N_f 为:

$$N_f = \int (n_8 \cdot \sigma^{238}_{\text{U}(n,f)}(E) + n_5 \cdot \sigma^{235}_{\text{U}(n,f)}(E) + n_4 \cdot \sigma^{234}_{\text{U}(n,f)}(E)) \cdot \varphi(E) dE \quad (1)$$

利用 MCNP 中的栅元注量计数器 F4^[4] 记录探测片体积内的平均中子注量率谱,并由乘子卡 FM^[4] 记录相应的裂变计数率 N_f 。设真实几何结构(电离室外模拟区为空气)情况下及只有铀探测片的理想情况下 MCNP 模拟得到的裂变计数率分别为 N_{f1} 和 N_{f0} , 则由电离室外壳、底衬、收集极、电离室气体、空气等引起的裂变计数的总修正因子 k 即为:

$$k = \frac{N_{f0}}{N_{f1}} \quad (2)$$

若模拟计算的理想情况下铀探测片内的平均中子注量率为 φ_0 , 则可由模拟结果计算得到电离室的探测响应 f_1 即为:

$$f_1 = \frac{N_{f1}}{\varphi_0} \quad (3)$$

这里计算的电离室的探测响应包含空气的影响,未包含铀靶片自吸收的影响。

1.2 探测响应的理论计算公式

设源中子能谱为 $N(E)$, 铀探测片体积为 V , 则中子与铀探测片发生裂变反应的谱平均宏观截面 Σ 可由下式计算得到:

$$\Sigma = \int (n_8 \cdot \sigma^{238}_{\text{U}(n,f)}(E) + n_5 \cdot \sigma^{235}_{\text{U}(n,f)}(E) + n_4 \cdot \sigma^{234}_{\text{U}(n,f)}(E)) N(E) dE / (V \cdot \int N(E) dE) = \Sigma^{238}_{\text{U}(n,f)} + \Sigma^{235}_{\text{U}(n,f)} + \Sigma^{234}_{\text{U}(n,f)} \quad (4)$$

于是,式(1)可写为:

$$N_f = V \cdot (\bar{\Sigma}^{238}_{\text{U}(n,f)} + \bar{\Sigma}^{235}_{\text{U}(n,f)} + \bar{\Sigma}^{234}_{\text{U}(n,f)}) \cdot \varphi \quad (5)$$

式中： φ 为源中子注量率。

设实验测量并经本底扣除、阈下修正及铀靶自吸收修正后的裂变计数为 $N_{f,exp}$ ，相应情况下 MC 模拟的由电离室几何结构和空气影响引起的修正因子为 k ，则实际中子注量率 φ 为：

$$\varphi = \frac{k \cdot N_{f,exp}}{V \cdot (\bar{\Sigma}^{238}_{U(n,f)} + \bar{\Sigma}^{235}_{U(n,f)} + \bar{\Sigma}^{234}_{U(n,f)})} \quad (6)$$

于是探测响应 f 为：

$$f = \frac{N_{f,exp}}{\varphi}$$

$$V \cdot (\bar{\Sigma}^{238}_{U(n,f)} + \bar{\Sigma}^{235}_{U(n,f)} + \bar{\Sigma}^{234}_{U(n,f)}) / k \quad (7)$$

其中也包含空气的影响，未包含铀靶片自吸收的影响。

2 计算模型的建立

2.1 几何模型的建立

实验测量所用单面²³⁸U 裂变电离室的真实几何结构示意图如图 1 所示，根据该真实几何结构，建立了如图 2 所示的 MC 模拟实际情况时的几何模型，主要结构包括黄铜外壳、不锈钢底衬、铀探测片、黄铜收集极、聚四氟乙烯柱和

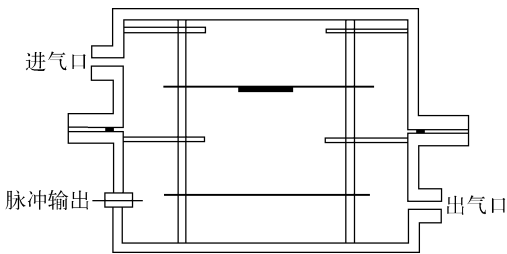


图 1 ²³⁸U 裂变电离室真实几何结构示意图

Fig. 1 Geometric structure of ²³⁸U fission chamber

不锈钢垫圈，内充 10% CH₄ + 90% Ar 的工作气体。计算时的各参数如下：黄铜外壳半径为 8.65 cm，上下壁厚均为 0.11 cm，左右壁厚均为 0.15 cm，密度为 8.6 g/cm³；不锈钢底衬半径为 7.5 cm，厚 0.04 cm，密度为 7.86 g/cm³；铀探测片半径为 5 cm，厚 2.96×10^{-5} cm，密度为 18.95 g/cm³；黄铜收集极半径为 7.5 cm，厚 0.03 cm；聚四氟乙烯柱半径为 0.3 cm，长度为 3.91 cm，密度为 2.2 g/cm³；不锈钢垫圈的外径为 8.5 cm，内径为 5.75 cm，厚 0.04 cm。模拟理想情况即是只有铀探测片的情况。



图 2 ²³⁸U 裂变电离室 MC 模拟几何模型示意图
Fig. 2 Geometric structure of ²³⁸U fission chamber used for MC simulation

2.2 源及截面数据库的选取

加速器中子源的描述可用各向同性点源进行近似，计算结果归一到 1 个源中子，与源强无关。对于 5SDH-2 串列加速器上 14.713 MeV 准单能中子源，源与铀探测片间的距离为 101 cm，MC 模拟的源中子谱由程序 TARGET 计算得到（图 3，纵坐标为群计数），分别对 14 MeV 以上及 14 MeV 以下中子谱的修正因子和探测响应进行了计算，二者按其所占比例进行合并即为全中子谱的结果。对于 HI-13 串列加速器中子场，源中心与铀探测片间的距离为 144.45 cm，模拟中采用了实验测量的中子能谱（图 4，纵坐标为群计数），分别对 20 MeV 以上、20 MeV 以下中子谱的修正因子和探测响应进行模拟计算，合并得到全中子谱的结果。宇宙及散裂中子源可用平面源进行近似，源平面的半径略大于电离室外表面的半径（8.65 cm），源中子谱分别如图 5 和图 6 所示，均为微分谱。

模拟计算时，根据源中子谱的能量区间及对各截面数据库的比较。对于 14.713 MeV 准单能中子场的模拟，黄铜及不锈钢结构材料的截面数据选取 CENDL-2.1^[5]评价库的截面数据，其它核素的中子反应截面数据均选自 ENDF/B-7^[6]评价库。对于 HI-13 串列加速器中子场以及散裂中子源和宇宙散射中子源的模拟，中子与氢的反应截面选自于 JEFF-3.1^[7]，其它核素的中子反应截面数据均选自于 ENDF/B-7 评价库，另外，对于截面库中缺少的中子反应截面数据的能量区域，MCNPX 用其模型^[2]进行理论计算，具体情况如图 7 所

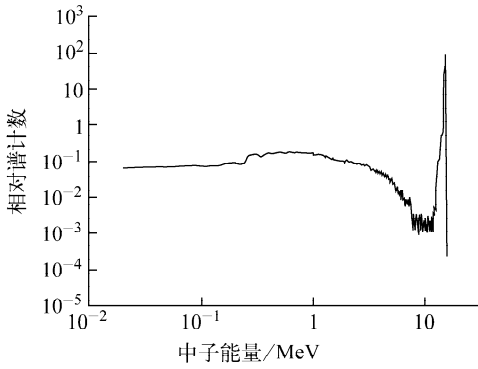


图3 5SDH-2 加速器产生的 14.8 MeV 中子能谱
Fig. 3 Energy spectrum of 14.8 MeV neutrons produced by 5SDH-2 accelerator

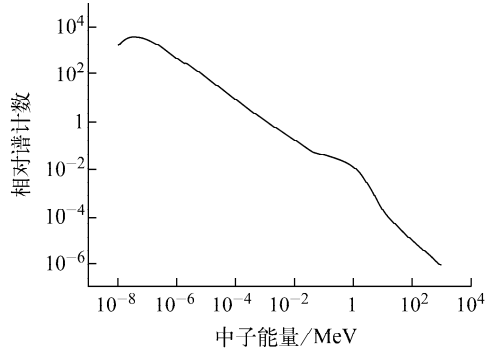


图6 宇宙中子能谱
Fig. 6 Cosmic neutron spectrum

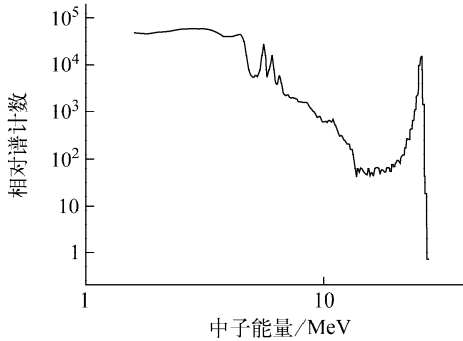


图4 HI-13 加速器产生的 25.5 MeV 中子能谱
Fig. 4 Energy spectrum of 25.5 MeV neutrons produced by HI-13 accelerator

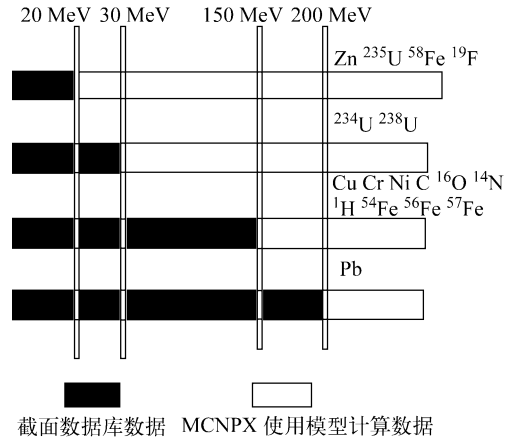


图7 MC 模拟中子反应截面数据来源
Fig. 7 Origins of neutron cross section used in MC simulation

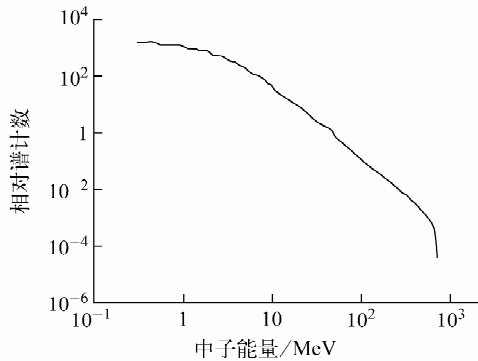


图5 散裂源中子能谱
Fig. 5 Spallation neutron spectrum

2.3 方差减小技术

由于在此模拟计算中,铀探测片很薄,探测器灵敏体积相对于整个模拟非常小,因此,在大量的粒子随机游动事件中,能够到达探测器灵敏区附近的粒子占输运粒子总数的比例很小,而这部分粒子在探测片中发生碰撞并发生核反应的几率就更小,从而造成 MC 抽样效率很低,计算结果统计误差过大。为解决这个问题,采用了 Dextran 球和强迫碰撞^[4]两种方差减小技术相结合的方法。

Dextran 球常用于粒子难以到达的小区域抽样,基于半确定论,用于增强源粒子的指向性。它用两个虚拟的同心球包围感兴趣区域和对计数有贡献的邻近区域,记录卡拟记录区域需完全包含在内球中,外球则包含邻近的粒子可能散射进入感兴趣区的区域。粒子每经过一

示,高能部分计算使用的质子反应截面库选用 MCNPX 自带的中高能质子反应截面数据库 LA150^[2]。

次碰撞,均在乘以一定的权重之后将它引到 Dxtran 球外的表面,即感兴趣区域附近,形成“Dxtran 粒子”。当实际粒子输运完成或进入 Dxtran 球被杀死之后,对其所产生的一系列“Dxtran 粒子”进行常规模拟,直到它们死亡为止,该方法可增加粒子对感兴趣区域做贡献的概率,优化抽样,但低权重的“Dxtran 粒子”会浪费计算时间,结合 DXC 卡及 DD 卡,可减弱该问题的影响^[4]。

使小区域内 MC 统计改善的只有增加源粒子和提高抽样效率,强迫碰撞可增加某感兴趣栅元内的碰撞抽样,可被用来与 Dxtran 球相结合,进一步提高薄栅元内的 MC 抽样效率。当粒子进入感兴趣区域边界时,按特定比例被分为碰撞部分和非碰撞部分,碰撞部分进入感兴趣区域并强迫进行碰撞,非碰撞部分则穿过感兴趣区域在该区域边界驻留,待碰撞部分输运完毕后再进行正常输运,即只要粒子到达感兴趣区域,就会在其中发生碰撞^[4]。

对于宇宙和散裂源中子谱,由于中子源是近似为单向平面源进行模拟计算的,其与 Dxtran 球方差减小技术相互冲突,仅保留了强迫碰撞。另外,由于源中子涵盖的能区非常宽,高能粒子所占几率很低,这就使得有效抽样能谱的各部分比较困难,这里采取的方法是将高能和低能部分分别计算,然后按其在能谱中所占百分比合并,以提高各自的抽样效率。

3 模拟计算结果及其自恰性验证

通过模拟计算,得出各源中子谱引起电离室内铀探测片各核素的相对裂变计数率与中子能量的关系(图 8~11)。可看出,低能部分的裂变计数主要来自于²³⁵U(n,f),高能部分的裂变计数主要来自于²³⁸U(n,f)。

由电离室几何结构、电离室气体、空气等引起的对各种源中子谱的裂变计数率的修正因子模拟计算结果及探测响应的模拟计算与理论公式计算结果比较列于表 1。表 2 列出了用程序 CRECTJ6^[8]计算出的铀探测片核素对于各能谱平均裂变反应截面,裂变截面激发函数均取自于 ENDF/B-7^[6],其中,²³⁸U(n,f)的 30 MeV 以上截面数据及²³⁵U(n,f)的 20 MeV 以上截

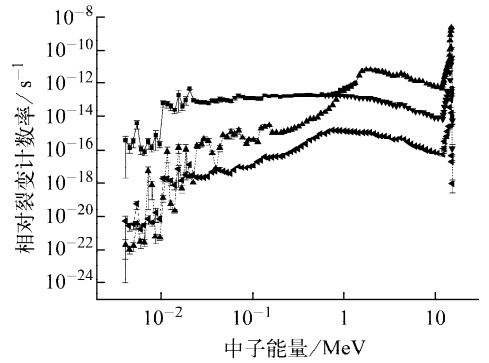


图 8 在 5SDH-2 加速器产生的 14.8 MeV 中子场中裂变计数率与中子能量的关系

Fig. 8 Relationship between count rate of fission fragments and neutron energy in 14.8 MeV neutron field produced by 5SDH-2 accelerator

■——总相对裂变计数率;▲——²³⁸U(n,f)相对计数率;
▼——²³⁵U(n,f)相对计数率;◄——²³⁴U(n,f)相对计数率

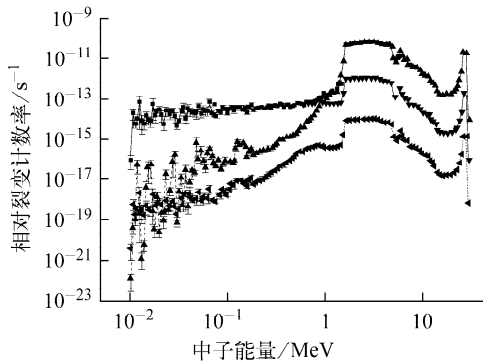


图 9 在 HI-13 加速器产生的 25.5 MeV 中子场中裂变计数率与中子能量的关系

Fig. 9 Relationship between count rate of fission fragments and neutron energy in 25.5 MeV neutron field produced by HI-13 accelerator

■——总相对裂变计数率;▲——²³⁸U(n,f)相对计数率;
▼——²³⁵U(n,f)相对计数率;◄——²³⁴U(n,f)相对计数率

面数据选自于 ENDF/B-7 的标准截面数据库^[6],对于缺少的²³⁴U(n,f)的 30 MeV 以上截面数据,比较截面变化趋势后选用²³⁵U(n,f)的数据。结果表明,电离室几何结构、电离室气体、空气等因素相互关联的结果使得对裂变计数率的修正量很小,均小于 2%。探测响应的 MC 模拟计算结果和理论公式计算结果均符合较好。除源谱为散裂中子源的情况时两者相差 2.7%之外,其余情况两者均在 1%以内相符合。

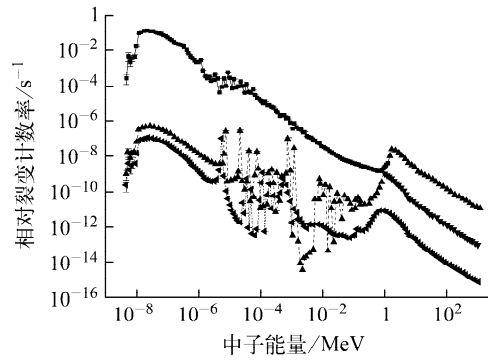
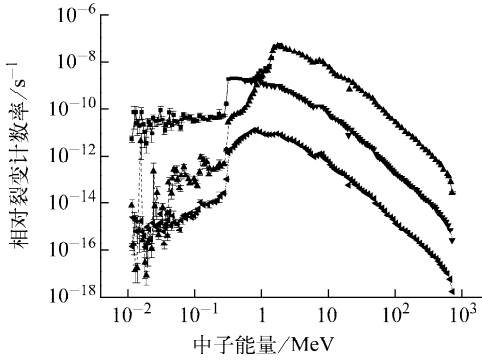


图 10 散裂源中子场中相对裂变计数率与中子能量的关系

图 11 宇宙中子场中相对裂变计数率与中子能量的关系

Fig. 10 Relationship between count rate of fission fragments and neutron energy in spallation neutron field

Fig. 11 Relationship between count rate of fission fragments and neutron energy in cosmic neutron field

■——总相对裂变计数率；▲——²³⁸U(n,f)相对计数率；
▼——²³⁵U(n,f)相对计数率；◀——²³⁴U(n,f)相对计数率

■——总相对裂变计数率；▲——²³⁸U(n,f)相对计数率；
▼——²³⁵U(n,f)相对计数率；◀——²³⁴U(n,f)相对计数率

表 1 MC 模拟计算结果及其与理论公式计算结果的比较

Table 1 Comparison of results calculated by MC simulation and by formula

中子场	能谱能量范围/MeV	裂变计数率修正因子	探测器响应/cm ²	
			MC 模拟	理论计算
5SDH-2 串列加速器	0.02~13.98	0.999 29	6.921 27×10 ⁻⁵	6.871 07×10 ⁻⁵
T(d,n) ⁴ He 中子源	14~15.42	1.001 06	1.363 05×10 ⁻⁴	1.360 45×10 ⁻⁴
	0.02~15.42	1.001 04	1.344 83×10 ⁻⁴	1.342 28×10 ⁻⁴
HI-13 串列加速器	0.1~20	0.994 80	6.276 83×10 ⁻⁵	6.295 59×10 ⁻⁵
T(d,n) ⁴ He 中子源	20~27.8	0.998 31	1.777 24×10 ⁻⁴	1.775 15×10 ⁻⁴
	0.1~27.8	0.995 32	7.269 75×10 ⁻⁵	7.255 14×10 ⁻⁵
散裂中子源	0.3~200	0.997 88	4.694 77×10 ⁻⁵	4.821 99×10 ⁻⁵
	0.3~700	0.997 85	4.704 59×10 ⁻⁵	截面数据未知
宇宙中子源	1×10 ⁻⁸ ~200	0.987 73	3.302 16×10 ⁻⁵	3.279 23×10 ⁻⁵
	1×10 ⁻⁸ ~1 000	0.983 57	3.687 70×10 ⁻⁵	截面数据未知

表 2 谱平均截面计算结果

Table 2 Results of spectrum-averaged cross sections

中子场	能谱能量范围/MeV	10 ²⁸ 谱平均截面/m ²		
		²³⁸ U(n,f)	²³⁵ U(n,f)	²³⁴ U(n,f)
5SDH-2 串列加速器	0.02~13.98	0.609 22	1.507 47	1.564 66
T(d,n) ³ He 中子源	14~15.42	1.214 85	2.116 48	2.223 00
	0.02~15.42	1.198 51	2.100 06	2.205 31
HI-13 串列加速器	0.1~20	0.556 60	1.250 16	1.491 06
T(d,n) ³ He 中子源	20~27.8	1.585 48	2.123 20	2.124 15
	0.1~27.8	0.642 65	1.323 17	1.544 01
散裂中子源	0.3~200	0.425 27	1.281 22	1.333 76
宇宙中子源	1×10 ⁻⁸ ~200	0.221 98	9.611 14	0.766 91

4 模拟计算与实验测量结果的比较

利用 ^{238}U 裂变电离室测量并经本底扣除、阈下修正、靶头散射修正以及铀靶自吸收修正后的14.8 MeV准单能中子引起的裂变计数率为 $N'_{f,\text{exp}}$,利用伴随 α 粒子测量装置同时测量给出的14.8 MeV准单能中子注量率为 ϕ' ,则得到 ^{238}U 裂变电离室对于14.8 MeV准单能中子的探测响应为:

$$f_2 = \frac{N'_{f,\text{exp}}}{\phi} \quad (8)$$

实验测量结果与模拟计算结果的比较列于表3。结果表明,对于加速器产生的14.8 MeV准单能中子场, ^{238}U 裂变电离室探测响应的MC模拟计算与实验测量结果符合较好,二者在1%以内一致。

表3 MC模拟计算结果与实验结果的比较

Table 3 Comparison of results calculated by MC simulation and by experiment

中子场	$N'_{f,\text{exp}}/\text{s}^{-1}$	$\phi' / (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$	探测器响应/ cm^2	
			MC模拟	实验测量
5SDH-2 串行加速器 T(d,n) ^4He 中子源	0.02~13.98	0.999 29	$6.921\ 27 \times 10^{-5}$	$6.871\ 07 \times 10^{-5}$

5 结论

将MC方法应用于裂变电离室的修正因子或探测响应的计算是可行的,弥补了传统计算方法的不足。本工作建立的计算模型和方法是合理的,并可推广应用于其它探测器的几何结构修正因子以及探测响应或类似问题的计算。Dxtran球与强迫碰撞相结合的方法能较好的解决由于探测器灵敏区尺寸过小,粒子很难进入其中并发生碰撞而引起的抽样效率低、统计误差过大的问题。对于源中子谱能量范围过宽且分布不均匀的情况,可采用将高能和低能部分分别计算,然后按照其所占比例进行合并的方法提高计算效率。

参考文献:

[1] 许淑艳. 蒙特卡罗方法在实验核物理中的应用[M]. 北京:原子能出版社, 1996.

[2] 武祯, 李君利. 用于探测器校正因子计算的Monte-Carlo方法[J]. 清华大学学报:自然科学版, 2006, 46(9): 1 585-1 588.

WU Zhen, LI Junli. Monte-Carlo method for calculating particle radiation detector correction factors[J]. Journal of Tsinghua University: Science

and Technology, 2006, 46(9): 1 585-1 588 (in Chinese).

- [3] HENDRICKS J S, McKINNEY G W. MCNPX user's manual, version 2.5.0[R]. US: Los Alamos National Laboratory, 2005.
- [4] BRIESMEISTER J F. MCNPTM—A general Monte-Carlo N-particle transport code, version 4C[R]. US: Los Alamos National Laboratory, 2000.
- [5] LIU Tingjin. The present status of CENDL-2.1 NEA/NSC/WPEC/DOC 139 [R]. [S. l.]: [s. n.], 1996.
- [6] CHADWICK M B, OBLOZINSKY P, HERMAN M. ENDF/B-VII.0: Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology[J]. Nuclear Data Sheets, 2006, 107(12): 2 931-3 060.
- [7] KONING A, FORREST R, KELLETT M. The JEFF-3.1 nuclear data library[R]. [S. l.]: Nuclear Energy Agency, 2006.
- [8] NAKAGAWA T. CRECTJ: A computer program for compilation of evaluated nuclear data [R]. Japan: Japan Atomic Energy Research Institute, 1999.