

裂变室在散裂中子源反角方向束流监视系统中的应用研究

王 琦¹ 鲍 杰¹ 侯 龙¹ 阮锡超¹ 苏晓斌¹ 敬罕涛² 李 强²

1 (中国原子能科学研究院 核数据重点实验室 北京 102413)

2 (中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

摘要 将 ^{235}U 与 ^{238}U 两种材料组成的裂变电离室作为散裂中子源反角方向束流监视系统应用的探测器, 采用飞行时间方法可以高精度地测量束流的能谱。本文主要介绍整个系统的时间分辨精度对能量分辨的影响以及实际测量中的修正因素, 时间分辨引起的能量分辨与能量的 $3/2$ 幂成正比, 能量分辨引起与标准截面的能量差异的修正小于 0.1%, 实验结果表明该项裂变电离室的设计能满足散裂反角中子能谱测量的要求。

关键词 时间分辨, 中子能谱, 裂变室

中图分类号 TL818

DOI: 10.11889/j.0253-3219.2015.hjs.38.100403

散裂中子源(China Spallation Neutron Source, CSNS)是我国正在建设的重大科研装置, 在该装置上可以开展多项与中子物理相关的科学研究。为实时监视加速器工作状态, 并且为中子核数据的精确测量提供归一因子, 我们采用了多种设计方案。其中, 裂变电离室具有对 γ 本底不灵敏、耐辐照稳定性较好等特点, 可以优先作为束流监视探测器。本文主要介绍裂变电离室在散裂中子源束流反角方向监视系统中的应用研究。

1 裂变电离室结构设计

散裂中子源利用 1.6 GeV 脉冲频率 25 Hz 的质子束流轰击钨靶产生大量中子, 其特点是中子能量分布广, 从超冷中子 (10^{-7} eV 以下) 直到 GeV 能区, 且强度高。钨靶采用片状结构, 包括水冷层、靶和不锈钢包裹层, 尺寸为 6 cm(w) $\times$ 16 cm(h) $\times$ 60 cm(l)。水平钨靶的上方和下方放置 3 个慢化体, 外反射层是 Be, 放置在 316L 不锈钢容器内。用 FLUKA 程序模拟得到散裂中子源反角方向距离靶头 55 m 与 80 m 的能谱 (双对数坐标), 见图 1。模拟中使用均匀束流分布, 钨靶上束流目标区的尺寸为 4 cm(w) $\times$ 16 cm(h)。由模拟结果得到反角方向中子束流不同能量间隔中子的比例, 0.53 (1 eV–1 MeV)、0.4 (1–20 MeV)、0.05 (20–200 MeV)。

裂变室结构如图 2 所示。为提高强度, 裂变室外壳采用 0.1 mm 钛合金, ^{235}U 和 ^{238}U 电沉积在 0.1 mm 厚、直径 60 mm 的白金底衬上, 收集极采用

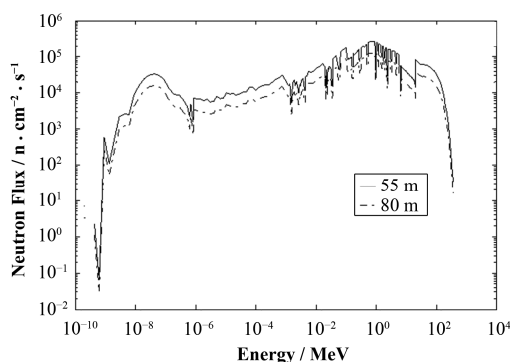


图 1 55 m、80 m 处中子能谱

Fig.1 Neutron spectrum in 55 m, 80 m position.

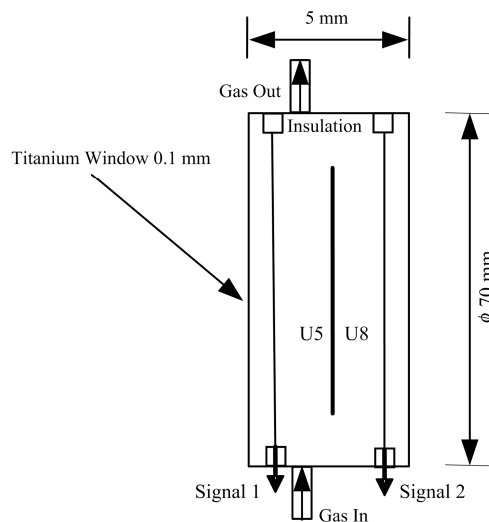


图 2 裂变室结构

Fig.2 Structure of fission chamber.

第一作者: 王琦, 男, 1981 年出生, 2009 年于兰州大学获硕士学位, 研究领域为实验核物理

收稿日期: 2015-01-19, 修回日期: 2015-05-12

0.1 mm 厚、直径 60 mm 的铜片，充一个大气压 (99.99%) 的 CH_4 。需说明的是源中子的束流经过的准直孔直径标准有两种，分别为 30 mm、60 mm。为了确定 ^{235}U 和 ^{238}U 的量，因此靶片活性区镀层的面积比束流面积小一些，镀层的活性区直径为 26 mm。靶片与电极边缘打孔，套在 4 根有机玻璃柱上，玻璃柱的直径为 4 mm，与裂变室外壳通过小螺丝固定，极板间用聚四氟乙烯垫圈间隔，极板间

的距离可以由几种不同的垫圈厚度调节，信号极通过 lemmom 头接前置放大器，并通过前置放大器对信号极加正电压。裂变室初步采用流气式设计，待测试合格后采用密闭式工作方式。

束流监视探测器采用裂变电离室装配 ^{235}U 与 ^{238}U 靶片，国际原子能机构 IAEA 推荐的 ^{235}U 、 ^{238}U 标准截面其特点和适用能区在表 1^[1]中给出。

表 1 ^{235}U 、 ^{238}U 截面特点和能区
Table 1 Feature of ^{235}U , ^{238}U cross section and energy range.

核反应 Nuclear reaction	特点 Feature	应用能区 Energy range	反应截面不确定度 Cross section uncertainty
$^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$	σ 大，裂变碎片能量高，可在强 γ 场下工作，裂变室测量技术可靠 Large σ , fission fragment of high energy, work in intense γ field, reliable technology for measurements	0.025 eV–200 MeV 0.025 eV–200 MeV	0.025 eV 0.2% 150 keV–16 MeV (1–2)% 16–20 MeV (2–4)% 20–200 MeV (2–5)%
$^{238}\text{U}(\text{n},\text{f})$	类同 $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ ，且是有阈裂变，对低能中子不灵敏， σ 变化平缓，故对能量也不灵敏 Similar to $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$, threshold fission, insensitive to low energy neutron, σ change gently, insensitive to energy	1–200 MeV	1–20 MeV ~1% 20–200 MeV (2–5)%

2 测量原理

n-TOF 中子飞行时间法测得中子的飞行时间谱 $\varphi(t)$ ，要求出中子能谱还需知道裂变室的探测效率 $\varepsilon(E)$ ，这里的探测效率 $\varepsilon(E)$ 与裂变室靶片的裂变截面 $\sigma(E_i)$ 、单位面积靶核数 N 和裂变碎片的探测效率 ε_f 有关。

$$\varepsilon(E) = N \cdot \sigma(E) \cdot \varepsilon_f \quad (1)$$

中子的能谱 $\varphi(E)$ 可表示为：

$$\varphi(E) = k \cdot t^3 \cdot \frac{\varphi(t)}{\varepsilon(E)} \quad (2)$$

ENDF/B-VI 提供的裂变截面值 $\sigma(E_i)$ 是一些非连续能点上的截面值，我们把这些非连续能点截面值拟合给出连续截面谱，根据式(2)可求出中子能谱 k 与飞行距离有关的常数。

3 测量方案

如图 3 所示，在 1#厅的准直孔处放置氟化钡探测器，裂变电离室放置于 2#厅中子捕集器前，距离靶头的距离 80 m 处，裂变室放置于直径 30 mm 真

空管道的末端，裂变室 ^{235}U 靶片的电极在前面，正对着真空管道末端的壁。实验电子学如图 4 所示，对中子不灵敏的 BaF_2 探测器探测散裂反应发出的 γ 信号，作为飞行时间的起始信号送入 TDC。TDC 采用 CAEN 的 V767B，时间分辨 0.8 ns，测量时间范围 800 μs ，通过在一路输入周期为 300 μs 的信号可以甄别 40 ms 范围的信号并且没有死时间，这样就可以测量到热中子能量范围的信号。

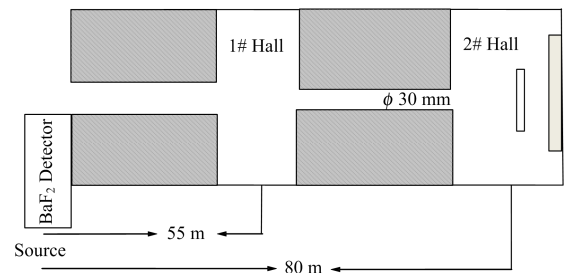


图 3 裂变室的位置
Fig.3 Location of the fission chamber.

裂变电离室在中子束流中产生两种信号，一个是 ^{235}U 和 ^{238}U 自发衰变的 α 信号，另一个是裂变脉冲信号，通过仔细的选择 CFD (Constant Fraction Discriminator) 恒比定时的阈值，从而甄别 α 信号和裂变信号，将裂变信号输入 TDC (Time to Digital

Converter), 另一路信号送入 ADC (Analog to Digital Converter) 数据获取进行数据存储。获取系统采用 VME (VersaModule Eurocard) 标准, 由专用的获取软件可实时分析监测数据。

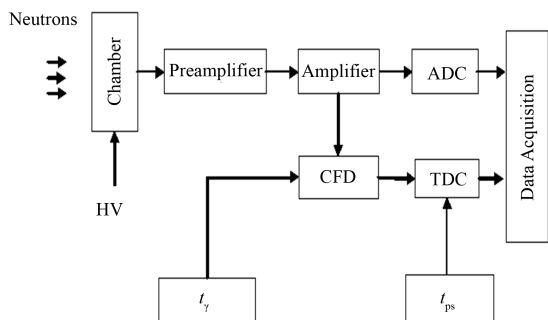


图4 实验电子学
Fig.4 Electronics of experiment.

散裂中子源反角方向的中子束流是脉冲化束流, 加速器能提供能量 1.6 GeV、脉冲频率 25 Hz 的质子束流, t_{ps} 是质子加速器引出的到达信号时间,

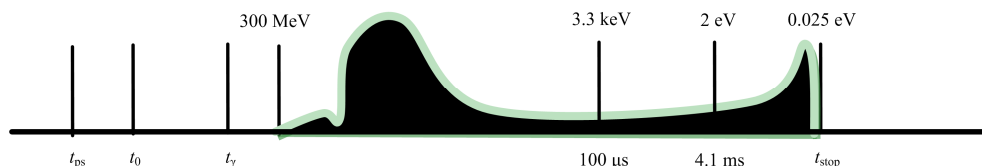


图5 中子飞行时间时序图
Fig.5 n-TOF commissioning time signals.

4 系统的时间分辨测量

如果能量 E 的单位为 MeV, 飞行距离的单位为 m, 飞行时间的单位是 ns, 可以计算出中子通过一段固定距离 L 所需要的时间 t , 有如下关系:

$$t = \frac{72.3L}{\sqrt{E}} \quad (3)$$

在不考虑源中子产生的能量分散的情况下, 用飞行时间法测量中子能谱时, 其能量相对分辨率由式(4)给出:

$$\frac{\Delta E}{E} = \left[\left(\frac{2\Delta t}{t} \right)^2 + \left(\frac{2\Delta L}{L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

飞行距离 L 可以十分精确地确定, 因此束流监视系统的能量分辨率主要取决于飞行时间 t 的不确定值 Δt 。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta t}{t} \quad (5)$$

裂变室的时间分辨性能主要与极间距、裂变室所充气体以及电子学系统有关。为评估前期模拟和设计的结果, 我们制作了一个极间距可调节的 ^{252}Cf 源裂变电离室, 用该电离室与液闪探测器进行系统的符合分辨时间测量^[2], 实验电子学见图 6。

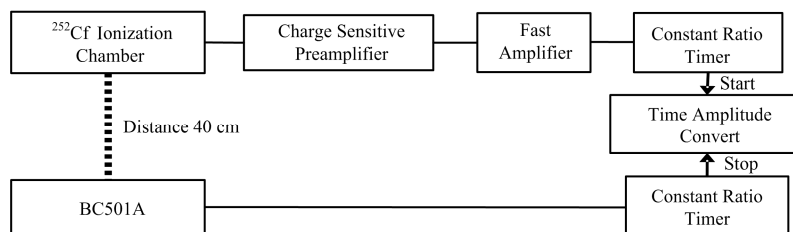


图6 飞行时间法的电子学框图
Fig.6 Electronics for the n-TOF method.

用裂变室信号作为起始信号, BC501A 探测器信号作为停止信号, 调节裂变室的极间距为 1 mm, 所充气体 CH_4 , 测量中子与 γ 的飞行时间谱如图 7 所示。

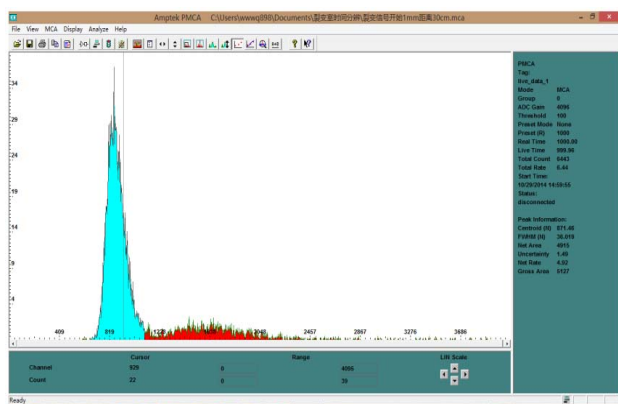


图 7 裂变信号做起始信号的中子与 γ 飞行时间谱
Fig.7 Spectrum of n, γ -TOF as fission signal start.

图 7 中左边加亮的峰为 γ 信号时间谱, 其半高宽为 779–940 道占 161 道, 该 γ 峰的半高宽主要由裂变电离室与液闪探测器的时间分辨决定, 因此 γ 峰的半高宽能反映裂变电离室的定时精度。为排除由于液闪与裂变室计数率的差异影响, 我们用液闪信号作为起始信号, 裂变室信号延迟后接 TAC (Time to Amplitude Converter), 测量中子飞行时间谱如图 8。

γ 峰半高宽为 1 504–1 665 道占 161 道, 经时间刻度多道每一道的宽度为 0.026 ns, 从时间谱上读出的半高宽即时间分辨 $\Delta t=4.2$ ns。

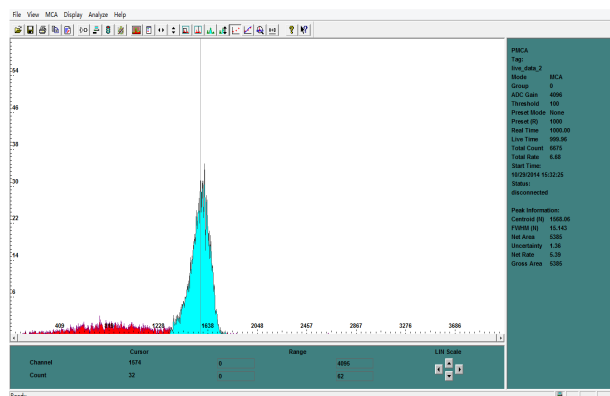


图 8 中子信号为起始信号的中子与 γ 飞行时间谱
Fig.8 Spectrum of n, γ -TOF as neutron signal start.

影响时间分辨的因素主要有: (1) 裂变电离室的分辨时间 Δt_1 ; (2) 液闪探测器的分辨时间 Δt_2 ; (3) 电子学的分辨时间 Δt_3 。

总的分辨时间:

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2 + \Delta t_3^2} \quad (6)$$

在实际测量中我们用对 γ 时间响应更快的 BaF_2 探测器代替液闪探测器, 因此实际测量的时间分辨比现在测量的参数要好, 由目前的实验结果推出系统的中子能量分辨:

$$\Delta E = \frac{2 \times \Delta t \times \sqrt{E}}{72.3 L} \times E = 0.001 452 E^{\frac{3}{2}} \quad (7)$$

考虑到将来用 TDC 代替 TAC, 对系统的时间分辨贡献也不会超过 1 ns, 因此该实验能反映出实际测量中时间分辨对能量分辨的影响。

5 各项修正

在裂变室实际测量中, 需要考虑影响测量结果的因素^[3]主要有: (1) 电子学死时间; (2) 由中子能量分辨引起的与标准截面能量的差异; (3) 裂变碎片在靶材料中的自吸收修正; (4) 中子在底衬材料、探测器外壳上的散射影响。

IAEA 给出的 $^{235}\text{U}(n,f)$ 标准截面库^[4]的能量为 0.025 3 eV–200 MeV, 在 1.0×10^{-5} eV–2.25 keV 可分辨共振能区是用 SAMMY 程序给出的评价价值; 在 2.25–25 keV 不可分辨共振能区, ENDF-B/VI 给出的是一个评价平均参数, 与 IAEA 的标准截面非常接近。由式(7)可以看出, 中子的能量分辨与能量有关, 能量越高能量分辨越差, 在 2.25–25 keV 不可分辨能区, 截面随能量变化显著, 其能量分辨好于 5.7 eV。ENDF-B/VI 给出的评价价值每 800 eV 变化小于 1.4%, 在能量分辨最差的高能点 200 MeV 的能量分辨为 4.1 MeV。ENDF-B/VI 给出的评价价值为每 8 MeV 变化小于 0.7%, 整体分析由于系统的能量分辨引起的与标准截面能量差异的修正小于 0.1%。

由于铀镀层有一定的厚度 (现在用的标准样品约为 $350 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$), 所以对于飞行方向接近平行于靶面方向的碎片, 将可能不能射出样品表面, 我们称这种情况为裂变碎片在样品中的自吸收, 需要做自吸收修正。修正采用公式:

$$F = 1 + \frac{t}{2R} \left[1 + \left(\frac{\sigma}{t} \right)^2 \right] \quad (8)$$

式中, t 为标准样品镀层的平均厚度; R 为裂变碎片在镀层中的平均射程; σ 为镀层厚度均匀性的标准偏差。为确定 σ 的大小, 文献[5]测量了所用的标准样品厚度的均匀性在热中子束上用裂变室测量单位

重量裂变物质的裂变率随标准样品厚度的变化, 得到的斜率为 $(7\pm1)\%/(mg\cdot cm^{-2})$, 与均匀标准样品的斜率 $(6.7\pm5)\%/(mg\cdot cm^{-2})$ 相近, 因此可认为 σ 可以忽略。取 $R=(7.74\pm0.90) mg\cdot cm^{-2}$, 实验中所用的标准样品的厚度小于 $0.36 mg\cdot cm^{-2}$, 所以标准样品的修正系数 F 不超过1.0263, 所引入的误差小于0.5%。

为说明裂变室的引入对束流的影响, 用MCNP4C程序模拟了裂变室在束流方向前后两个面通量对比, 输入中子能谱采用散裂源在80 m处的中子能谱, 从模拟的结果(图9)可以看到, 裂变室的引入对从几个keV到100 keV中子能量范围内的束流影响较为显著, 探测器前后两个面中子束流下降了0.729%, 其它能量范围的中子通量影响不超过0.1%。

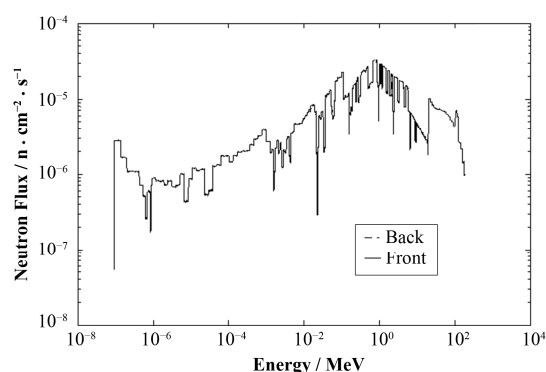


图9 裂变室前后中子束流对比
Fig.9 Neutron flux comparison at fission chamber back and front.

6 结语

^{235}U 和 ^{238}U 作为中子转换材料的裂变室可以在较宽的能区对中子能谱进行监测^[6], 其截面的不确定度大部分在2%以内, 只有在少数共振能区和高能区的截面不确定度较大^[7]; 用 ^{252}Cf 裂变电离室通过中子飞行时间方法, 对裂变室测量系统的时间分辨初步评估, 由时间分辨引起的修正在0.1%以内; 裂变室的外壳材料、底衬和电极材料对中子束流的

影响在1%以内, 以后可以考虑用更薄的Mylar膜作为裂变室入射窗材料。

参考文献

- 1 丁大钊, 叶春堂, 赵志祥, 等. 中子物理学[M]. 北京: 原子能出版社, 2000: 208
DING Dazhao, YE Chuntang, ZHAO Zhixiang, *et al.* Neutron physics[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 2000: 208
- 2 李建胜, 张翼, 金字, 等. ^{252}Cf 快裂变室研制[J]. 核电子学与探测技术, 2001, 21(4): 264–267
LI Jiansheng, ZHANG Yi, JIN Yu, *et al.* Development of ^{252}Cf fast fission chamber[J]. Nuclear Electronics & Detection Technology, 2001, 21(4): 264–267
- 3 Gayther D B. International intercomparison of fast neutron fluence-rate measurements using fission chamber transfer instruments[J]. Metrologia, 1990, 27: 221–231
- 4 Carlson A, Poenitz W P, Hale G M, *et al.* The ENDF/B-6 neutron cross section measurements standards[DB]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD May 1993
- 5 杨毅. ^{235}U 裂变产额随入射中子能量变化的实验研究[D]. 中国原子能科学研究院, 2005
YANG Yi. The experimental study of ^{235}U fission yield change with incidence neutron energy[D]. China Institute of Atomic Energy, 2005
- 6 Colonna N, Andriamonje S, Andrzejewski J, *et al.* Neutron measurements for advanced nuclear systems: the n-TOF project at CERN[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2011, 269: 3251–3257
- 7 Barbagallo M, Guerrero C, Tsinganis A, *et al.* High-accuracy determination of the neutron flux at n-TOF[J]. European Physical Journal A, 2013, 49: 156–167

Study of fission ionization chamber in CSNS flux monitor system

WANG Qi¹ BAO Jie¹ HOU Long¹ RUAN Xichao¹
SU Xiaobin¹ JING Hantao² LI Qiang²

1(Key Laboratory of Nuclear Data Measurement and Evaluation Technology, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract Background: The fission ionization chamber is constituted by ^{235}U and ^{238}U materials as monitor in China Spallation Neutron Source (CSNS) reverse angle. **Purpose:** This paper mainly introduces the whole system time precision influence on the energy resolution and the actual measurement corrections. **Method:** The flux energy spectrum is measured accurately using n-TOF method. **Results:** The time resolution which is caused by energy resolution is proportional to $3/2$ power energy, and the correction is induced less than 0.1% due to differences of the standard cross section energy. **Conclusion:** The experimental results show that the design of the ionization chamber can meet the requirements of CSNS neutron flux measurements.

Key words Time resolution, Neutron spectrum, Fission ionization chamber

CLC TL818