

正比管的气体放大

李 焕 铁

(中国科学院高能物理研究所,北京)

摘 要

本文讨论正比管的气体放大。在分析已有的几种计算公式的基础上,提出另一种 $\alpha/p-E/p$ 关系式和相应的气体放大公式。用 BF_3 正比管的测量数据和甲烷正比管的实验数据进行了分析和比较。同时得出有关的参数。

在粒子物理实验领域,广泛应用着各种类型的正比室和多丝室。正比室和多丝室的一个重要特性是气体放大,其计算公式是从单丝正比管的气体放大公式引伸而来的^[1-3]。已有不少作者对正比管的气体放大特性作了理论和实验研究,得出几个主要的计算公式,适用于不同的场强和压力范围^[4]。问题的关键在于 α/p 对 E/p 关系的研究。本文提出另一种 $\alpha/p-E/p$ 关系式和相应的气体放大公式,用国产 BF_3 正比管的气体放大实验数据和文献中有关甲烷正比管的实验数据对几种理论公式进行了分析和比较,同时得出有关的参数。

一、实验数据

本文采用的实验数据,除了文献中有关甲烷正比管的实验外,取自国产 BF_3 正比管气体放大的实验^[5]。实验情况简述如下,圆柱形正比管中充 200 到 610mmHg 的 BF_3 气体;中心丝为半径 0.00254 到 0.00765cm 的钨丝;薄紫铜阴极半径为 1.03cm,长 25cm。用测量正比管阳极输出脉冲幅度的方法和输出电流的方法测定气体放大倍数 A 。两种方法作了比较。在脉冲法中, $A = Q/ne$, 用慢化 Po-Bc 中子的 $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ 反应产物 α 粒子在管中产生电离,已知 α 粒子的能量为 2.795MeV,其在 BF_3 中产生一个离子对所需之能量 $w = 33.8\text{eV}$,可求得原电离数 $n = 8.27 \times 10^4$ 。为了求得经气体放大后在阳极上产生的电荷 Q ,阳极输出端通过一帶有屏蔽的圆柱形电容器 $C_1(0.76\text{pf})$ 的中心丝接到电子线路的输入。用一输出脉冲形状接近于正比管输出脉冲的精密脉冲产生器,产生已知高度 v 的负脉冲加到电容器 C_1 上,于是在负载电阻上引起一相应于电荷 vC_1 的负脉冲,以刻度由慢中子照射 BF_3 正比管产生的平均脉冲高度。 Q 即等于 vC_1 。而电流法用 $\text{Co}^{60} \gamma$ 源(~ 5 毫克镭当量)照射正比管,用静电计测量电流 i 随电压的变化, $A = i/i_0$, i_0 为相应于电离室区的饱和电流。实验测量得出气体放大 A 随电压 V 的变化曲线。

二、理论公式,实验比较和参数的确定

正比管中一电子向阳极中心丝运动时,沿途所产生的电子总数 N 按下式增加

$$dN = -\alpha N dr,$$

从而有

$$\ln A = \int_a^b \alpha dr.$$

这里 a 为中心丝半径; b 为阴极半径; r 为到中心丝的距离。 α 为电离系数,或第一 Townsend 系数,即电子在单位路程上产生的电离或离子对数。 α 为 E/p 的函数,一般表示为

$$\alpha/p = f(E/p) = (E/p)\eta(E/p).$$

对于圆柱形正比管,计算可得

$$\frac{\ln A \ln(b/a)}{V} = \int_{E_b/p}^{E_a/p} \eta \frac{1}{E/p} d(E/p). \quad (1)$$

其中 V 为加在正比管上的高压; $E = V/[r \ln(b/a)]$ 为电场强度; $E_a = V/[a \ln(b/a)]$ 为中心丝表面的电场强度; E_b 为阴极内表面处的电场强度; p 为充气压力。

Rose 和 Korff 假定电离截面随电子能量线性增加,并且电子能量的分布在电离电

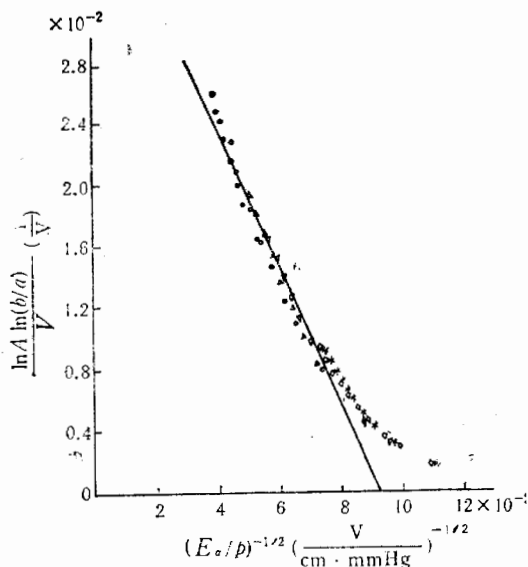


图1 BF₃正比管的实验数据按照 Korff 理论公式(3)处理得到的 $[\ln A \ln(b/a)]/V$ 对 $(E_c/p)^{-1/2}$ 关系图

(实验点 \bullet \circ \triangle 和 ∇ 属于 $a = 0.00254\text{cm}$, p 分别为200, 250, 450和610mmHg, \diamond 和 $*$ 属于 $p = 610\text{mmHg}$, a 分别为0.00635和0.00763cm). $2k = 0.45 [1/(V \cdot \text{cm} \cdot \text{mmHg})]^{1/2}$ ($E_c/p)^{-1/2} = 9.3 \times 10^{-2} [V/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})]^{-1/2}$

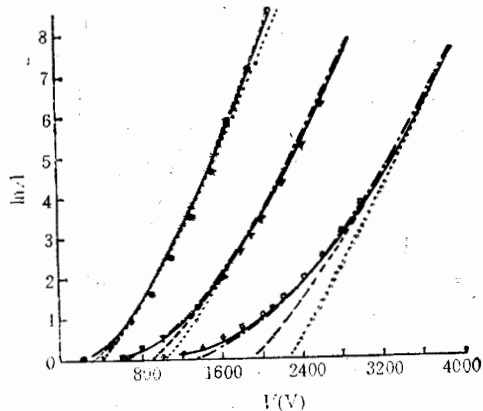


图2 几例BF₃正比管的 $\ln A-V$ 关系曲线
曲线.....由 Korff 公式(3)得出;---按照 Diethorn 公式(5);—由公式(9);-·-·-从本文推导的公式(16). (实验点 \circ 和 ∇ 属于 $a = 0.00254\text{cm}$, p 分别为250和610mmHg; \diamond 属于 $a = 0.00635\text{cm}$, $p = 610\text{mmHg}$).

位以上单调地减小, 最早理论导出^[6-8]

$$\alpha/p = k(E/p)^{1/2} \quad (\text{即 } \eta = k(E/p)^{-1/2}). \quad (2)$$

代入(1)式从 E_c/p 到 E_a/p 积分得到

$$\frac{\ln A \ln(b/a)}{V} = 2k[(E_c/p)^{-1/2} - (E_a/p)^{-1/2}]. \quad (3)$$

这里假定, $E/p \leq E_c/p$ 时, $\alpha/p = 0$. 其中 $E_c = V_c/[a \ln(b/a)] = V/[r_c \ln(b/a)]$, E_c 、 V_c 和 r_c 为相应的阈值. k 和 $(E_c/p)^{-1/2}$ 为气体常数. 把 BF_3 正比管的实验数据按照 Korff 公式(3)作 $[\ln A \ln(b/a)]/V$ 对 $(E_a/p)^{-1/2}$ 关系图, 如图 1. 以直线拟合实验点, 得到 $k = 0.23(V \cdot \text{cm} \cdot \text{mmHg})^{-1/2}$ 和 $(E_c/p)^{-1/2} = 9.3 \times 10^{-2}[V/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})]^{-1/2}$ (文献 [9] 中给出甲烷的值为 $k = 0.33(V \cdot \text{cm} \cdot \text{mmHg})^{-1/2}$ 和 $(E_c/p)^{-1/2} = 9.1 \times 10^{-2}[V/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})]^{-1/2}$). 同时用(3)式算出几例 $\ln A-V$ 曲线, 表示在图 2 上. 在 $E_a/p \lesssim 165V/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 范围, 理论同实验明显不符, 这特别表现在大气体压力和大中心丝半径情况(图 1 和 2). 不少作者用充其它气体的实验研究表明, 在 $E_a/p < 1000V/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 区域, Korff 理论公式不能较好地描述实验. 而 Specht 和 Armbruster^[9]对充非常低的压力 (0.33—10mmHg) 的甲烷正比管的实验研究表明, 对于 $E_a/p \geq 1000$ 直到 $10^4V/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$, 它能够一定程度上与实验符合.

Diethorn 直接假定 α 与 E 之间具有线性关系^[10], 即

$$\alpha/p = \eta_0 E/p \quad (\text{即 } \eta = \eta_0) \quad (4)$$

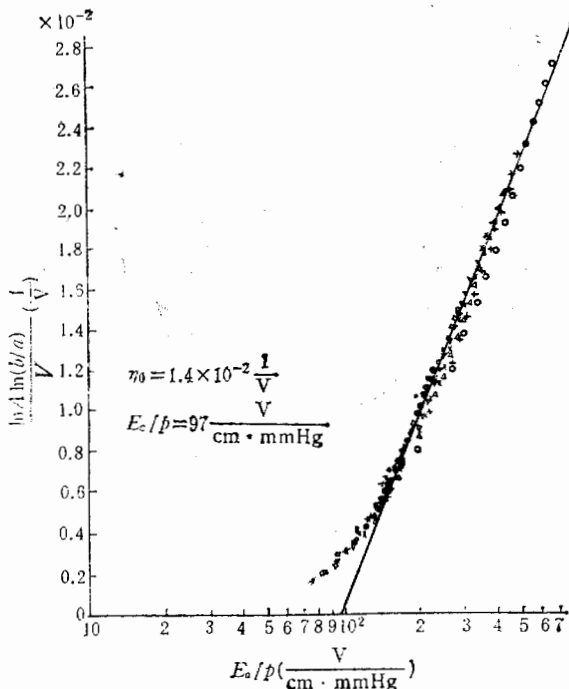


图 3 Diethorn 公式(5)同实验的比较

(实验点 $\circ + \triangle \times \nabla$ 属于 $a = 0.00254\text{cm}$, p 分别为 200, 300, 400, 500 和 610mmHg;

$\square \bullet \diamond *$ 属于 $p = 610\text{mmHg}$, a 分别为 0.003, 0.00508, 0.00635 和 0.00763cm)

或第一
一般

(1)

$[b/a]$

电离电

4000

系曲线

公式

(6).

cm,

属于

);

由(1)式从 E_c/p 到 E_a/p 积分,得到

$$\frac{\ln A \ln(b/a)}{V} = \eta_0 [\ln(E_a/p) - \ln(E_c/p)] \quad (5)$$

其中 $\eta_0 = \ln 2 / \Delta V$, η_0 和 E_c/p 为气体常数, ΔV 为在相继的电离碰撞间电子从电场获得的能量. 取 BF₃ 正比管的气体放大实验数据^[9], 按照 Diethorn 公式(5)作 $[\ln A \ln(b/a)/V]$ 对 E_a/p 关系图, 如图 3. 实验点分布在直线周围一定宽度的范围内, 得到气体常数的值 $\eta_0 = 1.4 \times 10^{-2} \text{V}^{-1}$ (即 $\Delta V = 49.5 \text{V}$), 和 $E_c/p = 97 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ (文献[10]实验给出甲烷的相应的值为 $\Delta V = 40.3 \text{V}$ 和 $E_c/p = 74.8 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$). 另外由(5)式算得几例 $\ln A - V$ 关系曲线亦表示在图 2 中. 所采用的实验数据属于 $E_a/p < 750 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 范围, 与实验的符合程度显然比 Korff 公式要好, 但在 $E_a/p \lesssim 130 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 仍偏离实验. Diethorn 公式对于多种气体适用于 $E_a/p \lesssim 800 - 1000 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 范围, 这也是通常的正比管范围, 它是至今一般采用的气体放大公式^[11-13]. 但是对于非常小的气体压力, 即 E_a/p 在 $1000 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 以上, 与实验不符, 不能应用. 如果细致分析图 3, 可以看到不同压力 p 的实验点并不严格在同一直线上, 气体常数 η_0 和 E_c/p 略随压力变化, 并且 η_0 与 E_a/p 有关. 从图 3 可以得出 η_0 随 E_a/p 变化的关系曲线, 如图 4. 曲线近似 $k_1 \exp[-k_2/(E_a/p)]$ 的形式, 即 $\alpha/p \approx k_1(E/p) \cdot \exp[-k_2/(E/p)]$. 后面将用理论推导这个关系式.

Zastawny 从气压 570 到 1520 mmHg 的 CO₂ 正比管的实验数据的分析, 提出另一线性关系^[14]

$$\alpha/p = B_1 [(E/p) - S_0], \quad (6)$$

得到相应的气体放大公式

$$\frac{\ln A \ln(b/a)}{V} = B_2 + B_1 \left[\ln \left(\frac{E_a/p}{S_0} \right) + \frac{S_0}{E_a/p} - 1 \right]. \quad (7)$$

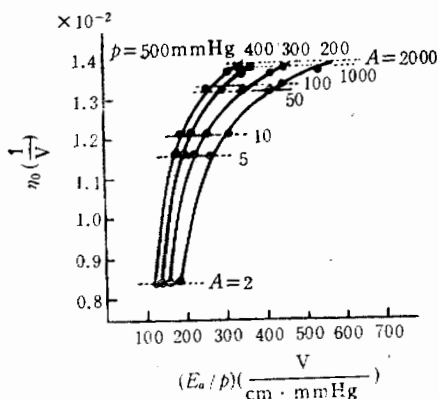


图 4 η_0 随 E_a/p 的改变

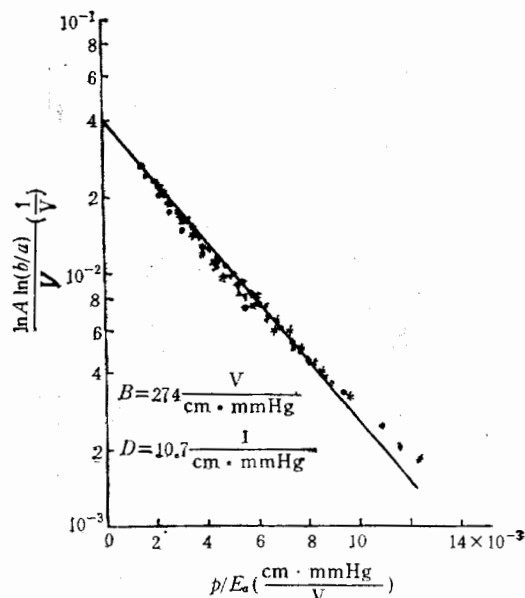


图 5 公式(9)和 BF₃ 正比管实验数据的比较 (实验点 $\circ + \triangle \times \nabla$ 属于 $a = 0.00254 \text{cm}$, p 分别为 200, 300, 400, 500 和 610 mmHg; \bullet $\diamond * \nabla$ 属于 $p = 610 \text{mmHg}$, a 分别为 0.00508, 0.00635 和 0.00763 cm)

(5)

B_1 和 $S_0 = (E/p)$. 为气体常数. 常数 B_2 考虑 $E_a/p \lesssim S_0$ 的贡献. 关系式 (6) 比 Diethorn 假定只多一常数项, 但公式 (7) 能够适用于更低一些的 E_a/p . 后面亦将从理论上推导这个关系式.

电场

Engel 等^[15]导出均匀场中的关系式

$$\alpha/p = D \exp[-B/(E/p)] \quad (\text{即 } \eta = [D/(E/p)] \exp[-B/(E/p)]). \quad (8)$$

代入公式 (1) 从 E_a/p 到 E/p 积分, 并忽略 E_a/p 限项, 得到

$$\frac{\ln A \ln(b/a)}{V} = \frac{D}{B} \exp[-B/(E_a/p)]. \quad (9)$$

 $p <$ ≤ 130

·1000

大公

: 验不

线上,

自 E_a/p E/p)

图 5 是式 (9) 和 BF_3 实验数据的比较. 以直线拟合 $\ln A \ln(b/a)/V$ 的对数对 $(E_a/p)^{-1}$ 关系, 求得气体常数 $B = 274 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 和 $D = 10.7(\text{cm} \cdot \text{mmHg})^{-1}$. 由式 (9) 算出几例 $\ln A - V$ 关系曲线也表示在图 2 上以资比较. 注意到直到很低的 E_a/p 值和气体放大范围, 公式 (9) 与实验数据符合较好, 对于大中心丝和大压力情况, 这公式优于 Diethorn 公式. Williams 和 Sara^[16] 最先用这样的处理得到类似 (9) 式的气体放大公式, Campion^[17] 等用甲烷及其和 Ar 的混合气体的实验也表明这一点, 同时指出在 $E_a/p \lesssim 250 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 范围与实验符合. 但图 5 表明, 对于 BF_3 气体, 直到 $E_a/p \approx 650 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$, 公式 (9) 仍能与实验符合. 注意到表示式 (8) 中 α/p 随 E/p 增加较早地趋向饱和, 所以公式 (9) 不能适用于大的 E_a/p 值.

}另一

Khristov 曾令^[18]

$$\alpha/p = C_1, \quad (10)$$

由 (1) 式得到

$$\frac{\ln A \ln(b/a)}{V} = C_2 - \frac{C_1}{E_a/p}. \quad (11)$$

公式 (11) 适用于非常大的 E_a/p 值范围 ($> 5 \times 10^3 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$).

如上所述, 至今已有 5 种属于不同作者的 $\alpha/p - E/p$ 关系式和相应的气体放大公式, 适用于不同的 E_a/p 范围. 下面将推导另一种形式的 $\alpha/p - E/p$ 关系式和气体放大公式. 从中可以看出上面各关系式彼此之间的内在联系. 在讨论中假定没有空间电荷效应和电子俘获效应, 无内部光子的产生. 先导出均匀电场中的 α/p 关系式, 然后求出气体放大公式.

一个在均匀电场中运动的电子, 不断从电场中获得能量, 并和气体分子或原子作各种碰撞. 只有在非弹性碰撞中电子才损失能量. 假定 λ_i 为电子的平均自由路程, 在 λ_i 路程中电子从电场获得达到电离电位 V_i 的能量. 电子的自由路程 $\geq l$ 的几率为 $\exp(-l/\lambda_i)$, 从而具有自由路程 $l \rightarrow l + dl$ 的几率为 $(1/\lambda_i) \exp(-l/\lambda_i) dl$. 电子主要从电场获得能量, 因而该电子的能量在 $V = lE \rightarrow lE + d(lE)$ 间的几率为

$$dP = [1/(\lambda_i E)] \exp[-V/(\lambda_i E)] dV. \quad (12)$$

根据电子电离截面与能量的关系数据曲线^[2, 19, 20], 电子能量从电离电位 V_i 处到某一上限值 V_m , 电离截面与电子能量保持线性关系. V_m 与气体有关, 一般在 100eV 左右. 因此可令电离效率 $f_c(V)$ 为

$$f_c(V) = C(V - V_i). \quad (13)$$

 1×10^{-3}

比较

, p

•

08,

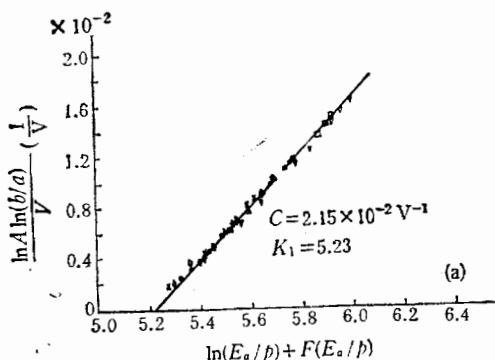


图6(a) 不同 a 的 BF_3 正比管实验数据按公式(16)处理

(实验点 $\nabla \square \bullet \diamond *$ 属于 $p = 610 \text{ mmHg}$, a 分别为 $0.00254, 0.003, 0.00508, 0.00615$ 和 0.00763 cm)

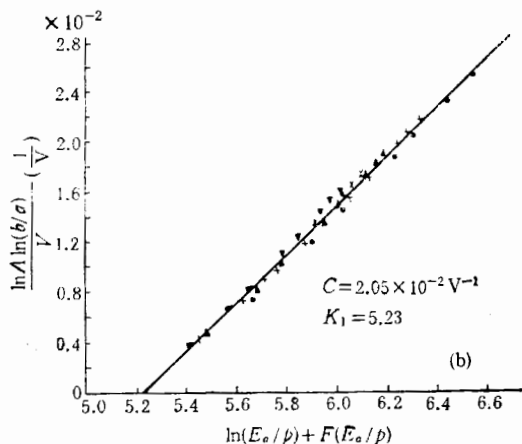


图6(b) 不同 p 的 BF_3 正比管实验数据按公式(16)处理

(实验点 $\bullet + \blacktriangle \times \blacktriangledown$ 属于 $a = 0.00254 \text{ cm}$, p 分别为 $200, 300, 400, 500$ 和 610 mmHg)

在气体密度即气体压力较大的情况下, λ_i 较小, 绝大多数电子的能量很小. 这时电子在电场中运动过程中产生电离的几率可表为

$$P_c = C \int_{V_i}^{\infty} \frac{1}{\lambda_i E} e^{-\frac{V}{\lambda_i E}} (V - V_i) dV. \quad (14)$$

电子在单位路程上产生的电离数或离子对数为 $\alpha = (1/\lambda_i)P_c$, 故有

$$\alpha = \frac{C}{\lambda_i} \int_{V_i}^{\infty} \frac{1}{\lambda_i E} e^{-\frac{V}{\lambda_i E}} (V - V_i) dV = C E e^{-\frac{V}{\lambda_i E}},$$

从而

$$\frac{\alpha}{p} = C \frac{E}{p} e^{-\frac{g_i}{E/p}} \quad \left(\text{即 } \eta = C e^{-\frac{g_i}{E/p}} \right). \quad (15)$$

式中 $g_i = E_i/p$, $E_i = V_i/\lambda_i$. 此式从均匀场得出, 代入(1)式从 E_i/p 到 E_a/p 积分, 得到相应的气体放大公式为

$$\frac{\ln A \ln(b/a)}{V} = C \{ [\ln(E_a/p) + F(E_a/p)] - K_1 \}. \quad (16)$$

$$F(E_a/p) = \frac{g_i}{E_a/p} - \frac{1}{2 \times 2!} \left(\frac{g_i}{E_a/p} \right)^2 + \frac{1}{3 \times 3!} \left(\frac{g_i}{E_a/p} \right)^3 - \dots,$$

$$K_1 = \ln g_i + 1 - \frac{1}{2 \times 2!} + \frac{1}{3 \times 3!} - \dots.$$

这里 C 、 g_i 和 K_1 皆为气体常数. 一般只需取到 $g_i/(E_a/p)$ 的三次方即可. 用 BF_3 正比管的实验数据检验这个公式, 作 $\ln A \ln(b/a)/V$ 对 $[\ln(E_a/p) + F(E_a/p)]$ 关系图, 如图6(a)和6(b). 计算中, 作为一级近似, 首先从图3得到 $g_i = E_i/p = 90 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{mm Hg})$. 并取 $V_m = 100 \text{ eV}$. 从图6(a)看出, 不同中心丝半径 a 的实验点直到很低的 E_a/p

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100

这
 E_c

其
i/(
实
(E_c
~1
围.

(17

值都较好地沿同一直线分布, 直线斜率 $C = 2.15 \times 10^{-2} \text{V}^{-1}$, 截点 $K_1 = 5.23$. 从图 6(b) 看到, 不同 p 的实验点沿相邻的即斜率和截点稍许不同的直线分布, 以同一直线拟合得 $C = 2.05 \times 10^{-2} \text{V}^{-1}$ 和 $K_1 = 5.23$. 前述所有气体放大公式中的气体常数都明显地略与压力 p 有关, 这是由于在得出公式 (1) 时以 p 当作常数由 dE 变为 $d(E/p)$. 由公式 (16) 给出几例 $\ln A-V$ 关系曲线在图 2 上进行比较. 在低 E_a/p 值和低气体放大范围象 Williams 和 Sara 公式 (9) 那样与实验符合, 在这以上则类似 Diethorn 公式与实验一致 (图 2 和 6).

分析本文所导出的 α/p 关系式 (15) 和气体放大公式 (16). 首先, 如果在 (15) 展开式中仅取第一项和在 (16) 式中忽略 $g_i/(E_a/p)$ 一次方以上的项, 则得到 Diethorn 的假定 $\alpha/p = C(E/p)$ 和其气体放大公式 (5). 其次, 如果从 (15) 展开式中仅取第一及第二项和在 (16) 式中忽略 $g_i/(E_a/p)$ 的二次方以上的项, 得到 Zastawny 表示式 (6) 和其气体放大公式 (7). Diethorn 作的 α 对 E 线性关系的假定和 Zastawny 对实验数据拟合而假定的 α/p 关系式 (6), 在这里由理论推导结果得出. 在低 E_a/p 区域, 关系式 (15) 接近公式 (8) 的指数关系, 而 (16) 式接近 Williams 和 Sara 公式 (9). 这样一来, 所导出的 α/p 关系式 (15) 和气体放大公式 (16) 体现了三者的联系和统一. 其应用范围从很低的 E_a/p 值直到 $E_a/p \lesssim 800 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$.

对于小的气体密度或气体压力, λ_i 很大, 这时电子在其自由路程中可以从电场获得相当大的能量, 能量在电离截面线性范围上限值 V_m 以上的电子占相当大的比例, 这时应有

$$\begin{aligned} (14) \quad \alpha &= \frac{1}{\lambda_i} P_e = \frac{C}{\lambda_i} \left[\int_{V_i}^{\infty} \frac{1}{\lambda_i E} e^{-\frac{V}{\lambda_i E}} (V - V_i) dV - \int_{V_m}^{\infty} \frac{1}{\lambda_i E} e^{-\frac{V}{\lambda_i E}} (V - V_m) dV \right] \\ &= CE \left(e^{-\frac{V_i}{\lambda_i E}} - e^{-\frac{V_m}{\lambda_i E}} \right), \\ \frac{\alpha}{p} &= C \frac{E}{p} \left(e^{-\frac{g_i}{E/p}} - e^{-\frac{m g_i}{E/p}} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

(15) 这里近似假定在线性范围上限值以上的电离截面保持为恒量. 将 (17) 式代入 (1) 式从 E_c/p 到 E_a/p 积分得到

$$(16) \quad \frac{\ln A \ln(b/a)}{V} = C [G - G(E_a/p)], \quad (18)$$

$$G(E_a/p) = (m-1) \frac{g_i}{E_a/p} - \frac{m^2-1}{2 \times 2!} \left(\frac{g_i}{E_a/p} \right)^2 + \frac{m^3-1}{3 \times 3!} \left(\frac{g_i}{E_a/p} \right)^3 - \dots$$

其中 $m = V_m/V_i$; C 和 G 为气体常数. 这公式适用于大 E_a/p 值区域, 式中只需取到 $i/(E_a/p)$ 的三次方项. 为了同实验比较, 我们取文献中有关甲烷正比管在不同压力下的实验数据^[6,8,9]. 取 $g_i = 83 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ ^[10,12] 和 $m = 6$, 作出 $\ln A \ln(b/a)/V$ 对 $G(E_a/p)$ 关系图, 如图 7. 以直线拟合得到 $C = 0.0353 \text{V}^{-1}$ 和 $G = 1.52$. 从大约 400 到 $\sim 10^4 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 的大 E_a/p 值区域, 实验点以有规律变化的斜率分布在直线的周围. 公式 (18) 是适用的.

注意到在 E_a/p 很大 ($4 \times 10^3 \lesssim E_a/p \lesssim 10^4 \text{V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$) 的情况下, 在公式 (17) 的展开式中仅取第一项和在公式 (18) 中忽略 $g_i/(E_a/p)$ 二次方以上的项, 便得到

BF₃ 正
比管, 如
m · mm
的 E_a/p

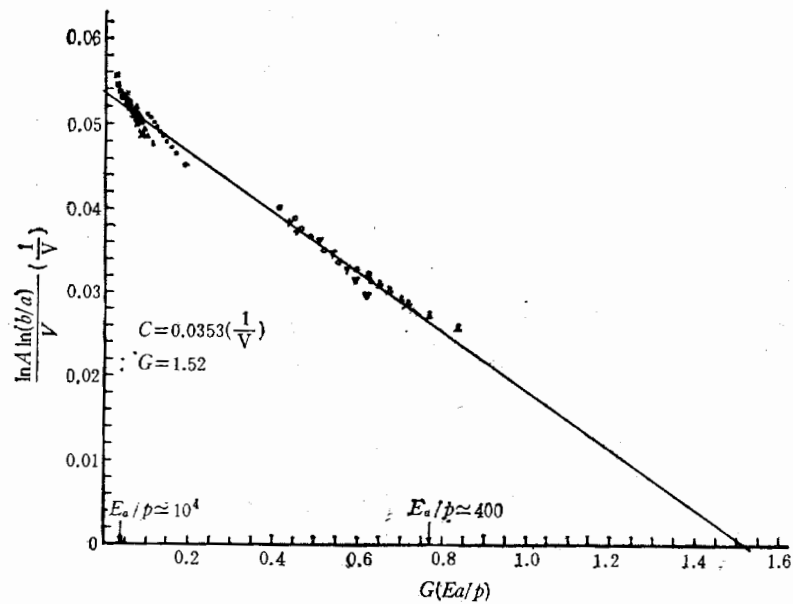


图7 公式(18)和实验比较

(实验点 $\square \times \blacktriangle$ 分别属于 $p = 1.3, 2.5, 5.0, 10 \text{ mmHg}$ [9]; $+ [9]$; \blacktriangledown 属于 $p = 100 \text{ mmHg}$ [6]; $\circ \triangle$ 分别属于 $p = 159, 301 \text{ mmHg}$ [8])

Kristov 公式 $\alpha/p = C_1$ 和 $\ln A \ln(b/a)/V = C_2 - C_1/(E_a/p)$.

这样一来,本文推导得出的气体放大公式(16)和(18)概括了从很低到 $\sim 10^4 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ 的 E_a/p 值范围,前者适合于一般的正比管 E_a/p 值范围,后者适用于大 E_a/p 值区域.这也说明了相应的 α/p 关系式(15)和(17)是有效的.

本工作曾得到李德平先生和彭华寿、李忠珍同志的关心和指导,以及梁春新同志的帮助,在此表示谢意.

参 考 文 献

- [1] G. Charpak, *Annual. Review of Nucl. Sci.*, 20(1970), 295; *Nucl. Instr. Meth.*, 62(1968), 262.
- [2] F. Sauli, CERN, 77-09(1977).
- [3] 彭华寿等, *高能物理与核物理*, 3(1979), 343.
- [4] W. Bambynek, *Nucl. Instru. Meth.*, 112(1973), 103.
- [5] 李焕铁,梁春新等,原子能研究所内部资料.
- [6] M. E. Rose and Korff, *Phys. Rev.*, 59(1941), 850; *Ionization Chamber and Counters* (1949).
- [7] S. C. Curran and J. D. Craggs, *Counting Tubes, Theory and Applications*, (London 1949).
- [8] R. W. Kiser, *Appl. Sci. Res.*, B8(1960), 183.
- [9] H. J. Specht and P. Armbruster, *Nucl. Instru. Meth.*, 7(1965), 8.
- [10] W. A. Diethorn, NYO-6628(1956).
- [11] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, New York(1979).
- [12] R. W. Hendricks, *Nucl. Instr. Meth.*, 102(1972), 309.
- [13] R. S. Wolf, *Nucl. Instr. Meth.*, 115(1974), 461.
- [14] A. Zastawny, *J. Sci. Instr.*, 43(1966), 179; 44(1967), 395.
- [15] A. von Engel, *Ionized Gases* (London 1955).
- [16] A. Williams and Sara, *Inter. J. Appl. Rad. Iso.*, 13(1962), 229.

[17]
[18]
[19]
[20]

sever
is p
tube:

- [17] P. J. Campion and M W J Kinghan, *Inter. J. Appl. Rad. Iso.*, **22**(1971), 703; **19**(1968), 219.
[18] G. L. Kristov, *Dokl Bulg Akad Nauk Nauk*, **10**(1957), 453.
[19] S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics* (1959).
[20] O. K. Allkofer, *Spark Chamber* (1969).

THE GAS GAIN OF PROPORTIONAL COUNTING TUBES

LI HUANTIE

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing*)

ABSTRACT

In this paper the gas gain of proportional tubes are discussed. On the basis of analysing several calculation formulas, another $\alpha/p-E/p$ relation and correspondent formula of gas gain is proposed. The theory is compared with experimental data of BF_3 and CH_4 proportional tubes.

l (cm ·

$\tau E_0/p$

志的帮