

介质型脉冲高能中子探测器

欧阳晓平^{1,2} 李真富² 霍裕昆¹ 张忠兵^{2,3}
沈汉良⁴ 张前美²

1 (复旦大学现代物理研究所 上海 200433)

2 (西北核技术研究所 西安 710024)

3 (西北工业大学声学研究所 西安 710072)

4 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 首次报道一种基于反冲质子法和高速带电粒子在物质表面引起二次电子发射的高能中子探测方法,研制成功的新一代强流脉冲高能中子探测器,即介质型脉冲高能中子探测器.与传统的强流脉冲中子探测器相比,该探测器对中子的探测及信号的传输过程是在介质中完成的,因而不需要真空和高压也可以正常工作,并具有多项优异的物理性能.该探测器的输出信号来自于高能中子在聚乙烯转换靶产生的高能反冲质子和这些质子穿越电荷收集极表面时产生的部分二次电子.选择适当的卡诺吸收片和电荷收集极材料,二次电子在探测灵敏度中的份额及其随能量的变化可由实验测定.

关键词 中子探测器 反冲质子 二次电子发射

引言

现代的强流脉冲中子实验装置,如脉冲中子管、激光聚变中子源、碎裂中子源,脉冲反应堆等,能产生超强的高能脉冲中子流,其产额甚至可以高达 10^{31} n/s^{-1} ^[1]. 测量这些高强度的脉冲中子参数需要特殊的探测系统,并要求其工作在电流模式,而不是通常的计数模式.为消除高速带电粒子在飞行过程中产生的次级效应,使现有的强流脉冲高能中子探测系统正常工作,必须提供相应的真空和高压工作环境.为解决测量中的干扰问题,探测器需放置在偏离束流方向并与转换靶之间保持一定距离.这些要求在客观上限制了这类系统获得更加优异的物理性能,同时也使这些探测系统的研制加工、使用变得相对复杂,可靠性降低.例如,常规反冲质子探测系统很难同时获得亚纳秒的时间响应和 20A 以上的线性电流输出.因此,研制高性能的脉冲高能中子探测系统,必须探索新的测量方法.现有的反冲质子探测系统是通过收集反冲质子的能量或电荷来实施对中子的探测的^[3,4]. n- γ 分辨快中子探测器和裂变碎片探测器则利用收集高速带电粒子在介质表面产生的二

次电子来探测中子的^[3-5]。在介质型脉冲中子探测器的设计中,我们采用同时收集高能反冲质子及其在电荷收集极表面产生的二次电子来实现对中子的探测。这一方法为研制新一代高性能脉冲中子探测系统提供了可能。

2 介质型探测器结构与探测机理

介质型脉冲中子探测器由外壳、射线探测单元、支撑物及出、入射窗等组成。探测器对高能中子的探测是在探测单元中完成的。探测单元由前高压绝缘介质、含氢靶材料、卡阈吸收片、电荷收集极和后高压绝缘介质等 5 层介质组成。

对中子的探测原理如图 1 所示。当来自辐射通道中的脉冲高能中子与探测单元的含氢靶材料中的氢原子核相互作用时,将产生反冲质子,高能反冲质子经卡阈吸收片滤去低能部分后,进入电荷收集极,从而在回路中输出一个正的脉冲电流信号 I_p ;同时,当反冲质子从吸收片表面进入电荷收集极时,两表面都要向对方发射电子,电荷收集极得到的净电子电荷,在回路中产生一个极性为负、大小为 I_e 的脉冲电流信号,其效果将对质子信号 I_p 起抵消作用;此外,高能中子在电荷收集极两表面附近与物质发生相互作用产生 (n, p) , (n, α) 反应,将产生带电粒子发射,其中部分电荷也对输出信号有贡献,产生脉冲输出信号 I_{ps} 为直接照射电流信号,极性可正可负。通常, I_{ps} 与 I_p 及 I_e 相比要小 2—3 个量级,因而可以忽略不计。因此,探测器的脉冲电流输出信号 I 可表示为

$$I = I_p - I_e \quad (1)$$

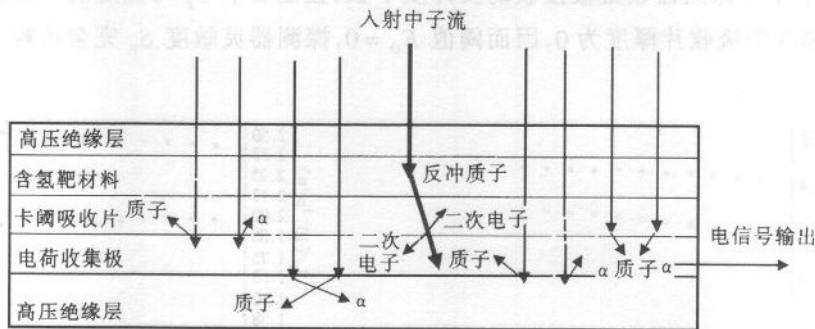


图 1 介质型快中子探测器结构及探测原理示意图

3 介质探测器性能

3.1 探测器的中子灵敏度

中子的探测灵敏度是中子探测器的重要参数,其大小及对能量的依赖关系直接决定其应用范围和性能。介质中子探测器的中子灵敏度大部分来自高能反冲质子,其对灵敏度的贡献为正;另一部分来自质子进入电荷收集极时在表面附近产生的二次电子,这一部

分对灵敏度起抵消作用,对灵敏度的贡献为负. 确定了这两部分的份额,就确定了介质型快中子探测器的中子灵敏度. 用 $S_n(E_n)$, $S_p(E_n)$ 和 $S_c(E_n)$ 分别表示探测器的总中子灵敏度份额、质子灵敏度份额和二次电子灵敏度份额,由(1)式有

$$S_n(E_n) = S_p(E_n) - S_c(E_n), \quad (2)$$

式中 $S_n(E_n) = Q/\Phi_n$, $S_p(E_n) = Q_p/\Phi_n$, $S_c(E_n) = Q_c/\Phi_n$, Q , Q_p , Q_c 分别为探测器收集到的总电荷量,质子电荷量及二次电子电荷量,单位为 C; E_n 为入射中子能量,单位为 MeV; $S_n(E_n)$, $S_p(E_n)$, $S_c(E_n)$ 的单位为 $C \cdot cm^2$,它们都与入射高能中子的能量有关; Φ_n 为进入探测器的高能中子注量,单位为 n/cm^2 .

能量为 E_n 的高能中子与转换靶中的氢原子核发生弹性散射,在出射角为 θ 方向产生的反冲质子能量 E_p 为^[6]

$$E_p = E_n \cos^2 \theta$$

其角分布

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma \cos \theta}{\pi} \left[\frac{1 + 2 \left(\frac{E_n}{90} \right)^2 \cos^2 2\theta}{1 + \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{E_n}{90} \right)^2} \right],$$

式中 θ 为质子出射方向与中子入射方向的夹角.

反冲质子在介质型中子探测器灵敏度中的份额,与中子能量、中子同含氢靶材料的作用几率、反冲质子的能量和角分布、探测阈值等因素有关. 对于给定的探测器结构参数,可用 M-C 方法较精确地算出. 典型的计算结果如图 2、图 3 所示,图中 S_p 的单位 p/n 为每一个入射中子在探测器收集极接收的反冲质子数,在图 2 中 S_p 与设定的探测器阈值密切相关. 在图 3 中吸收片厚度为 0,因而阈值 $E_{th} = 0$,探测器灵敏度 S_p 完全依赖于转换靶厚度.

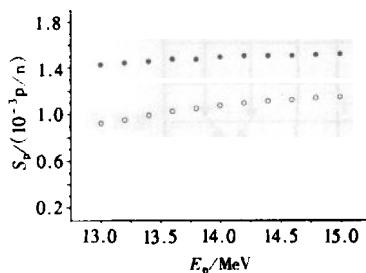


图 2 靶厚为 75 mg/cm^2 的介质型探测器灵敏度曲线

○中子阈值为 6 MeV , ●中子阈值为 8 MeV .

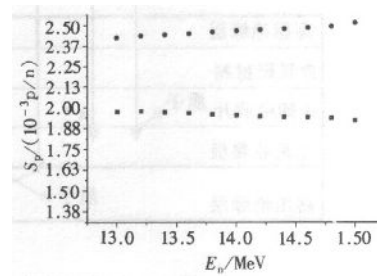


图 3 无阈值探测时典型的灵敏度曲线

●靶厚为 156 mg/cm^2 , ■靶厚为 92 mg/cm^2 .

二次电子在输出信号中的份额,实际上就是电荷收集极得到的净二次电子对输出信号的贡献. 它等于质子在阈值吸收片表面产生的向前发射的二次电子数减去质子在电荷收集极表面产生的向后发射的二次电子数,其数值与物质及其界面状况有关. 根据高速带电离子二次电子发射的理论^[7,8],高速带电离子轰击下平均每个离子在介质表面产生的二次电子数目及二次电子发射系数 Y 与其对离子的电子阻止本领成正比,可以写为

$$Y = \Lambda (dE/dx) / \cos \beta, \quad (5)$$

式中 Λ 为比例常数,对于 MeV 级高能质子,它仅与入射材料及其表面的状态有关, dE/dx 是质子在物质中的电子阻止本领, β 是带电离子相对于表面的入射角.

二次电子的发射系数与介质表面状况密切相关.材料表面吸附气体对二次电子系数有很大的影响,这种影响主要来源于对材料表面功函数和材料表面组成的改变.研究发现,功函数的改变对二次电子产额影响不大,而由于气体扩散引起的表面成分的变化有时对二次电子产额影响则很大.对于置于大气中的材料,表面吸附的是空气,二次电子产额可视为材料和空气两部分贡献的线性组合,因此,二次电子产额可写成

$$Y_1 = aY_0 + bY_{air}, \quad (6)$$

式中 Y_1 , Y_0 和 Y_{air} 分别代表空气中的靶材料、没有空气吸附时的靶材料和靶材料中的空气在离子轰击下的二次电子发射系数, a , b 为比例系数.

对于一脉冲中子束,当我们选择适当的探测单元材料组合,使质子在电荷收集极、卡阈吸收片和空气的电子阻止本领成正比时,可以证明二次电子在中子灵敏度中的份额与这一束中子产生的质子在电荷收集极表面的电子阻止本领之和成正比^[9]:

$$S_c(E_n) = (kP_c)/\Phi_n, \quad (7)$$

其中

$$P_c = \Sigma((dE/dx)_c/\cos\beta), \quad (8)$$

其数值可以通过理论计算得到.由于反冲质子在电荷收集极表面的电子阻止本领与其能量有关,而质子能量又直接受到探测器阈值的制约,因此 $P_c(E_n)$ 依赖于入射中子能量和探测器阈值.

由(7)式可知, $S_c(E_n)$ 与 P_c 成正比.比例系数 k 只有通过实验刻度才能确定.对于给定能量为 E_1 的脉冲中子束,采用比较法刻度出介质探测器的灵敏度 $S_n(E_1)$,用 M-C 计算出相应的质子灵敏度份额 $S_p(E_1)$,由(2)式,可求出中子能量为 E_1 时介质探测器的二次电子灵敏度份额

$$S_c(E_1) = S_p(E_1) - S_n(E_1). \quad (9)$$

计算给出 P_c 后,由(7)式可得到比例系数 k 及所关心的整个中子能区的 $S_c(E_n)$ 曲线

$$k = S_c(E_1)\Phi_n/P_c(E_1), \quad (10)$$

$$S_c(E_n) = (P_c(E_n)/P_c(E_1))S_c(E_1), \quad (11)$$

因此,介质探测器的中子灵敏度可以一般地表示为

$$S_n(E_n) = S_p(E_n) - (P_c(E_n)/P_c(E_1))S_c(E_1). \quad (12)$$

3.2 n- γ 分辨能力

介质中子探测器具有 n- γ 分辨能力.实现 n- γ 分辨的途径主要是 n- γ 分辨结构的选择.从图 1 可以看出,在确定聚乙烯转换靶、卡阈吸收片的厚度以后,我们可以调节前后高压绝缘介质的厚度及电荷收集极的厚度,使 γ 射线在电荷收集极产生的信号接近于零,从而实现 n- γ 分辨.为了得到最佳的 n- γ 分辨结构,还同时采用理论计算和实验测量来选择结构参数.研究表明,介质探测器的 n- γ 分辨能力为 10—50 倍,结合中子飞行时间方法,在 n, γ 混合场中测量中子流,探测器的 n, γ 信噪比可以做到 100 以上.

3.3 探测器的线性电流和时间响应

在介质探测器中,反冲质子在探测信号中占主要部分.反冲质子由于能量很高,受输出电流电场影响很小.同时,由于质子引起的二次电子发射仅发生在材料表面很薄的一层介质内(微米量级),二次电子实际飞行距离很短,输出电流电场对它的影响实际也很小.因此对介质探测器信号有贡献的高速质子和表面二次电子受输出电流的影响都很小,这决定了介质探测器具有很大的线性电流输出.类比康普顿探测器的线性电流输出,介质探测器的线性电流应在 100A 以上.在实际应用中我们已测得 50A 的电流输出,而未观察到明显的非线性,其结果如图 4 所示.

由于介质探测器的探测介质为 mm 量级,高能中子在转换靶上产生的反冲质子在其中的输运时间很短,飞行时间弥散极小.原理型探测器实测的 RC 常数为 0.2ns 左右,它对脉冲 X 射线响应的实验波形见图 5,经处理,其时间响应约 0.5ns.

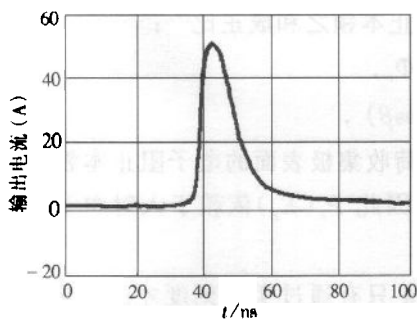


图 4 介质探测器测得的强脉冲输出信号波形

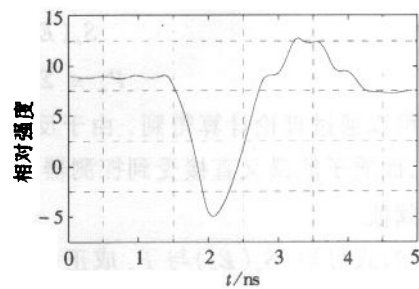


图 5 介质型探测器对脉冲 X 射线响应时间测量波形

3.4 抗干扰能力和动态范围

由于介质探测器在束流方向收集反冲质子,可以实现高卡阈.同时选择(n,p),(n,α)反应截面为 mb 的材料做电荷收集极和阈值吸收片,可使其对中子的直照灵敏度做到很小.原理型探测器对 14MeV 中子的直照灵敏度在约 $10^{-24} \text{C} \cdot \text{cm}^2$,比信号的探测灵敏度低 2—3 个量级,因而具有很强的抗辐射干扰能力.

介质探测器由于具有 100A 的线性电流输出,探测器的中子灵敏度调节范围又较宽,若再加上 200 倍的纳秒电流放大器,其测量的动态范围在满足统计性要求的情况下可覆盖 10 个量级.

4 结论

基于反冲质子-二次电子新的探测方法研制的介质型脉冲中子探测器对高能中子的整个探测过程在介质中完成,信号的收集和传输不需要真空和高压环境;选择适当的材料厚度和组合,可使 γ 射线在电荷收集极上产生的干扰信号抵消掉,经进一步研究,可望成

为一种高性能、高可靠性的脉冲高能中子探测系统。

参考文献 (References)

- 1 Lisowski P W et al. Nuclear Science and Engineering, 1990, **106**:208
- 2 Goeler S von et al. <http://www.pppl.gov/pub.report/1995-&-before/pppl-3141.pdf>
- 3 LIU Qing-Zhao. Pulse Rays Diagnosis Technology. Beijing: Science Press, 1994. 1—2, 492—530 (in Chinese)
(刘庆兆. 脉冲辐射场诊断技术. 北京: 科学出版社, 1994. 1—2, 492—530)
- 4 Paul J. Ebert, UCRL - 53724
- 5 OUYANG Xiao-Ping, HUANG Bao, CAO Jin-Yun. China Nuclear Science and Technology Report (CNIC-01214). Beijing: Atomic Energy Press, 1997, 1—6 (in Chinese)
(欧阳晓平, 黄豹, 曹锦云. 中国核科技报告 (CNIC - 01214). 北京: 原子能出版社, 1997. 1—6)
- 6 Bame S J et al. Rev. Sci. Instr., 1957, **28**:997
- 7 Sternglass E J. Phys. Rev., 1957, **108**: 1
- 8 Hasselkam D. Particle Induced Electron Emission II. in Springer Tracts in Modern Physics, Springer Verlag, 1992
- 9 OUYANG Xiao-Ping et al. A Charge-Collection Method for Measurements of Pulsed Fast-Neutron Flux. to be published

Medium-Type Pulsed Fast-Neutron Detector

OUYANG Xiao-Ping^{1,2} LI Zhen-Fu² HUO Yu-Kun¹

ZHANG Zhong-Bing^{2,3} SHEN Han-Liang⁴ ZHANG Qian-Mei²

1 (Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

2 (Northwestern Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

3 (Institute of Acoustic Engineering, Northwestern Polytechnic University, Xi'an 710054, China)

4 (Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract In this paper a newly developed medium-type pulsed fast neutron detector is proposed. The detector consists of front insulator, n-p converter, absorber, collector and rear insulator. The detection principle is based on the output signal from both recoil-protons of the n-p converter and secondary electrons induced by the recoil-protons passing the interface between the absorber and the collector. Because of its detection of fast neutrons in the medium, unlike many traditional fast neutron detectors which work in the vacuum environment, this detector has obvious advantages. It does not need vacuum environment and high voltage power supply. This makes it to be used easily. By choosing teflon as the absorber and by choosing graphite as the charge collector, the contribution of the secondary electrons to the output signal can be determined experimentally.

Key words neutron detector, recoil proton, secondary electron emission