

正比计数管的脉冲形状甄别技术

谭 伦 昌

(中国科学院上海天文台)

摘 要

分析计数管的输出电流脉冲形状表明, 如果选择适宜的计数管充气或采用带漂移空间的计数管, 即使在低能X射线和高能荷电粒子同时存在的情况(如穿越辐射X射线的探测)下也有可能实现其间的分辨。

引 言

近年来, 为了分辨混合辐射场中不同射线的性质, 迅速发展了脉冲形状甄别技术^[1]。在不同类型的探测器中实现分辨的物理基础是不同的, 本文仅讨论在正比计数管中低能X射线和高能荷电粒子间的分辨问题, 一般认为它是基于高能荷电粒子电离路径长、低能X射线光电子电离集中于局部区域所引起的输出脉冲形状差别来实现的。自然两者差别愈明显, 实现分辨愈容易, 但实验发现这种差别并不总是明显的, 即便快电子的输出电流脉冲也显示尖锐的上升、下降^[2], 产生这种情况的原因何在呢? 加之, 当低能X射线和高能荷电粒子同时存在于探测器中(如穿越辐射X射线的探测^[3])时, 能否仍然使用脉冲形状甄别技术来实现其间的分辨呢? 本文试图通过计数管输出电流脉冲形状分析来研究这些问题。

一、基本假定

1. 在空间电荷影响可以忽略时, 计数管输出电流应为管中同时存在的不同射线贡献的叠加。
2. 暂不考虑初级电离和雪崩放大过程的统计涨落, 仅讨论输出电流的统计平均行为。
3. 拟甄别X射线的能量约为10千电子伏, 在充大气压下氙气管中其光电子电离区域的尺度不大于1毫米。考虑此能区X射线的原因是
(1)在通常尺寸管中充气对它们有足够的吸收效率。
(2)穿越辐射X射线的能谱峰值(特别是辐射体采用铍时^[4])恰在此区。

在气体中光电子也会受到强烈的散射,不可能准确决定其射程^[5],但其电离集中区域(所谓光电子形成电子团)的尺度必小于在连续慢化近似(Continuous Slow-Down Approximation)下电子的射程^[6],故此假定合理。

4. 在计数管充气中电子迁移速度 v_c 随电场强度

$$E = \frac{V}{\ln \frac{b}{a}} \frac{1}{r} \tag{1}$$

(式中 V 为外加电压、 r 为径向位置、 b 、 a 分别为管阴极及丝极半径)的变化十分复杂^[5],考虑到当 E 大于某定值 E_c (对大气压下氙气来说, $E_c \sim 1.6$ 千伏/厘米^[7]) 时 v_c 常趋于常数,而据(1)式 E_c 又将对应一 r_c ,因此我们假定

(1) 当 $r \leq r_c$ 时、 $v_c = \bar{v}_{c0} = \text{常数}$,因此 $t = r/\bar{v}_{c0}$, $t_c = r_c/\bar{v}_{c0}$ 。

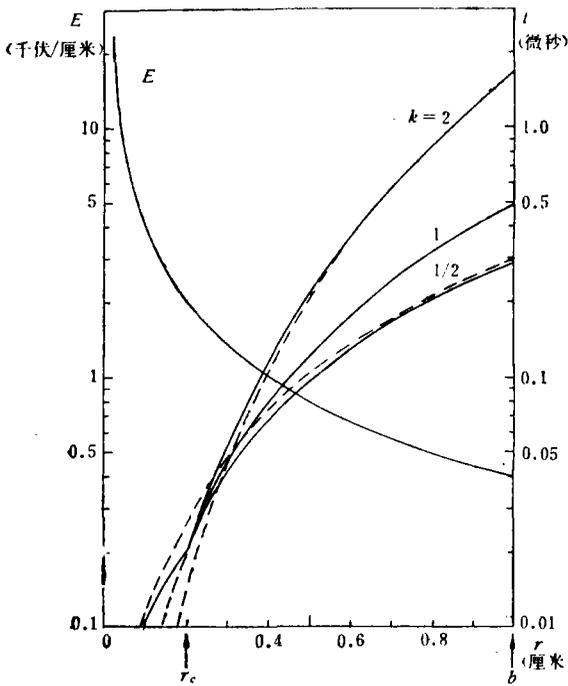


图 1 在圆柱形计数管中 E 、 t 随 r 的变化,示例管参数见正文说明,虚线是 $t = C_k r^{(k+1)}$ 近似

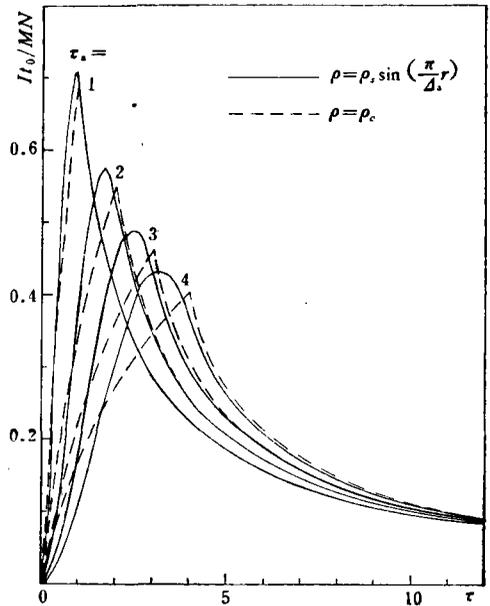


图 2 在 $r \leq r_c$ 处产生光电子的输出电流脉冲

(2) 当 $r_c < r \leq b$ 时, $v_c = \mu_k E^k$ (μ_k 为比例常数),如令

$$C_k = \frac{1}{(k+1)} \frac{1}{\mu_k} \left(\frac{\ln \frac{b}{a}}{V} \right)^k, \tag{2}$$

$$t = t_c + C_k (r^{(k+1)} - r_c^{(k+1)}), \tag{3}$$

常可近似 $t = C_k r^{(k+1)}$ 。 k 值的意义是

(A) $k = 1/2$ 是从分子运动论近似导出的理论关系^[8]。

(B) $k = 1$ 即取离子迁移率的关系为近似^[5]。

(C) $k = 2$ 反映在某些气体中 v_c 随 E 急剧增加的情况^[9].

参考我们在 Px289/Xe 型充氙计数管上的实验结果^[10], 本文所取示例管的参数是: $b = 1$ 厘米, $\ln(b/a) = 5$, $V = 2$ 千伏, $\bar{v}_{e0} = 10$ 厘米/微秒, 且要求 $E_c = 2$ 千伏/厘米时 $v_c = 5$ 厘米/微秒. 图 1 是示例管中 E 、 t 随 r 的变化.

二、X 射线光电子的电流脉冲

根据光电子产生点径向位置 r 的不同, 可分为

1. $r \leq r_c$

如取 N 个电子同时到达丝极的时刻为时间零点, 它们所引起的输出电流^[5]

$$I = M \frac{N}{t + t_0}, \quad (4)$$

式中

$$M = Ae / \ln \frac{b}{a}, \quad t_0 = a^2 \ln \frac{b}{a} / 2V\mu_+,$$

A 为气体放大因子, e 为电子电荷, t_0 为计数管特征时间常数, μ_+ 为管充气正离子的迁移率. 示例管 t_0 取 5 毫微秒.

如光电子形成电子团的径向尺度为 Δ_a , 团内电子总数为 N , 且以团内最初一个电子到达丝极时刻为时间零点, 当

(1) 假定电子径向线密度 $\rho = \rho_c = N/\Delta_a =$ 常数, 则团内位于 r 到 $r + dr$ 间的 $\rho_c dr$ 个电子将滞后 r/\bar{v}_{e0} 时间到达丝极, 引起电流

$$dI = M \frac{\rho_c dr}{t - \frac{r}{\bar{v}_{e0}} + t_0}. \quad (5)$$

令 $\tau = t/t_0$, 且注意团内电子最大迁移时间 $\tau_a = \Delta_a/(t_0\bar{v}_{e0})$, 就有

$$I = \frac{MN}{t_0} \frac{1}{\tau_a} \ln(1 + \tau), \quad (\tau \leq \tau_a) \quad (6)$$

$$I = \frac{MN}{t_0} \frac{1}{\tau_a} \ln\left(1 - \frac{\tau_a}{\tau + 1}\right)^{-1}. \quad (\tau > \tau_a) \quad (7)$$

(2) 假定从计数管横截面上看团内电子均匀分布在直径为 Δ_a 的圆内, 则 $\rho = \rho_s \sin(\pi r/\Delta_a)$, 而 $\rho_s = \pi\rho_c/2$,

$$I = \frac{MN}{t_0} \frac{\pi}{2} \frac{1}{\tau_a} \int_0^{\frac{\tau_a \pi}{\tau}} \frac{\sin \theta d\theta}{\frac{\pi}{\tau_a}(\tau + 1) - \theta}, \quad (\tau \leq \tau_a) \quad (8)$$

$$I = \frac{MN}{t_0} \frac{\pi}{2} \frac{1}{\tau_a} \int_0^{\pi} \frac{\sin \theta d\theta}{\frac{\pi}{\tau_a}(\tau + 1) - \theta}. \quad (\tau > \tau_a) \quad (9)$$

注意

(1) 当 $\tau \gg \tau_a$ 时, (7)、(9) 式均能约化为 (4) 式, 此显然是合理的.

(2) 如固定 t_0 、 N , 随着 Δ_a 的加大 (仍满足 $\Delta_a \leq r_c$ 条件) 所引起 I 的变化见图 2, 输

出电流脉冲的幅度 I_M 和下降沿受团内电子分布影响较小。

2. $r > r_c$

此时光电子形成电子团的尺度在团移向丝极过程中会逐渐扩大。事实上，如假定在 r 处团的径向尺度为 Δ_r ，到达 r_c 时变为 Δ_c ，据 (3) 式就有

$$r^{(k+1)} - r_c^{(k+1)} = (r + \Delta_r)^{(k+1)} - (r_c + \Delta_c)^{(k+1)},$$

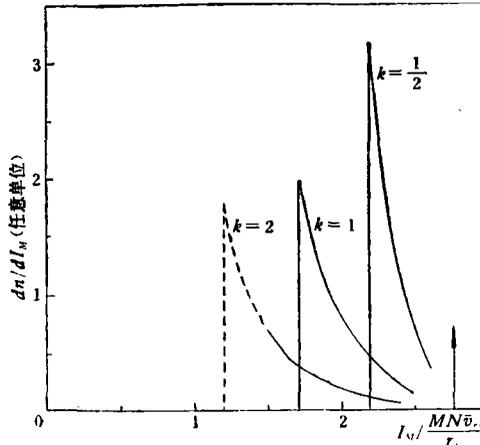


图 3 在示例管中仅考虑非均匀电场所导致的 I_M 谱形变化，假定管内光电子均匀产生， $\Delta_r = 0.5$ 毫米，箭头表示单能光电子理想线谱的位置，虚线表示 Δ_c 已大于 r_c 情形

当 $\Delta_r/r \ll 1$ 时，

$$\frac{\Delta_c}{r_c} = \left[(k + 1) \left(\frac{\Delta_r}{r_c} \right)^k + 1 \right]^{\frac{1}{k+1}} - 1. \tag{10}$$

一般来说大部分光电子的产生点总满足 $r > r_c$ 条件，上述因素将导致输出电流脉冲的形状变化，容易发现这种变化正好用图 2 的 τ_a 增大来描述。因此，如果简单假定管内光电子均匀产生，从 (6)、(10) 式即可计算单能光电子 I_M 理想线谱的展宽情况(图 3)，可见不仅 I_M 的数值减小，且分布也展宽成不对称形状。 k 愈大、输出电流脉冲的形状变化趋势愈剧烈。我们在 Px289/Xe 型管中发现^[10] 能量在 5 千电子伏左右的光电子电流脉冲形状近于图 2 实线， $\tau_m t_0 \sim 15$ 毫微秒，且与 $\tau_a \sim 4$ 、 $t_0 \sim 5$ 毫微秒不矛盾。结合下述 $\bar{v}_{e0} \sim 10$ 厘米/微秒、 $k \sim 1$ 估计还可知 $\Delta_r \sim 0.5$ 毫米。此外我们也注意到 I_M 的非对称谱形。

当然，扩散效应也会导致团的扩大，但如以经典扩散理论或漂移室的实验结果来估计^[11]，可知在示例管中当 $k \leq 1$ 时此种扩大小于 0.5 毫米，其影响似较上述非均匀电场作用小。

三、高能荷电粒子的电流脉冲

1. 荷电粒子横穿计数管丝极入射

假定粒子的比电离 $\rho_c =$ 常数，类似上节取定时间零点，则输出电流 I 按时间划分为

(1) $\tau \leq \tau_c$, 类似 $r \leq r_c$ 光电子的处理,

$$I = 2M\rho_e\bar{v}_{e0} \ln(1 + \tau), \quad (11)$$

(2) $\tau_c < \tau \leq \tau_{b,k}$ ($\tau_{b,k} = t_{b,k}/t_0 = C_k b^{(k+1)}/t_0$ 是管内电子的最大迁移时间), 此时 $r \leq r_c$ 区电子留下的贡献是

$$I_{\tau}^* = 2M\rho_e\bar{v}_{e0} \ln\left(1 - \frac{\tau_c}{\tau + 1}\right)^{-1}, \quad (12)$$

$r_c < r \leq b$ 区电子的贡献是

$$I_{II,k} = \frac{2M\rho_e}{t_0} \int_{r_c}^r \frac{dr}{\tau + 1 - \frac{C_k}{t_0} r^{(k+1)}}, \quad (13)$$

式中 $r_c = (t_0\tau_c/C_k)^{1/(k+1)}$, $r = (t_0\tau/C_k)^{1/(k+1)}$,

$$I = I_{\tau}^* + I_{II,k}. \quad (14)$$

(3) $\tau > \tau_{b,k}$, 管内全部电子均被丝极收集完毕,

$$I = I_{\tau}^* + I_{II,k}^*, \quad (15)$$

$$I_{II,k}^* = \frac{2M\rho_e}{t_0} \int_{r_c}^b \frac{dr}{\tau + 1 - \frac{C_k}{t_0} r^{(k+1)}}, \quad (16)$$

注意 $b = (t_0\tau_{b,k}/C_k)^{1/(k+1)}$.

定义

$$F_A(X, Y) = \ln \frac{(X+1)^{\frac{1}{2}} + (X+1)^{\frac{1}{2}}Y^{\frac{1}{2}} + Y^{\frac{1}{2}}}{[(X+1)^{\frac{1}{2}} - Y^{\frac{1}{2}}]^2},$$

$$F_B(X, Y) = \ln \frac{(X+1)^{\frac{1}{2}} + Y^{\frac{1}{2}}}{(X+1)^{\frac{1}{2}} - Y^{\frac{1}{2}}},$$

$$F_C(X, Y) = 2\sqrt{3} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{(X+1)^{\frac{1}{2}} - 2Y^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{3}(X+1)^{\frac{1}{2}}},$$

$$K_{\frac{1}{2}} = \frac{2M\rho_e}{3C_{\frac{1}{2}}^{1/2}t_0^{1/3}}, \quad K_1 = \frac{M\rho_e}{C_1^{1/2}t_0^{1/2}}, \quad K_2 = \frac{M\rho_e}{3C_2^{1/3}t_0^{2/3}},$$

就有

$$I_{II,\frac{1}{2}} = K_{\frac{1}{2}}(\tau + 1)^{-\frac{1}{2}} [F_A(\tau, \tau) - F_A(\tau, \tau_c) - F_C(\tau, \tau) + F_C(\tau, \tau_c)],$$

$$I_{II,\frac{1}{2}}^* = K_{\frac{1}{2}}(\tau + 1)^{-\frac{1}{2}} [F_A(\tau, \tau_{b,\frac{1}{2}}) - F_A(\tau, \tau_c) - F_C(\tau, \tau_{b,\frac{1}{2}}) + F_C(\tau, \tau_c)],$$

$$I_{II,1} = K_1(\tau + 1)^{-\frac{1}{2}} [F_B(\tau, \tau) - F_B(\tau, \tau_c)],$$

$$I_{II,1}^* = K_1(\tau + 1)^{-\frac{1}{2}} [F_B(\tau, \tau_{b,1}) - F_B(\tau, \tau_c)],$$

$$I_{II,2} = K_2(\tau + 1)^{-\frac{2}{3}} [F_A(\tau, \tau) - F_A(\tau, \tau_c) + F_C(\tau, \tau) - F_C(\tau, \tau_c)],$$

$$I_{II,2}^* = K_2(\tau + 1)^{-\frac{2}{3}} [F_A(\tau, \tau_{b,2}) - F_A(\tau, \tau_c) + F_C(\tau, \tau_{b,2}) - F_C(\tau, \tau_c)].$$

示例计数管中 I 随 τ 的变化见图 4, 可见 k 愈大, I 随 τ 下降愈迅速, 和光电子脉冲的区别就愈小. 在 Px289/Xe 型管中, I 达峰值的时间为 20 毫微秒, 如 $r_c \sim 0.2$ 厘米则 $\bar{v}_{e0} \sim 10$ 厘米/微秒. t_b 约为 0.35—0.40 微秒 (相当 τ_b 为 70—80), 由于此管 b 略小于 1 厘米故 $k \sim 1$.

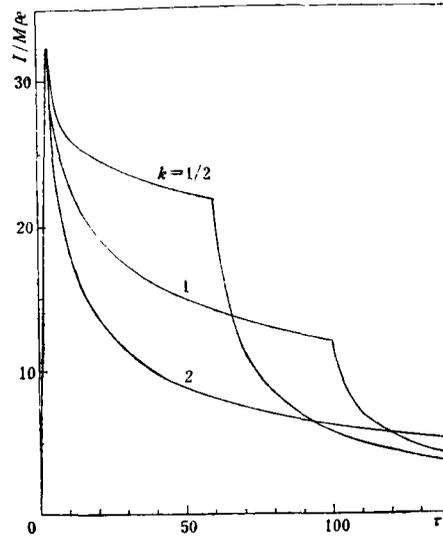


图4 在示例管中,高能荷电粒子准直横穿丝极时的输出电流脉冲

2. 荷电粒子非对心入射

为简化计仍假定粒子轨迹垂直于管轴线,从丝极到轨迹的垂直距离为 h (图 5), 令

$$\tau_{h, k} = C_k h^{(k+1)} / t_0,$$

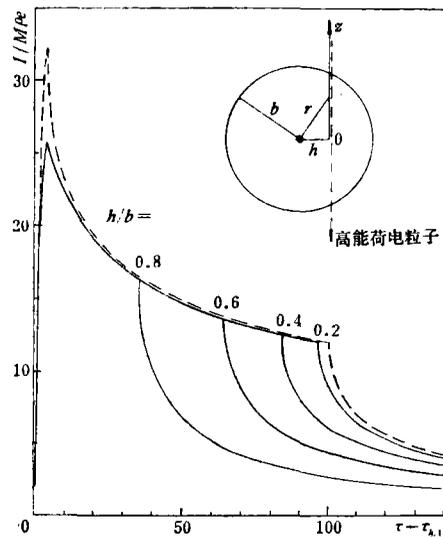


图 5 在示例管中,高能荷电粒子非对心入射时的输出电流脉冲,假定 $k = 1$, 虚线是粒子准直横穿丝极情形

输出电流 I 为

$$I = \frac{2M\rho_e}{t_0} \int_0^Z \frac{dZ}{\tau + 1 - \frac{C_k}{t_0} \left[\left(\frac{t_0}{C_k} \tau_{h,k} \right)^{\frac{2}{k+1}} + Z^2 \right]^{\frac{k+1}{2}}}, \quad (17)$$

式中

$$Z = \left(\frac{t_0}{C_k} \right)^{\frac{1}{k+1}} (\tau^{\frac{2}{k+1}} - \tau_{h,k}^{\frac{2}{k+1}}), \quad (\tau \leq \tau_{b,k})$$

$$Z = \left(\frac{t_0}{C_k} \right)^{\frac{1}{k+1}} (\tau_{b,k}^{\frac{2}{k+1}} - \tau_{h,k}^{\frac{2}{k+1}}), \quad (\tau > \tau_{b,k})$$

以下仅举 $k=1$ 为例。此时如令 $\tau' = \tau - \tau_{h,1}$ (即以粒子轨迹上最初一个电子到达丝极时刻为时间零点) 就有

$$I = K_1(\tau' + 1)^{-\frac{1}{2}} F_B(\tau', \tau'), \quad (\tau' \leq \tau_{b,1} - \tau_{h,1})$$

$$I = K_1(\tau' + 1)^{-\frac{1}{2}} F_B(\tau', \tau_{b,1} - \tau_{h,1}), \quad (\tau' > \tau_{b,1} - \tau_{h,1})$$

如图5, I 随 τ 的变化与粒子准直横穿丝极时相似, 仅脉冲下降沿中拐点前移 $(h/b)^2$ 。

四、讨 论

1. 本文结果指出, 为了改善低能X射线和高能荷电粒子间的分辨, 选择 v_e 随 E 缓慢变化的气体作为计数管充气是适宜的。

2. 当避开荷电粒子电流脉冲最初陡峭变化部分后是能够分辨“载运”在其上的光电子脉冲、从而在两者同时存在时实现其间甄别的, 这点似将有助于阈式穿越辐射探测器^[12]的研制。

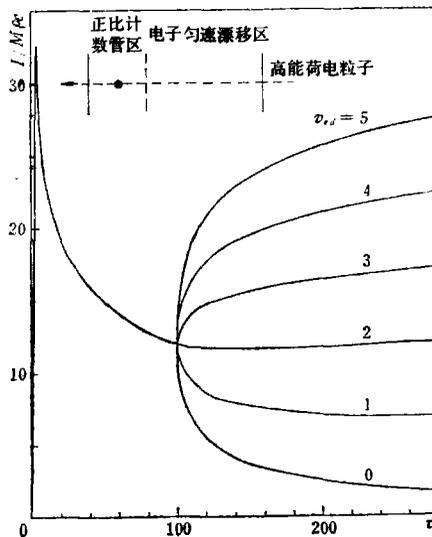


图6 在示例计数管附加漂移空间后, 高能荷电粒子准直横穿丝极时的输出电流脉冲, 假定 $k=1$, v_{ed} 的单位为厘米/微秒

3. 图 6 是在带漂移空间的计数管中假定 $k = 1$ 、漂移区 $v_c = v_{cd}$ 时的高能荷电粒子输出电流脉冲形状。若满足 $v_{cd} = C_1^{-1/2} v_{b,1}^{1/2}$ 条件时脉冲下降沿将不存在拐折, 而漂移区电场又不会对光电子形成的电子团产生附加的扩大, 因此可能显著地改善甄别。附加漂移区的长度受空间电荷效应限制^[11]。

4. 当考虑初级电离过程的统计涨落时, 由于打击电子能模拟光电子事件, 故其影响最为严重, 按卢瑟夫公式^[13]估计相对论性单电荷粒子准直横穿示例计数管时能量大于 10 千电子伏的打击电子产生几率约为 7.5%。

作者对何泽慧先生、李惕碚同志的支持, 潘醒华同志的热情帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 佃正昊、村上浩之, *Radioisotopes*, **21** (1972), 186.
- [2] S. Dhawan, *IEEE Trans. on Nucl. Scien.*, NS—**20** (1970), 167.
- [3] H. Uto, et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **97** (1971), 389.
- [4] Zatsepin, V. I., in *Proc. 14th Inter. Conf. on Cosmic Rays, Hamburg* (1975), 2836.
- [5] Фюндер, Э. и., Нейберг, Г., *Счетчики Излучений*, (1961).
- [6] M. J. Berger and Seltzer, S. M., *NASA SP—3012* (1964).
- [7] A. Breskin et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **124** (1975), 189.
- [8] D. H. Wilkinson, *Ionization Chamber and Counters*, (1950).
- [9] W. English, and G. Hanna, *Canada J. Phys.*, **31** (1953), 768.
- [10] 谭伦昌、蔡邦鉴, “穿越辐射 X 射线和粒子直接电离损失的分辨” (1975), 中国科学院高能物理研究所(未发表)。
- [11] G. Chapark et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **108** (1973), 413.
- [12] Yuan, L. C. L. (袁家骥), in *Proc. Inter. Conf. on Instrumentation on High-Energy Physics, Frascati*, (1973).
- [13] B. Rossi, *High-Energy Particles*, (1952), 15.

THE PULSE SHAPE DISCRIMINATION TECHNIQUE IN A PROPORTIONAL COUNTER

TAN LUN-CHANG

(Shanghai Astronomical Observatory, Academia Sinica)

ABSTRACT

Based on the analysis of output current pulse shapes of a counter, it appears that the discrimination between low-energy X-rays and high-energy charged particles, even both of which exist in the counter simultaneously (e. g. in the detection of transition radiation X-rays), could be performed, if we select adequate counter filling gases or use a counter with a drift space.