

过零时间法的实验模拟与理论分析*

王金川 詹文龙 郭忠言 周建群 郝鸿飞
罗永锋 赵有雄 雷怀宏 刘冠华

(中国科学院近代物理研究所, 兰州重离子加速器国家实验室 兰州 730000)

1994-05-09 收稿

摘 要

介绍了过零时间法的原理及在重离子核反应中的应用, 通过精密脉冲发生器对过零时间法进行了模拟检验, 并用 Laplace 变换方法对过零时间法进行了理论分析计算, 模拟和分析都取得了满意的结果。

关键词 粒子鉴别, 过零时间法, Laplace 变换方法。

1 引 言

在重离子核反应碰撞机制的研究中, 轻带电粒子发射是一个很重要的方面^[1]。随着入射核轰击能量的增加, 核反应中出射轻带电粒子的多重性增加, 出射粒子的能量也大为增加, 这就使得通常采用的气体探测器或硅探测器不能满足核物理实验的需要。闪烁探测器具有抗辐射能力强、阻止本领高和价格便宜等优点, 它们在中能重离子核物理实验中重新受到重视。人们利用不同类型的闪烁体构造出多种组合的闪烁探测器, 建立了多种轻带电粒子的鉴别技术和方法。例如, 根据快、慢塑料闪烁体光衰减时间相差很大的特性, 设不同时间宽度的门, 对快慢成份分别积分鉴别粒子的 phoswich 探测器^[2]; 根据 CsI(Tl)、BaF₂ 晶体自身含有两种不同发光成份, 利用快慢成份关联技术鉴别粒子的 CsI(Tl) 闪烁体探测器^[3]和 BaF₂ 闪烁体探测器^[4]; 还有本文将讨论的采用过零时间法的 CsI(Tl) + PD 阵列探测器^[5]。我们将过零时间法应用于 ⁴⁰Ar(25MeV/u) 诱发核反应中, 对出射的轻带电粒子得到了较好的鉴别, 并用精密脉冲发生器 ORTEC 448 电荷端子 (Charge Terminator) 输出模拟闪烁体探测器光二极管 (PD) 的输出信号对过零时间法进行了模拟测量, 同时利用信号传输理论的 Laplace 变换方法分析过零时间法的电子学网络, 对测量结果进行了理论拟合, 都得到了满意的结果。

2 过零时间法在中能重离子核反应中的应用

2.1 过零时间法的原理

过零时间法已发展成为中能重离子核反应中出射轻带电粒子的一种重要粒子鉴别方

* 国家自然科学基金资助。

法。众所周知,有些闪烁体被带电粒子激发产生荧光脉冲,光脉冲的衰减有两种与粒子类型相关的持续时间不同的快慢成份,对于用光二极管读出的闪烁探测器来说,电流信号经前置放大器积分后变成电压信号,对于不同类型入射带电粒子,电压信号的上升时间和幅值会有所不同,二次微分后所得到的双极信号过零点的时间对应于原信号的上升时间,不同种类的带电粒子过零时间也有所不同,这样就可以利用不同带电粒子形成的信号过零时间来鉴别它们^[6]。这就是粒子鉴别的过零时间法。

2.2 过零时间法的实验模拟测量

如前所述,带电粒子进入 CsI(Tl)闪烁体后激发的荧光脉冲存在持续时间不同的快慢两种衰减成份,例如,质子和 α 粒子的慢成份的衰减时间都为 $7\mu\text{s}$,快成份的衰减时间分别为 $0.60\mu\text{s}$ 和 $0.43\mu\text{s}$ 。可以看出,不同轻带电粒子过零点的差别主要是由快成份的衰减时间的差异而造成的。如图1所示,用 ORTEC 448 精密脉冲发生器替换 CsI(Tl)+PD 闪烁体探测器作为输入部分,脉冲发生器的输出信号经电荷端子变成等效电流信号馈入前置放大器进行积分,积分后的电压信号经主放大器向后传输。其中, I 路通过延迟线放大器给出快定时信号 t_{01} , II 路为经主放大器滤波成形给出的双极电压信号,它被送入脉冲形状分析器后得到信号过零点 t_{02} ,由两个定时信号 t_{01} 、 t_{02} 就可以得到信号的过零时间, III 路为放大器输出的单极电压信号送入脉冲幅度分析器进行幅度分析。模拟测量时通过调节发生器脉冲上升时间参量 (Rise Time) 来模拟不同带电粒子的快成份的衰减时间,调节脉冲幅度参量 (Pulse Height) 来模拟入射带电粒子的不同能量。具体

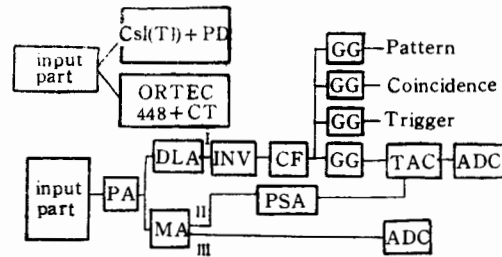


图1 测量轻带电粒子的电子学框图

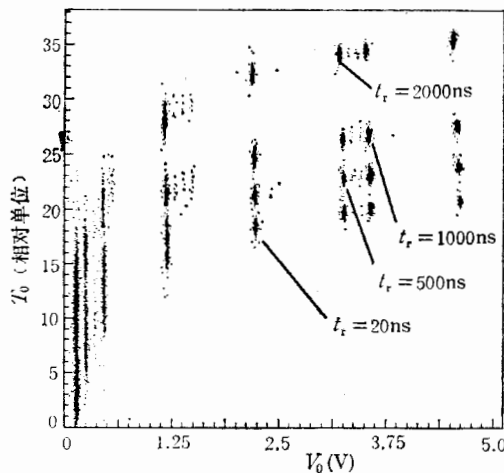


图2 ORTEC + Charge Terminator 对过零时间法的实验模拟测量

测量时首先固定上升时间参量 (如选定 $t_r = 20\text{ns}$), 离散地选定若干个脉冲幅度 (本实验为 8 个) 进行测量, 重新设置上升时间参量后, 重复变换脉冲幅度, 共测 32 个点。在每一个点测量时要停留一定时间, 以达到一定的统计。从图 2 可以看出, 对应于不同上升时间的“假想”粒子被清楚地分开, 表明过零时间法及相应的电子学线路是可行和可靠的。

2.3 Laplace 变换方法对模拟实验测量结果的分析

Laplace 变换是分析网络系统信号时域响应的一种常用方法, 它在物理、力

学以及工程技术等领域都有广泛的应用。下面就用这种方法来分析实验测量结果。

设脉冲的上升时间为 t_r , 脉冲器输出信号的幅值为 V_0 , 电荷端子的电容为 C_c , 则脉冲器输出信号可近似表达为 $V_0(t) = V_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$ (略去信号长时间拖尾部分), 其中 $\tau = t_r / \ln 9$, 电荷端子的等效电流信号为:

$$I(t) = C_c \frac{dV_0(t)}{dt} = C_c \frac{V_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (1)$$

(1) 式经 Laplace 变换

$$I(s) = C_c \frac{V_0}{\tau} \cdot \frac{1}{\left(s + \frac{1}{\tau}\right)}, \quad (2)$$

电流 $I(t)$ 进入前置放大器后形成电压信号

$$V(t) = \frac{1}{C_f} \int_0^t I(t) dt = \frac{C_c V_0}{C_f \tau} \int_0^t e^{-\frac{t}{\tau}} dt, \quad (3)$$

其中, C_f 为电荷灵敏前置放大器的积分电容, 相应于 $V(t)$ 的 Laplace 变换表达式

$$V(s) = \frac{C_c V_0}{C_f \tau} \cdot \frac{1}{s \left(s + \frac{1}{\tau}\right)}, \quad (4)$$

电子学网络的传输函数为

$$H(s) = \frac{s \left(s + \frac{1}{\tau_d}\right)}{\left(s + \frac{3}{\tau_0}\right) \left(s + \frac{1}{\tau_0}\right)^2 \left[s + \frac{(1-kj)}{\tau_0}\right] \left[s + \frac{(1+kj)}{\tau_0}\right]}, \quad (5)$$

$k = 0.8$, $\tau_d = 500 \mu\text{s}$, 为前置发生器的衰减时间常数^[7], $\tau_0 = 6 \mu\text{s}$ 为主放大器的成形时间常数, 主放大器的双极电压信号输出

$$V_b(s) = V(s) \cdot H(s), \quad (6)$$

对(6)式 laplace 逆变换, 可得双极电压信号 $V_b(t)$

$$\begin{aligned} V_b(t) = \frac{C_c V_0}{C_f} & \left[M_{b1}(\tau, \tau_d, \tau_0) e^{-\frac{t}{\tau}} + M_{b2}(\tau, \tau_d, \tau_0) e^{-\frac{3t}{\tau_0}} + M_{b3}(\tau, \tau_d, \tau_0) e^{-\frac{t}{\tau_0}} \right. \\ & + M_{b4}(\tau, \tau_d, \tau_0) t e^{-\frac{t}{\tau_0}} + M_{b5}(\tau, \tau_d, \tau_0) e^{-\frac{t}{\tau_0}} \cos\left(\frac{kt}{\tau_0}\right) \\ & \left. + M_{b6}(\tau, \tau_d, \tau_0) e^{-\frac{t}{\tau_0}} \sin\left(\frac{kt}{\tau_0}\right) \right]. \quad (7) \end{aligned}$$

其中, $M_{bi} (i = 1, 2, \dots)$ 是与 τ, τ_d, τ_0 等有关的常数。给定 t_r, V_0 , 计算出双极电压信号 $V_b(t)$ 的过零时间 t_0 , 图 3 给出了当 t_r 分别取 20、500、1000、2000ns 时的过零时间点 t_0 随输出信号的幅值 V_0 的变化曲线, 图中的标记点分别代表着图 2 相应斑点位置的平均值。与理论计算值比较, 当 t_r 等于 20、500、1000、2000ns 时, 标记点最大偏离值偏离程度分别为 6.1%、8.31%、7.47% 及 8.52%。模拟实验的测量误差除了来自系统电子学噪声以外, 主要来自于恒比甄别器阈的漂移、脉冲形状分析器和时幅转换器的时间游动等因素。计算结果显示, 当 V_0 小于 1.25V 时, 过零时间 t_0 随 V_0 的增加上升得较快。相应

地,不同的“假想”粒子的过零时间的差别 $\Delta(t_0)_i$ (i 代表不同的“假想”粒子)也在非常显著地增加,当 V_0 大于 1.25V 时, t_0 随 V_0 的变化趋于平缓,不同的“假想”粒子的过零时间的差别 $\Delta(t_0)_i$ 保持在较高的水平,并略有增加。这与模拟实验的测量结果基本一致。

2.4 中能重离子核反应实验测量结果

如前所述,闪烁探测器输出的脉冲波形参量,如脉冲的上升时间和入射粒子的种类有关。在模拟实验中发生器电荷端子产生的等效电流信号与闪烁探测器输出的入射带电粒子的电流脉冲信号既有联系、又有区别。入射带电粒子的电流脉冲信号在时间特性和幅度分布上都具有随机性的特点,而脉冲发生器电荷端子产生的等效电流信号的时间特性和幅值大小都是人为调节的,在某一测量点是固定的,不具有随机性的特点。我们仅是利用二者波形可类比的特点,改变发生器

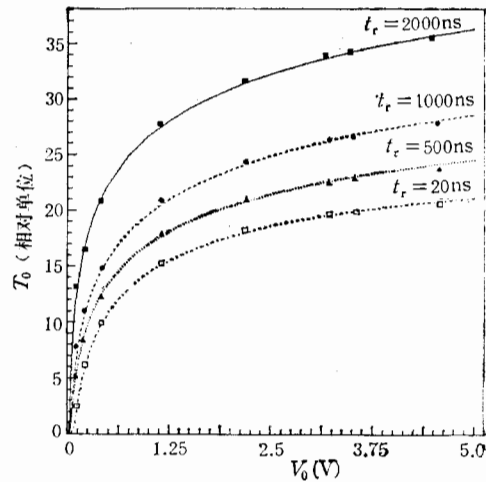


图3 过零时间法的理论模拟计算
实验点取自图2

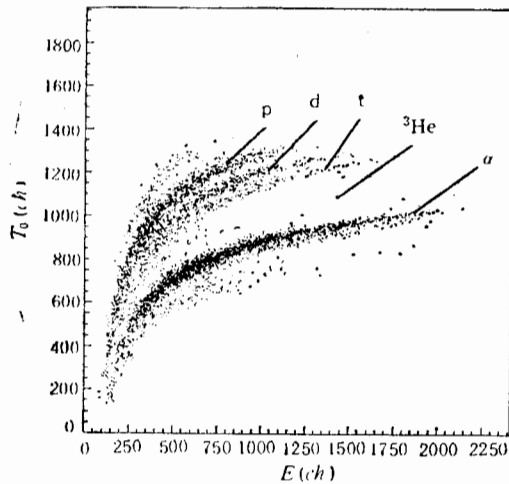


图4 CsI(Tl)的光输出与过零时间法的
关联散布图

输出信号上升时间的数值达到模拟入射带电粒子的波形形状参量的目的,由于“假想”粒子的上升时间是人为给定的,所以,它具有理想化的色彩,并不代表某一真正的带电入射粒子。通过模拟实验测量,我们可以在物理实验前检验过零时间法的可行性,减少物理实验时仪器参数调节的盲目性,节省束流时间,提高实验效率。物理实验测量是在兰州近物所中能重离子加速器的大面积位置灵敏电离室终端 (TR4) 上进行的。用入射能量为 25MeV/u 的 ^{40}Ar 轰击 ^{58}Ni 、 ^{115}In 、 ^{197}Au 等靶,一个 6×6 单元的 CsI(Tl) + PD 阵列探测器用于测量轻带电粒子,该阵列探测器中心位于 $\theta_{\text{lab}} = 31.5^\circ$,到靶心距离 32.5cm。阵列探测器任一单元的电子学框图由图1给出。实验中发现,信号的过零时间对主放大器成形时间常数等参量的选取比较灵敏,当取成形时间常数为 $6\mu\text{s}$ 时,可以很好地鉴别轻带电粒子^[6]。图4给出了过零时间法对 $^{40}\text{Ar} + ^{115}\text{In}$ 反应出射轻带电粒子的测量结果,从图中可以看出, p、d、t、 ^3He 、 α 等带电粒子被清楚地鉴别。

我们仅是利用二者波形可类比的特点,改变发生器输出信号上升时间的数值达到模拟入射带电粒子的波形形状参量的目的,由于“假想”粒子的上升时间是人为给定的,所以,它具有理想化的色彩,并不代表某一真正的带电入射粒子。通过模拟实验测量,我们可以在物理实验前检验过零时间法的可行性,减少物理实验时仪器参数调节的盲目性,节省束流时间,提高实验效率。物理实验测量是在兰州近物所中能重离子加速器的大面积位置灵敏电离室终端 (TR4) 上进行的。用入射能量为 25MeV/u 的 ^{40}Ar 轰击 ^{58}Ni 、 ^{115}In 、 ^{197}Au 等靶,一个 6×6 单元的 CsI(Tl) + PD 阵列探测器用于测量轻带电粒子,该阵列探测器中心位于 $\theta_{\text{lab}} = 31.5^\circ$,到靶心距离 32.5cm。阵列探测器任一单元的电子学框图由图1给出。

3 结 论

本文对过零时间法进行了较详细的研究。给出了 CsI(Tl) + PD 阵列探测器构成的过零时间法在中能重离子核反应实验中的测量结果。通过精密脉冲发生器对过零时间法进行了模拟检验,在此基础上引入信号处理理论的 Laplace 变换方法分析了过零时间法鉴别轻带电粒子的网络系统,从理论上剖析了模拟实验测量结果。上述研究表明,用 CsI(Tl) + PD 阵列探测器构成的过零时间法是一种思路清晰,构型简单的粒子鉴别方法,这种方法探测阈比 phoswich 的快慢门法低,而比具有快慢两种衰减成份的晶体的快慢门法粒子鉴别能力强。可以预计,在今后的重离子物理实验中这种方法将得到广泛的运用。

作者感谢 HIRFL 的全体人员为本实验提供品质良好的 ^{40}Ar 离子束;感谢 NIM 库的苏弘同志的大力协助。

参 考 文 献

- [1] R. Wada et al., *Nucl. Phys.*, **A539** (1992) 316.
- [2] F. Saint-Laurent and the INDRA Collaboration, 1994, GANIL P94-04. International Workshop XXII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January, (1994).
- [3] C. A. Pruneau et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A297** (1990) 404.
- [4] Liu Guanhua et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A322** (1992) 243.
- [5] Xi Hongfei et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A320** (1992) 504.
- [6] Wang Jinchuan et al., *Chinese Journal of Nuclear Physics*, **15** (1993) 121.
- [7] EG&G ORTEC, *Model 572 Spectroscopy Amplifier and Pile-up Rejector Operating and Service Manual*, P3.

Experimental Simulation and Theoretical Analysis of the Zero-Crossing Timing Method

Wang Jinchuan Zhan Wenlong Guo Zhongyan Zhou Jianqun

Xi Hongfei Luo Yongfeng Zhao Youxiong Lei Huaihong Liu Guanhua

(National Laboratory of Heavy Ion Accelerator in Lanzhou, Institute of Modern Physics,

The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Received 9 May 1994

Abstract

The principle of Zero-Crossing Timing Method (ZCTM) and the applications of ZCTM to heavy ion nuclear reaction experiments are presented. ORTEC 448 Research Pulser with the Charge Terminator attached was employed in the simulating test measurement of ZCTM. The Laplace transform theory was introduced to account for the simulating experimental data by means of analysing the electronics network of ZCTM. Good agreement was obtained on calculation and simulation

Key words particle identification, zero-crossing timing method, Laplace transform method.