

修士論文

BELLE実験におけるガラスRPCのための
フロンレスガスに関する研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

渡部佳世
平成 12 年

修士論文

BELLE実験におけるガラスRPCのための
フロンレスガスに関する研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

渡部佳世
平成 12 年

目次

序	1
第1章 BELLE 実験	3
1.1 BELLE 実験の物理	3
1.1.1 CP 対称性	3
1.1.2 小林・益川行列とユニタリー三角形	4
1.1.3 中性 B 中間子における CP 対称性の破れ	5
1.2 BELLE 実験の目的	8
1.3 KEK-B ファクトリー	9
1.3.1 KEKB 加速器	9
1.3.2 BELLE 検出器	11
第2章 K_L^0/μ 検出器 KLM	15
2.1 概要	15
2.2 構造	16
第3章 Resistive Plate Counter (RPC)	19
3.1 開発の歴史	19
3.2 動作原理	22
3.3 信号の検出	24
3.4 KLM 用 RPC	25
第4章 フレオンレス (freonless) ガスによる性能評価	27
4.1 使用ガス	27
4.1.1 standard ガス	27
4.1.2 freonless ガス	28
4.2 実験装置	31
4.3 測定値の定義	33
4.4 性能評価	36
4.4.1 検出効率	36
4.4.2 暗電流	37
4.4.3 シングルカウントレート	37
4.4.4 波形と電荷分布	40
4.4.5 時間分布と時間分解能	49

4.4.6 電荷の空間的広がり	55
第5章 まとめ	71
付録A $B^0 - \bar{B}^0$ 混合とCP非保存	73
A.1 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合	73
A.2 間接的CPの破れ	75
参考文献	77
謝辞	79

目 次

1.1	ユニタリー三角形とユニタリー角	5
1.2	$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0$ 崩壊のファインマンダイアグラム	7
1.3	$B-\bar{B}^0$ の混合ダイアグラム	7
1.4	KEKB 加速器 (B ファクトリー)	9
1.5	BELLE 検出器	11
1.6	SVD 検出器	12
1.7	TOF/TSC モジュール	13
1.8	CsI カロリーメーター	14
2.1	KLM 検出器の概観図	16
2.2	スーパーレイヤーの断面図	17
2.3	KLM エンドキャップモジュールの構造	18
2.4	KLM エンドキャップモジュールの読みだしストリップ	18
3.1	Keufell の Parallel-Plate Counter	20
3.2	Planer Spark Counter	20
3.3	Santonico's Resistive Plate Counter	21
3.4	RPC の動作 (2~6 を繰り返す)	22
3.5	discharge cell の等価回路	24
3.6	ストリップの等価回路	25
3.7	エンドキャップ用 RPC	26
4.1	ブタンを窒素又は二酸化炭素と混合した場合の爆発限界	29
4.2	ブタンと窒素又は二酸化炭素との混合ガスの非可燃性領域	29
4.3	RPC を上から見た図	31
4.4	RPC の断面図	31
4.5	RPC とシンチレーターの配置	32
4.6	トリガー関係のロジック	32
4.7	プラトー電圧の求め方の例	34
4.8	プラトー曲線の比較	34
4.9	電荷の広がり測定するためのセットアップ	35
4.10	検出効率 vs HV	36
4.11	各混合ガスにおけるプラトー電圧の比較	37
4.12	プラトー電圧における検出効率の比較	37
4.13	各混合ガスにおける暗電流	38

4.14	プラトー電圧における暗電流の比較	38
4.15	各混合ガスにおけるシングルカウントレート	39
4.16	プラトー電圧におけるシングルカウントレートの比較	39
4.17	Ar30%/C ₄ H ₁₀ 6%/CO ₂ 59%/O ₂ 5%においてオシロスコープで観測されたパルス (HV=±3.9kV)	40
4.18	プラトー電圧における電荷分布 (ブタン 8%)	42
4.19	プラトー電圧における電荷分布 (ブタン 6%)	43
4.20	プラトー電圧における電荷分布 (ブタン 4%)	44
4.21	プラトー電圧における電荷分布 (flammable ガス)	45
4.22	電荷の平均値	46
4.23	プラトー電圧における電荷の平均値	46
4.24	プラトー電圧における first peak の割合	47
4.25	プラトー電圧における first peak の電荷量	47
4.26	電圧の違いによる電荷分布の違い	47
4.27	電圧の違いによる first peak の割合の違い	48
4.28	プラトー電圧における時間分布 (ブタン 8%)	50
4.29	プラトー電圧における時間分布 (ブタン 6%)	51
4.30	プラトー電圧における時間分布 (ブタン 4%)	52
4.31	プラトー電圧における時間分布 (flammable ガス)	53
4.32	時間分解能	54
4.33	プラトー電圧における時間分解能	54
4.34	点電荷が読み出しストリップに及ぼす電場	55
4.35	点電荷により読み出しストリップに誘導される電荷分布の広がり	55
4.36	multiplicity 分布 (ブタン 8%)	57
4.37	multiplicity 分布 (ブタン 6%)	58
4.38	multiplicity 分布 (ブタン 4%)	59
4.39	multiplicity 分布 (flammable ガス)	60
4.40	multiplicity の平均値	60
4.41	平均電荷総量分布 (ブタン 8%)	61
4.42	平均電荷総量分布 (ブタン 6%)	62
4.43	平均電荷総量分布 (ブタン 4%)	63
4.44	平均電荷総量分布 (flammable ガス)	64
4.45	電荷の空間的広がり σ_{mean}	64
4.46	ヒット位置分布 (ブタン 8%)	65
4.47	ヒット位置分布 (ブタン 6%)	66
4.48	ヒット位置分布 (ブタン 4%)	67
4.49	ヒット位置分布 (flammable ガス)	68
4.50	電荷の空間的広がり σ_{hit_pos}	68
4.51	電荷の空間的広がり σ_{intr}	68
4.52	Typical streamer γ light	69

表 目 次

1.1	KEKB 加速器の主要パラメータ	10
1.2	BELLE 検出器と各検出器の目的	11
4.1	本実験におけるガスの混合比率	30
4.2	Single pulse と Multipulse の割合	40
5.1	各混合ガスにおける測定値の比較	71

序

Resistive Plate Counter (RPC) は、平行平板スパークカウンターの一種であり、ガス中での電子増殖を利用した荷電粒子検出器である。極板間に流されるガスとして、高速荷電粒子の通過によって電離されイオン対を形成するアルゴン等の希ガスや、紫外線の吸収によって2次放電を防ぐメタンやブタン等の炭化水素系ガス、電子捕獲によってストリーマーを抑える効果を持つクエンチングガスであるフレオン等がある。極板には主にベークライトやガラスなどが使用される。RPCは、パルスの立上りが速く、パルスの波高が数100mVと大きく増幅器を必要としない、時間分解能が数nsecと良い、材料が安価な上形状に対する制限がなく大型のものでも製作しやすい等の理由から、現在、主に高エネルギー実験の分野で荷電粒子検出器として広く使用されている。

B中間子の崩壊からCP非保存のパラメーターを実験的に求めることを目的としてBELLE実験がつくば市の高エネルギー加速器研究機構(KEK)で現在行なわれている。このBELLE実験において、 K_L^0 粒子及び μ 粒子の検出のための検出器(KLM)で使用するため、長期安定性を持つガラス(体積抵抗率 $\simeq 10^{12} \sim 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$)を高抵抗電極板としたガラスRPCが開発された。

このBELLE実験は地下でおこなわれており、また大量のガスを使用するため、使用されるガスは安全面から考えて大気中に拡散された場合、非可燃性ガスとして扱われる混合ガスでなければならない。現在、KLMではアルゴン30%/ブタンシルバー8%/フレオンHFC-134a62%の混合比のガスが使用されている。KLMはスーパーレイヤー構造を用いており、ストリーマー領域において検出効率 $\sim 99\%$ と非常に良い性能を維持している。RPC1枚での検出効率は $\sim 93\%$ である。また、この混合ガスは大気中に拡散した場合、非可燃性ガスとして扱われる。

以前はクエンチングガスとしてフレオンR13B1(CF_3Br)を使用していたが、オゾン層の破壊による環境問題から製造が禁止された。そのため、R13B1(CF_3Br)の代替ガスとしてフレオンR116(CF_3CF_3)がテストされ、結果も良好なものであった。が、高価であるためより工業的で安価なフレオンHFC-134a(CH_2FCF_2)が現在用いられている。しかし、HFC-134aはオゾン層に対する影響はないものの、地球温暖化効果が二酸化炭素の1300倍と高く、地球環境に対する影響からその使用は近い将来禁止される可能性がある。そのため、HFC-134aの代わりとして同じくクエンチング効果の高い SF_6 の使用が考えられ、 SF_6 1%程度の添加でHFC-134aに劣らない(検出効率 $\sim 92\%$)という結果が得られている[1, 2]。が、 SF_6 もまた温暖化効果が二酸化炭素の24900倍と高いため、使用は控えた方が望ましく、新たな代替ガスが必要とされる。

酸素は電子親和力がありクエンチング効果が期待できる。オゾン層を破壊することもなくまた温暖化効果もないため、HFC-134aに替わるクエンチングガスとして期待できる。しかし、可燃性ガスであるため、この特性を考慮してガス混合を選ぶ必要がある。

本研究ではHFC-134aに代わる新たなクエンチングガスとして酸素を使用した場合について、 $30 \times 30\text{cm}^2$ のガラスRPCについて動作特性を測定し、その性能がKLMでの使用条件を満た

すか否かを検証した。

本論文の構成は以下のようにになっている。

第1章 BELLE 実験

第2章 K_L^0/μ 検出器 KLM

第3章 Resistive Plate Counter (RPC)

第4章 freonless ガスによる性能評価

第5章 まとめ

第1章 BELLE実験

現在の宇宙が物質のみで構成され、反物質がほとんど存在しないのは何故か。“CP 非保存”はこの問いに対する答の一つである。この CP 非保存を B 中間子の崩壊から求めるための実験が世界各地で様々に計画、進行されている。その中で日本で現在行なわれているのが BELLE 実験である。BELLE 実験では非対称電子陽電子衝突型加速器を用いて、大きな運動量を持つ B 中間子を大量に生成し、その物理について研究を行なっている。

この章では BELLE 実験で用いられる物理及び実験の概要について述べる。

1.1 BELLE実験の物理

1.1.1 CP 対称性

C 変換と P 変換はそれぞれ強い相互作用、電磁相互作用において対称性が保存されている。弱い相互作用において C 変換、P 変換は対称性が保存されていないことがわかったが、CP 変換については弱い相互作用でも、対称性が保存されていると考えられていた。しかし、1964 年に K 中間子の崩壊において CP の対称性も破れていることがわかった。

中性 K 中間子には K^0 とその反粒子である \bar{K}^0 がある。その違いはストレンジネス S の違いのみである ($K^0; S = +1, \bar{K}^0; S = -1$)。このストレンジネスが弱い相互作用では保存しない。 K^0 、 \bar{K}^0 の位相を CP 変換において、

$$CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, CP|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle \quad (1.1)$$

と定義すると CP の固有状態は、

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle), CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (1.2)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (1.3)$$

であり、 K^0 、 \bar{K}^0 の重ね合わせから CP の固有状態を作ることができる。 K^0 、 \bar{K}^0 には $\pi\pi$ に崩壊するものと $\pi\pi\pi$ に崩壊するものがある。K 中間子のスピンの 0 であることからそれぞれ CP 変換に対して、

$$CP|\pi\pi\rangle = |\pi\pi\rangle, CP|\pi\pi\pi\rangle = -|\pi\pi\pi\rangle \quad (1.4)$$

となりそれぞれ $CP = +1$ 、 $CP = -1$ の固有状態になっている。2 個の π に崩壊するほうが 3 個の π に崩壊するよりも位相空間が大きいので寿命に差ができ、寿命が短いほうを K_S^0 、長いほうを K_L^0 と区別することができる。よって、もし CP が保存すれば、 $K_1(K_S^0)$ は 2 個の π に崩

壊し、 $K_2(K_L^0)$ は3個の π に崩壊するはずである。ところが、 K_L^0 のなかにわずかではあるが、2個の π に崩壊するものが発見され、CP の対称性が破れていることがわかった。この原因として、

1. K_L^0 が純粋な K_2 ではなく、 $CP = +1$ である K_1 をわずかに含んでいる。

(間接的 CP の破れ、 $\Delta S = 2$)

つまり、

$$|K_L^0\rangle = \epsilon|K_1\rangle + |K_2\rangle \quad (\epsilon; \text{複素数})$$

2. $CP = -1$ の K_L^0 が直接 $CP = +1$ の2個の π に崩壊する。

(直接的 CP の破れ、 $\Delta S = 1$)

3. 1 と 2 の両方

と以上のように考えられている。小林・益川理論では、1、2のどちらの CP 非保存も予言されているが、スーパーウィークモデルでは、1はあるが2はないとなる。現在までの実験結果からは、1による CP 非保存は確認されているが、2による CP 非保存が存在するのかは大きな問題となっていた。しかし、1999年、 $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ の測定から2が確かめられ、“直接的 CP の破れ”の存在が明らかなものとなった [3]。

1.1.2 小林・益川行列とユニタリー三角形

小林・益川理論において CP 非対称性は小林・益川行列 (KM 行列) が複素数因子を持つことにより説明できる。KM 行列 V は、3世代標準理論において弱い相互作用の結合度を表し、以下のように表記される。

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

この KM 行列を Wolfenstein の手法を用いてそれぞれの行列を $\lambda = \sin \theta_c$ (θ_c ; Cabibbo 角) で展開すると、

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.6)$$

と4つのパラメーター (λ, A, ρ, η) を用いて表すことができる。

λ と、 A は

$$\lambda = 0.221 \pm 0.002 \quad , \quad A = 0.839 \pm 0.041 \pm 0.082$$

として知られているが、 ρ, η については正確な値は得られておらず、以下に示す関係式のみが得られている。

$$|V_{ub}/V_{cd}| = 0.08 \pm 0.03$$

より、

$$\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.36 \pm 0.14$$

また、KM 行列はユニタリ行列なので、各行列要素は以下の関係を満たす。

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ij}^* V_{ik} = \delta_{ij} \quad (i, j = d, s, b) \quad (1.7)$$

ここで、 $i \neq j$ の時、複素平面上に三角形が描ける。これをユニタリ三角形と呼ぶ。式 1.7 のうち複素数因子を持つ V_{ud} と V_{td} を含む

$$V_{tb}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cd}^* + V_{ud}V_{ud}^* = 0 \quad (1.8)$$

が描くユニタリ三角形 (図 1.1) の 3 つの内角はそれぞれ以下のように定義される。

$$\phi_1 \equiv \arg \left(\frac{V_{cd}V_{cd}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right), \quad \phi_2 \equiv \arg \left(\frac{V_{ud}V_{ud}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right), \quad \phi_3 \equiv \arg \left(\frac{V_{cd}V_{cd}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad (1.9)$$

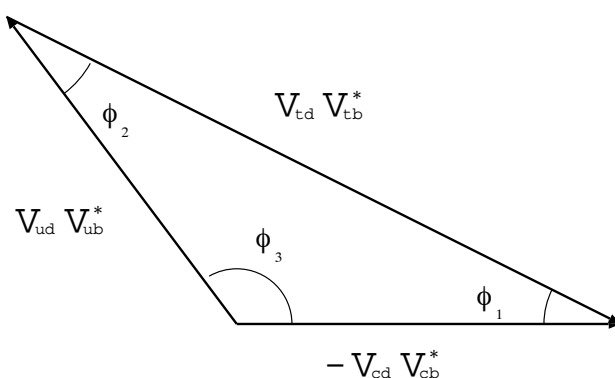


図 1.1: ユニタリ三角形とユニタリ角

1.1.3 中性 B 中間子における CP 対称性の破れ

1.1.1 節における K 中間子系の議論は、b クォークを含む B 中間子系でも同様に議論でき、B 中間子の崩壊においても CP の破れが起こると考えられる。しかも、B 中間子のほうが K 中間子よりも CP の非対称度が大きい。 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合は当初それほど大きくはないと考えられ、混合の割合により CP の破れの寄与が決まるため、B 中間子を用いて間接的 CP の破れを観測することは難しいと考えられていた。しかし、1987 年 ARGUS で B 中間子に非常に大きな混合があることが明らかになった。また、B 中間子の寿命が予想よりも長いことがわかってきた。寿命が長いと B^0 の崩壊過程を精密に測定できる。このような理由から、間接的 CP の破れの観測に B^0 を用いることが有効であると考えられる。

しかし、 B^0 を用いることにはいくつかの問題がある。b クォークの質量が重いいため、崩壊が多岐にわたり、終状態の粒子数が多くなる。そのため、個々の崩壊モードへの分岐比が非常に小さい。したがって、 B^0, \bar{B}^0 の対生成を利用する場合、検出器の能力を考慮に入れると大量の B^0, \bar{B}^0 対が必要となる。

また、 K^0 では K_L^0 と K_S^0 の寿命に大きな差があるため、比較的容易に区別できるが、 B^0 はその質量が大きく崩壊の時の位相空間に大きな差がないために、 B^0 と \bar{B}^0 の寿命に差があまりない。よって、純粋な B^0, \bar{B}^0 を取り出すことは難しい。つまり、それぞれの崩壊は時間依存している $B^0 - \bar{B}^0$ の混合状態の中から来るものが観測されることになる。

以下で、B 中間子系で見られる“直接的 CP の破れ”と“ $B^0 - \bar{B}^0$ 混合による間接的 CP の破れ”について簡単に述べる。

直接的 CP の破れ

$B \rightarrow f$ とそれを CP 変換した $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$ の確率が異なるとき、“直接的 CP の破れ”が観測される。例として、 $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ を考える。この崩壊モードには少なくとも図 1.2 に示される 2 つの崩壊振幅 (ペンギンダイアグラムによるものとツリーダイアグラムによるもの) が考えられ、ペンギンダイアグラムによるものを p 、ツリーダイアグラムによるものを t とすると、その振幅は以下のように書き表される。

$$A(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0) = |A_t| e^{i(\phi_t + \delta_t)} + |A_p| e^{i(\phi_p + \delta_p)} \quad (1.10)$$

$$A(B^- \rightarrow K^- \pi^0) = |A_t| e^{i(-\phi_t + \delta_t)} + |A_p| e^{i(-\phi_p + \delta_p)} \quad (1.11)$$

ここで、 A_p, A_t はそれぞれの崩壊振幅である。弱い相互作用に起因する位相 ϕ は KM 行列から得られる CP の非対称を表すパラメーターであり、 B^+ と B^- では符合が逆になる。また、 δ は強い相互作用の位相であり、強い相互作用による散乱効果から得られ、 B^+ と B^- で符合を変えない。それぞれの振幅は、 $\Delta\phi \equiv \phi_t - \phi_p, \Delta\delta \equiv \delta_t - \delta_p$ として、

$$\begin{aligned} \Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0) &\propto |A(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0)|^2 \\ &= |A_t|^2 + |A_p|^2 + 2|A_t||A_p| \cos(\Delta\phi + \Delta\delta) \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(B^- \rightarrow K^- \pi^0) &\propto |A(B^- \rightarrow K^- \pi^0)|^2 \\ &= |A_t|^2 + |A_p|^2 + 2|A_t||A_p| \cos(-\Delta\phi + \Delta\delta) \end{aligned} \quad (1.13)$$

と表すことができ、よって、

$$\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0) - \Gamma(B^- \rightarrow K^- \pi^0) \propto -2|A_t||A_p| \sin \Delta\phi \sin \Delta\delta \quad (1.14)$$

この式から、直接的 CP の破れが観測されるためには、

$$|A_t| \neq 0, |A_p| \neq 0, \sin \Delta\phi \neq 0, \sin \Delta\delta \neq 0$$

が全て満たされなければならないことがわかる。しかし、実際には δ の計算が正確にできないなどの問題があるため、正確に CP 非保存のパラメーターを決定することは難しい [4]。

間接的 CP の破れ

B^0, \bar{B}^0 は K^0, \bar{K}^0 同様、図 1.3 を通して混合する。

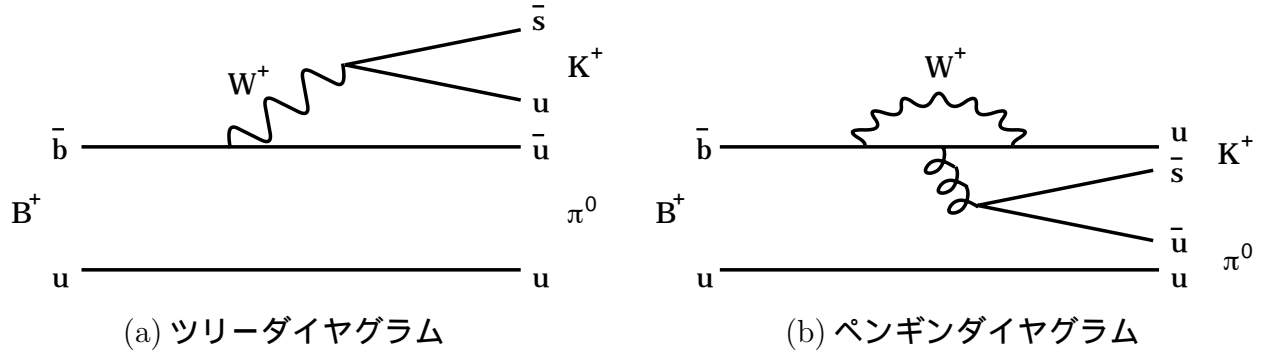


図 1.2: $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0$ 崩壊のファインマンダイアグラム

観測される B^0, \bar{B}^0 の時間発展は、

$$|B^0(t)\rangle = e^{-i(M-\frac{i}{2}\Gamma)t} \cos(\Delta Mt/2) |B^0\rangle + i \frac{q}{p} \sin(\Delta Mt/2) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.15)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-i(M-\frac{i}{2}\Gamma)t} i \frac{p}{q} \sin(\Delta Mt/2) |B^0\rangle + \cos(\Delta Mt/2) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.16)$$

と表される。 B^0, \bar{B}^0 が同じ終状態 f に崩壊する時 “間接的 CP の破れ” が観測できる。B 中間子の崩壊による終状態 f での CP 非保存の大きさ $\mathcal{A}_{f_{CP}}$ は、

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) \equiv \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(B^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)} \quad (1.17)$$

$$= \sin 2\phi_{CP} \sin(\Delta M \cdot t) \quad (1.18)$$

$$\Delta M = M_{B_H^0} - M_{B_L^0}$$

t : B^0 中間子系の固有時間 ($t=0$ で B^0 のみの状態)

である (詳しい計算は A 参照)。 ϕ_{CP} は $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の確率と $B^0 \rightarrow f_{CP}$ 崩壊の確率振幅の位相差である。この式から、CP の破れを観測するためには B^0 が崩壊した時間を正確に知る必要があることがわかる。また、 ϕ_{CP} はユニタリー角と関係づけられるので、ある崩壊モードについてその崩壊モードの時間発展を観測すればユニタリー角を測定できる。

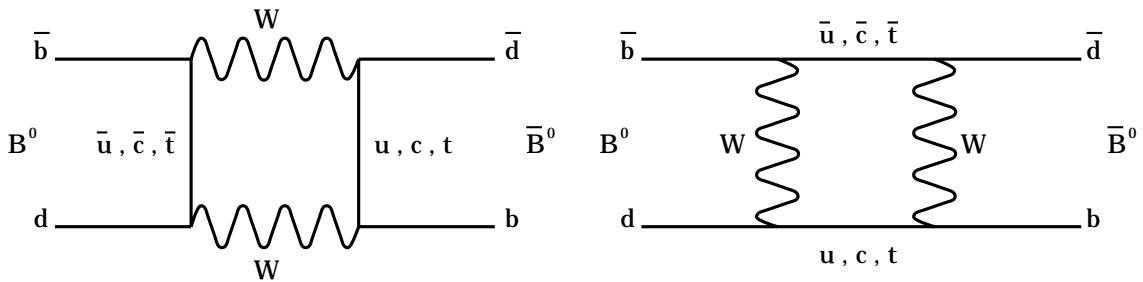


図 1.3: $B-\bar{B}^0$ の混合ダイアグラム

以上のことから、B 中間子を用いた間接的 CP の破れの観測には

- 大量の B^0, \bar{B}^0 の生成
- B^0, \bar{B}^0 の崩壊した時間の正確な測定
- 正確な粒子の識別

が必要となる。

電子と陽電子を非対称なエネルギーで衝突させると、 B^0, \bar{B}^0 の崩壊した時間を正確に測定できる。電子と陽電子の衝突によってできる共鳴状態 $\Upsilon(4S)$ は 10.6GeV の質量を持ち B_d^0, \bar{B}_d^0 に崩壊する。スピンが保存されるため B_d^0, \bar{B}_d^0 はどちらかが崩壊するまでは coherent な状態を保ち、時間が経つにつれて混合をおこす。しかし、系全体では常に B_d^0 と \bar{B}_d^0 を等量含む。よって、どちらかの粒子が崩壊し崩壊先の粒子を測定することで元の粒子が B_d^0, \bar{B}_d^0 のどちらであったかが決まり、崩壊していないもう一方の粒子は、

1. 常に崩壊した粒子の反粒子となる。
2. その直後から B^0 と \bar{B}^0 の混合をはじめめる。

式 1.17 より、

$$\mathcal{A}_f = \sin 2\phi_{CP} \sin(\Delta M \Delta t) \quad (1.19)$$

ただし、 t_1 を最初に粒子が崩壊した時間、 t_2 を残った粒子が崩壊した時間として $\Delta t \equiv t_2 - t_1$ 。以上のことから、CP の破れは 2 粒子の崩壊した時間の差に依存することがわかる。したがって、最初に崩壊した粒子が B_d^0, \bar{B}_d^0 のどちらなのかを判別することが重要となる。

B_d^0 の質量が約 5GeV であるため、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0 \bar{B}_d^0$ の反応では $\Upsilon(4S)$ の重心系から見ると B_d^0, \bar{B}_d^0 は 300MeV しか運動量を持たない。粒子の崩壊時間は粒子の飛距離から求めるため、運動量が小さいと粒子の生成から崩壊までの時間が短く、測定は難しい。この問題を解決するためにも、電子と陽電子を非対称なエネルギーで衝突させ $\Upsilon(4S)$ に運動量を持たせる必要がある。これにより、実験室系において B_d^0, \bar{B}_d^0 は大きな運動量を持つこととなり、寿命が長くなる。つまり、崩壊までの飛距離がのびるため、崩壊した時間を正確に知ることができる。

1.2 BELLE 実験の目的

BELLE 実験は、B 中間子を用いてユニタリー三角形の内角及び各辺をそれぞれ独立に測定することで、ユニタリー三角形を規定し、CP 非保存の検証を行ない、KM 行列の成分を決定することを第一の目的としている。また、未だ正確にわかっていない崩壊モードの分岐比を決定することも目的としている。

ユニタリー角に関して BELLE 実験では、

$$\begin{aligned} \phi_1 &: B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S \quad (\text{Gold Plated Mode}) \\ &: B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L \\ \phi_2 &: B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \\ \phi_3 &: B_s^0 \rightarrow \rho K_S \quad (\Upsilon(5S)) \\ &: B_d^0 \rightarrow D^0 K \end{aligned}$$

といった崩壊を観測することで求める。

1.3 KEK-Bファクトリー

B中間子の崩壊から、CPの破れを観測するために、B中間子を大量につくり出すことを目的として電子陽電子衝突型加速器、KEKB加速器が、その崩壊の観測のためにBELLE検出器が作られた。

ここでは、KEKB加速器及びBELLE検出器について述べる。

1.3.1 KEKB加速器

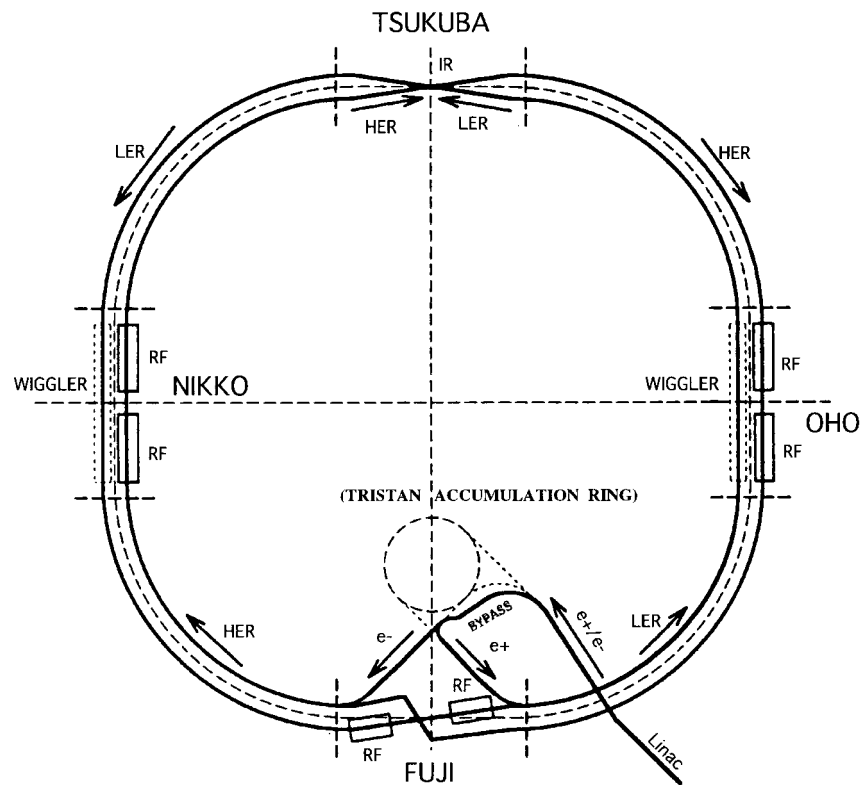


図 1.4: KEKB 加速器 (B ファクトリー)

図 1.4 に KEKB の概図を示す。 B^0, \bar{B}^0 の生成には $\Upsilon(4S)$ が B, \bar{B} にのみ崩壊することを用いる。 $\Upsilon(4S)$ の質量は $10.86\text{GeV}/c^2$ 、その崩壊で得られる B 中間子の質量が $5.28\text{GeV}/c^2$ と、 $\Upsilon(4S)$ との質量差が小さい。そのため、 $\Upsilon(4S)$ の静止系で B 中間子はほとんど静止している状態となり、B 中間子の時間発展を測定することは困難となる。この問題を解決するため、電子を $8.0\text{GeV}/c$ 、陽電子を $3.5\text{GeV}/c$ と非対称なエネルギーで衝突させ、B 中間子に平均 $2.3\text{GeV}/c$ の運動量を持たせることで実験室系における B 中間子の寿命を延ばし、測定可能な飛距離を得る。よって、KEKB は異なるエネルギーの電子と陽電子をつくり出すために、それぞれ別々のシンクロトロンリングを使用している。この 2 本のリングは共に全長 3km であり、電子を加速

		LER	HER	単位
エネルギー	E	3.5	8.0	GeV
円周	C	3016.26		m
ルミノシティ	L	1.0×10^{34}		$cm^{-2}s^{-1}$
交差角	θ_x	± 11		$mrad$
チェーンシフト	ξ_x/ξ_y	0.039/0.052		
IPにおける β 関数	$\beta x^*/\beta y^*$	0.33/0.01		m
ビーム電流	I	2.6	1.1	A
自然バンチ長	σ_z	0.4		cm
エネルギー幅	$\sigma E/E$	7.7×10^{-4}	7.8×10^{-4}	
バンチ間隔	sB	0.6		m
1バンチ当たりの粒子数		3.3×10^{10}	1.4×10^{10}	
放射	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	$1.8 \times 10^{-8}/3.6 \times 10^{-10}$		m
Synchrotron tune	ν_s	0.01 ~ 0.02		
Betatron tune	ν_x/ν_y	45.52/45.08	46.52/46.08	
Momentum compaction factor	α_p	$1.0 \times 10^{-4} \sim 2.0 \times 10^{-4}$		
エネルギー損失 / tune	U_0	0.87	4.8	Mev
RF 電圧	V_c	5 ~ 10	10 ~ 20	MV
RF 周波数	f_{RF}	508.887		MHz
ハドロン数	h	5120		
Energy damping decrement	$T_0/\tau E$	2.5×10^{-4}	5.9×10^{-4}	
曲率半径	ρ	15.3	76.6	m
磁石長	L_b	0.86	4.3	m

表 1.1: KEKB 加速器の主要パラメータ

するリングを HER(high Energy Ring)、陽電子を加速するリングを LER(Low Energy Ring) と呼ぶ。

1.1.3 節で述べたように、B 中間子の崩壊モードは非常に多岐にわたり、個々の崩壊の分岐比は非常に小さくなる。そのため、測定に十分な精度を与えるために大量の B 中間子が必要 (約 10^8 個) となり、加速器には高いルミノシティが要求される。ルミノシティとは、ビームの衝突確率のことである。KEKB では年間目標ルミノシティを $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$ としている。表 1.1 に KEKB の主なパラメータを示す。

1.3.2 BELLE 検出器

BELLE 検出器の構造を図 1.5 に示す。非対称エネルギー衝突での崩壊事象検出のため、検出器も衝突点に対して非対称に作られている。個々の検出器は衝突点から表 1.2 に示す順に配置される。

検出器	主な目的
シリコンバーテックス検出器 (SVD)	B 中間子の崩壊点の検出
中央ドリフトチェンバー (CDC)	荷電粒子の飛跡検出及びエネルギー損失測定
エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC)	π 中間子と K 中間子の識別
飛行時間差測定器 (TOF)	運動量 $1.2\text{GeV}/c$ 以下の π 中間子と K 中間子の識別及び測定器全体のトリガー
CsI 電磁カロリメータ (ECL)	γ 線、電子、陽電子のエネルギーと入射位置の測定
K_L^0/μ 検出器 (KLM)	μ 粒子と K_L^0 粒子の検出

表 1.2: BELLE 検出器と各検出器の目的

以下でこれらの各検出器について説明する。

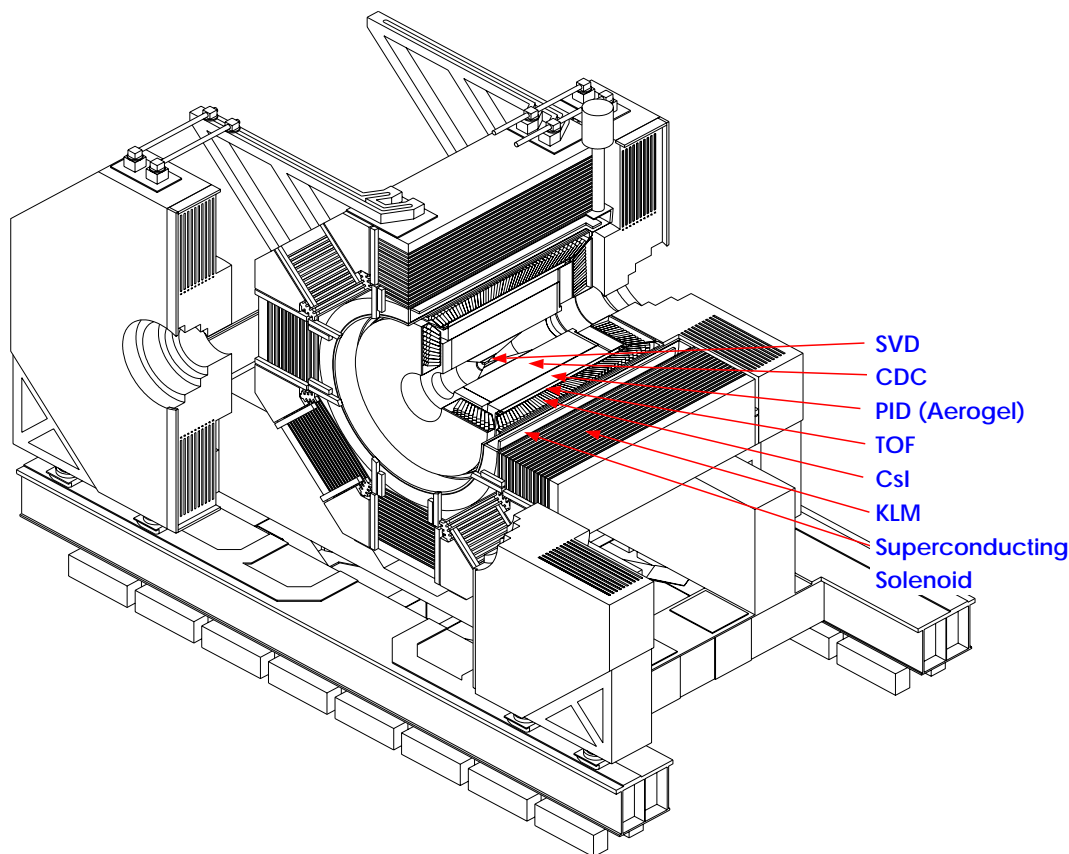


図 1.5: BELLE 検出器

シリコンバーテックス検出器 (SVD)

SVD は半導体検出器である。厚さ $300\mu\text{m}$ のシリコン板に $25\mu\text{m}$ 間隔で $6\mu\text{m}$ の電極を上下に張り付け、2枚で1層とし、全4層からなる。電極に逆バイアスがかかることによって、電極間のシリコン中を荷電粒子が通過した際、発生する電子・ホール対を各電極に集めストリップで信号として読み出す。BELLE 実験において崩壊の時間情報は2つのB中間子の崩壊点の相対位置から得られる。KEKB で作られるB中間子は崩壊までに約 $200\mu\text{m}$ 走るため、 $100\mu\text{m}$ 以上の崩壊点検出精度が求められ、SVD は $80\mu\text{m}$ の精度で検出可能である。精度良く測定するため、できる限り反応点に近づけて設置されている。

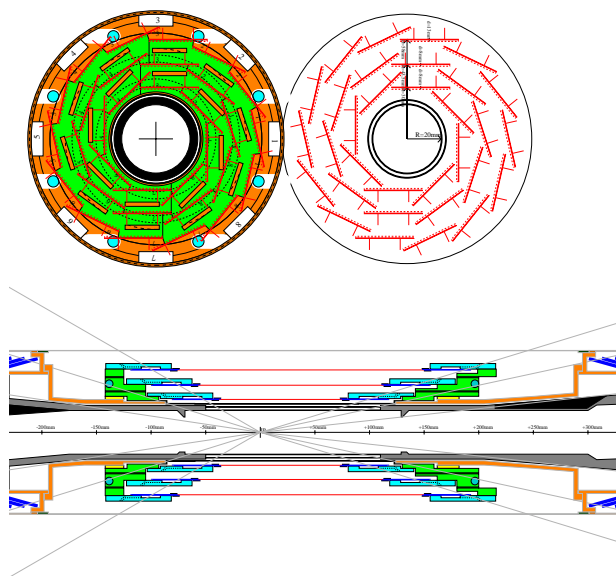


図 1.6: SVD 検出器

中央ドリフトチェンバー (CDC)

荷電粒子が超電導ソレノイドで作られる磁場中で描く飛跡を測定することにより、粒子の運動量を測定する。He 50% / C₂H₆ 50% のガス中に3層の陰極ワイヤーと50層の陽極ワイヤーを張り、各々の陽極ワイヤーは陰極ワイヤーで囲まれ電場セルを形成する。一つの電場セルの大きさは 1cm^2 程度である。陽極ワイヤーに高電圧をかけ、荷電粒子の通過によってガスが電離し発生した電子を集め、陽極ワイヤーで信号として検出する。信号がどのワイヤーからのものかだけでなく、信号の発生位置から電子がドリフトしてきた時間を測定し逆算することで、粒子の通過位置を精度良く求めることができる。位置分解能は $100 - 150\mu\text{m}$ である。また、信号の電荷量から粒子の検出器内でのエネルギー損失が求められる。エネルギー損失 (dE/dx) は粒子の種類に依存せず、その速さ ($\beta = v/c$) のみで決まるため、粒子の飛跡から求められた運動量の情報と合わせると、粒子を同定することができる。

エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC)

ACCは屈折率 $n=1.01\sim 1.02$ の SiO_2 エアロジェルを媒質に用いたチェレンコフカウンターである。媒質中を通過する荷電粒子の速度がその媒質中の光の伝播速度を越えた時、コーン状のチェレンコフ光が発生する。この媒質では運動量 $1.2\text{Gev}/c$ 以上の π 中間子がチェレンコフ光を発生し、 K 中間子では発生しないため $\pi - K$ 識別が光電子増倍管によって検出されるチェレンコフ光の有無によって可能である。

バレル部には、大きさが $12\times 12\times 12\text{cm}^3$ のエアロジェルモジュールが 960 個設置されており、検出可能領域が $34.6^\circ \leq \theta \leq 123.9^\circ$ である。ジェルの屈折率は $1.01\sim 1.02$ まで変化する。また、エンドキャップ部は大きさが $12\times 12\times 10\text{cm}^3$ のエアロジェルモジュールが 268 個設置されており、検出可能領域が $19.0^\circ \leq \theta \leq 33.0^\circ$ である。ジェルの屈折率は 1.01 となっている。

バレル部は 1 個のモジュールに 2 個、エンドキャップ部は 1 個のモジュールに対して 1 個の光電子増倍管で、チェレンコフ光の測定を行なう。

飛行時間差測定器 (TOF)

長さ 3m、厚さ 5cm のプラスチックシンチレーターを用いて、ACC では識別困難な $1.2\text{GeV}/c$ 以下の低い運動量の粒子の飛行時間を測定することにより、速度を直接的に測定する。1 つのモジュールは 2 個の TOF シンチレーター ($4\times 6\times 255\text{ cm}^3$) と 1 個の TSC シンチレーター ($0.5 \times 120\times 263\text{cm}^3$) から構成される。それぞれのシンチレーターの両端には光電子増倍管 FM-PMT (Fain Mesh dynode PhotoMultiplier Tube) が取り付けられている。TOF シンチレーターは飛行時間の測定、TSC シンチレーターは CsI カロリメーター及び CDC のトリガーを行なう。このモジュール 64 個が、ACC と ECL の間に円筒形に配置されている。

荷電粒子がシンチレーションカウンターを通過すると、その飛跡上の原子は励起され元の状態に戻る時にシンチレーション光が発生する。これを光電子増倍管で検出し粒子が通過した時間を測定する。ここで得られた速度と CDC によって得られた運動量 p によって、式 1.20 から粒子の質量 m を求めることが可能となる。

$$m = p \sqrt{\left(\frac{cT}{L}\right)^2 - 1} \quad (T : \text{飛行時間}, L : \text{飛行長}) \quad (1.20)$$

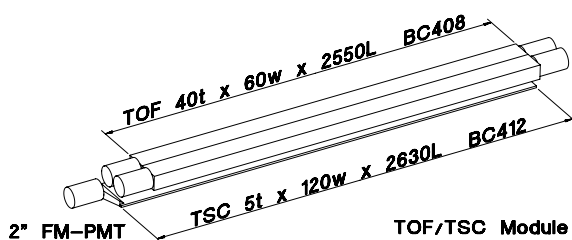


図 1.7: TOF/TSC モジュール

電磁カロリメータ (ECL)

CsI 結晶中を π^0 粒子の崩壊から生じる γ 線や電子、陽電が通過すると電磁シャワーが発生し、そのシンチレーション光をシリコン・ピン・フォトダイオードを用いて測定することで粒子のエネルギーを測定する。B 中間子の崩壊から生成される γ 線のエネルギーは 20MeV \sim 3GeV であるが、ルミノシティ測定等のため 8GeV までの測定が必要とされる。CsI 結晶の大きさは、前面が平均 $5.5 \times 5.5 \text{cm}^2$ 、後面が平均 $6.5 \times 6.5 \text{cm}^2$ 、長さ 30cm であり、これがバレル部及びエンドキャップ部に合わせて 9000 本使用されている。

BELLE CsI ELECTROMAGNETIC CALORIMETER

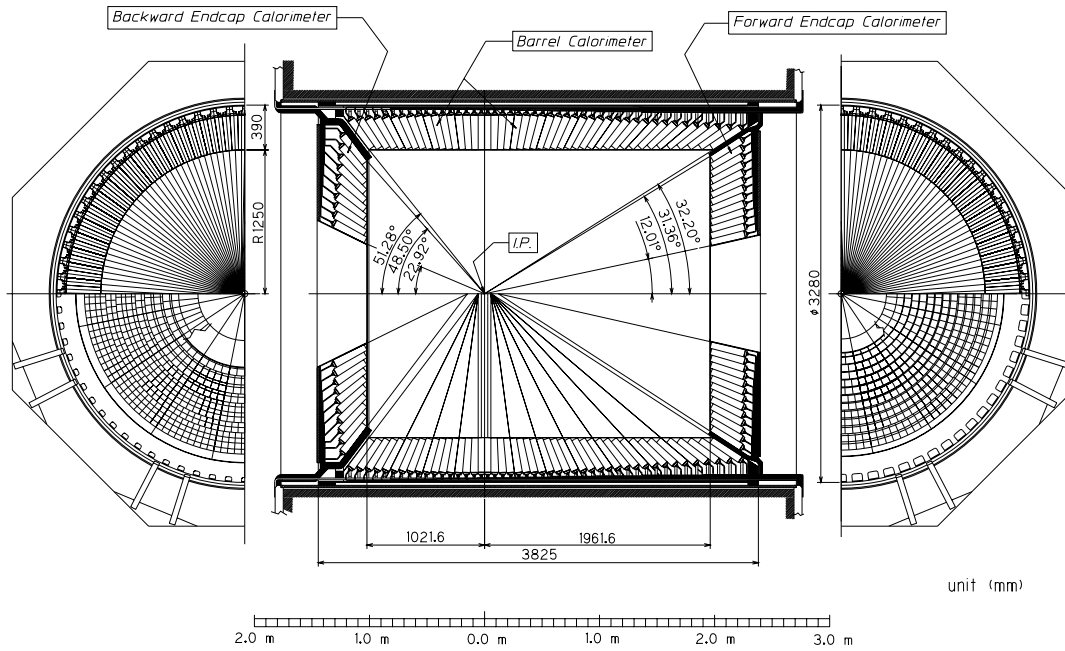


図 1.8: CsI カロリメータ

K_L^0/μ 粒子検出器 (KLM)

BELLE 検出器の最外部に位置し、物質との相互作用を起こしにくいいため内部の検出器では検出できない μ 粒子と K_L^0 粒子の識別を行なう。詳細は次章で述べる。

第2章 K_L^0/μ 検出器 KLM

2.1 概要

K_L^0/μ 検出器 KLM は BELLE 検出器において K_L^0 粒子と μ 粒子の識別を行なうことを主な目的としたサブシステムの一つであり、BELLE 検出器の最外部に設置されている。

K_L^0 粒子の検出は、ユニタリー三角形の ϕ_1 を測定する上で重要な $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ の崩壊モードにより K_L^0 粒子が生成されるため重要である。 K_L^0 粒子は中性粒子であり、寿命が $c\tau \sim 15.5\text{m}$ と長いことにより内部の検出器では検出できない。このため、KLM では物質との強い相互作用を利用して K_L^0 粒子を検出する。

μ 粒子は B 中間子の多くの崩壊モードで生成されることから、その検出は B 中間子のフレーバーの識別や、B 中間子の稀崩壊モードの測定において非常に重要となる。特に $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ の崩壊モードで生成される μ 粒子は KLM で観測されるモードとしては重要なモードである。このような理由から、 μ 粒子の検出には高い検出効率と粒子同定の純度が求められる。そのため、 μ 粒子と π 粒子の識別が重要となってくる。 μ 粒子は物質中で電磁相互作用により電離損失をするのみであるのに対し、ハドロンである π 粒子は強い相互作用をし多重散乱が大きいことから識別が可能となる。実際の解析では CDC で再構成された荷電粒子の飛跡を KLM 領域まで外挿し、KLM で検出された荷電粒子の飛跡との比較により識別を行なう。このような要求を満たすため、KLM は吸収材の層と薄い検出器の層とを交互に配置する多重構造となっている。よって、検出器には薄い構造であることが望まれる。また、BELLE 検出器の最外部に位置するため、広い面積をカバーしなければならず、さらに多層構造のため多くの検出器が必要となる。それゆえ、検出器は取扱いが容易で、材料が安価であることが望まれる。また、BELLE 実験は 10 年程度の継続が予定されているため、長期にわたり高い検出効率を維持でき安定した動作を示すことが要求される。

KEKB はレプトンコライダーであり、イベントレートは $\sim 200\text{Hz}$ と見込まれそれほど高くない。KLM で検出される粒子のレートは宇宙線のレート、 $\sim 0.01\text{Hz}/\text{cm}^2$ よりも低いと考えられるため、高レートのイベント検出はそれほど求められてはいない。

K_L^0 粒子は物質中で強い相互作用によって多重散乱するため、 K_L^0 粒子検出に求められる位置分解能は 5cm (角度分解能では 30mrad) 程度で十分であることがシミュレーション結果からわかっている [5]。 μ 粒子は散乱が少ないが、 5cm 程度の位置分解能であっても多層での飛跡検出は可能であることから、その再構成において問題はないと考えられる。

以上のような理由から、KLM の構造は次節に述べるようなものとなった。

2.2 構造

KLMの構造を図2.1に示す。KLMは筒状のバレル部と両端のエンドキャップ部で構成され、検出器であるRPC(Resistive Plate Counter)と吸収材である鉄を交互に配置した多層構造となっている。吸収材の鉄はソレノイドコイルのフラックスリターンヨークを兼ねているため、検出器の配置および磁場洩れをなくすことを考慮に入れてその形状と構造が決定された。鉄の層は層数がバレル部・エンドキャップ部共に14層あり、それぞれの層が厚さ47mmと44mmのギャップを持ち、このギャップに検出器が配置される。検出器層をバレル部が15層、エンドキャップ部が14層持つことから、カバーする面積は延べ1800m²に及ぶ。KLMの検出器部分であるRPCはその構造上非常に薄く大面積でかつ形状の選択が自由にでき、比較的安価に製作可能である。さらに、時間分解能が良く、信号の波高が大きいため増幅器を必要とせず、信号の読みだし回路もシンプルに構成できるというメリットがある。ガラスは容易に入手でき長期安定性が得られることから、KLMで使用されているRPCの極板には体積抵抗が $10^{12} \sim 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ のフロートガラスを使用している。RPCの構造等に関しては第3章で詳しく述べる。

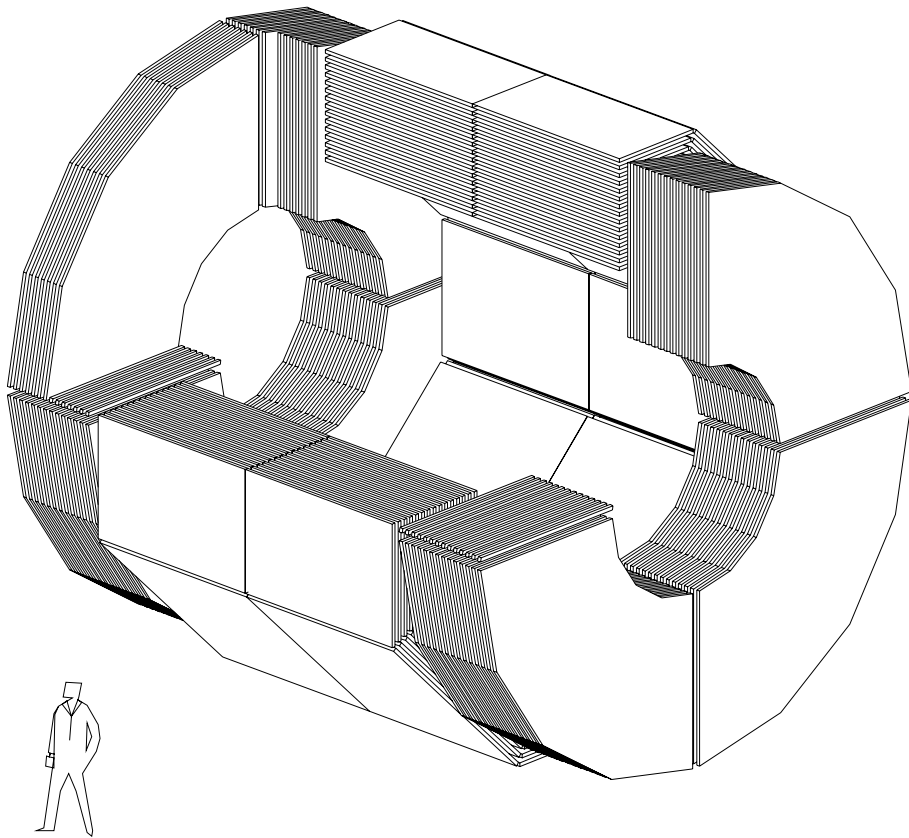


図 2.1: KLM 検出器の概観図

RPC 検出器部はモジュールと呼ばれる単位で構成され、1つのモジュールは2層のRPCと2枚1組の読み出し用銅箔ストリップおよび、絶縁フォームをアルミ製のフレームに入れた形で構成される。

バレル部のモジュールは長方形で、長さが220cm 幅は最内層が151cm 最外層が267cm で、約

3.9cmの厚さを持つ。バレル部は8セクターで構成され、各セクターは15層のRPCモジュールを持つ。RPCモジュール1層分を大きな長方形のRPCで構成するため、1モジュール当たり2枚のRPCが必要とされ、セクターは14層あるため合計で240モジュール、480枚のRPCが必要となる。

エンドキャップ部のモジュール(図2.3)は、4セクターで円形を構成するよう扇型をしており、内円半径が130.5cm、外円半径331cm、長さ約3.9cmである。RPC1層分を5枚の台形のRPCで構成するため、1モジュール当たり10枚のRPCが必要とされ、合計で112モジュール、1120枚のRPCが必要となる。RPC2層で1モジュールを構成するこの構造をスーパーレイヤーと呼んでいる。

Superlayer for KLM

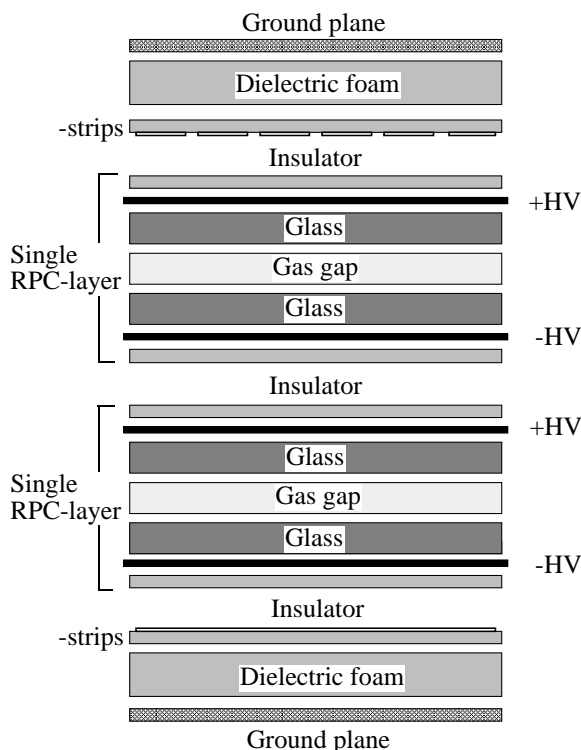


図 2.2: スーパーレイヤーの断面図

図 2.2 にスーパーレイヤーの構造を示す。このスーパーレイヤーには上下で1組の読み出し用ストリップを配置する。ストリップはエンドキャップでは θ 方向と ϕ 方向、バレルでは z 方向と ϕ 方向の測定に用いる。RPCは両面からの信号読み出しが可能のため、1モジュールで粒子の通過位置を決定することができる。また、KLMの位置分解能は5cm程度で良いことから、ストリップの幅は5cmと広くとることができる。データ収集系システムの設計上ストリップ数は12の倍数であることが望ましく、バレルの z 方向は内側6層分で36本、外側9層で48本、エンドキャップは θ が48本、 ϕ が96本とされ、合計37,984本の読み出しストリップが使用されている。バレルのストリップの幅は z が4.5cm、 ϕ が4.3~5.5cmであり、エンドキャップでは θ ストリップが3.6cmの同心円状であり、 ϕ ストリップが内側1.86cm、外側4.76cmの幅の放射状になっている。(図2.4)

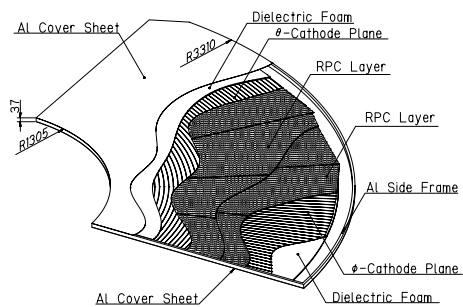


図 2.3: KLM エンドキャップモジュールの構造

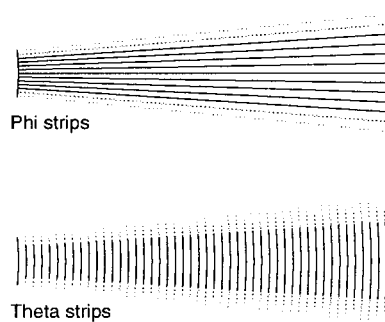


図 2.4: KLM エンドキャップモジュールの読みだしストリップ

スーパーレイヤーの2層のRPCにはどちらのRPCがヒットした場合でも、上下のストリップの組に同じように信号が発生するように同じ向きの高電圧がかけられている。それゆえ、個々のRPCの検出効率の低下を η_{loss} とすると、スーパーレイヤーの検出効率の低下を η_{loss}^2 と低く抑えることが可能となる。また、1層のRPCが何らかの理由によって動作しなくなっても、検出効率は落ちるものの、残りの1層で粒子の通過位置を求めることができる。

第3章 Resistive Plate Counter (RPC)

RPC(Resistive Plate Counter) は平行平板スパークカウンターの一種で、ガス増幅方式の荷電粒子検出器である。現在のRPCの原型は、1980年代初頭にイタリアのSantonico達によって開発されたものであり、KeuffelのスパークカウンターやPestov Counterから発展したものである。

ここでは、その開発の歴史や動作原理について述べる。

3.1 開発の歴史

KeuffelのParallel-Plate Counter

Geiger-Mullerカウンターのようなワイヤーチェンバーは、ワイヤーを中心とした電場 $E \propto 1/r$ を作る。そのため、ワイヤーの近くの領域でのみ電子増殖が起こる。電子はガス中をドリフトしてワイヤー近傍まで来るが、このドリフト距離があるために時間情報が悪くなり、時間分解能が悪くなる。Geiger-Mullerカウンターの時間分解能改善のため、Parallel-Plate Counterが1940年代にKeuffelらによって開発された[6]。このカウンターは、アルゴン、エチレンの混合ガスを0.5気圧で封じ込めたガラス管中に35cm²の銅または銅メッキされた鉄板を2.5mm間隔平行に配置したものである(図3.1)。平行な極板間に電圧をかけると電子の増殖が起こるような強い電場が一様にできることを利用してガス増殖を起こさせる。時間分解能が約0.1 μ secと悪かったGeiger-Mullerカウンターに比べ、このカウンターは数10nsecと良く、検出効率は90%、信号の波高は数100Vであったとされている。また、放電がカウンター全体に及ぶため、極板の面積そのものが位置分解能となる。Geiger-Mullerカウンターでは、電子雪崩によって生成された電子自身がワイヤーの周囲にそれ以上の放電を防ぐような分布をするが、このカウンターではそういった電荷分布はしないため、一度放電が起こると電圧をかけている限り放電が続いてしまう。そのため、放電が起こると一定時間(0.01 ~ 0.05sec)極板の電圧が下がるようにクエンチング回路が設けられている。

カウンターの製作には完璧な極板の表面処理と、極板の高い平行度を保つこと、これらをガラス管の中に作らなければならないことなど、技術的な困難があった。また、1 ~ 2ヵ月でカソード側に'spot burst'ができ、その箇所が常に放電を起こすようになるため、その度に極板を洗浄または交換しなければならないなどの問題点があった。

PestovのPlaner Spark Counter

平行平板カウンターで広い面積での検出や、高レートにおける検出を可能にするため、Planar Spark Counterが旧ソ連のPestovらによって開発された[7]。このカウンターは、陽極には半導

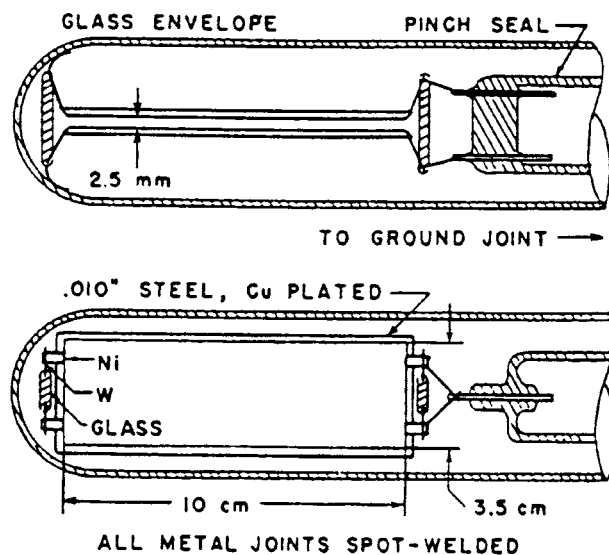


図 3.1: Keuffell の Parallel-Plate Counter

体ガラスを、陰極にはガラスに蒸着させた銅を用い、それを $100\mu\text{m} \sim 200\mu\text{m}$ 間隔で平行に配置し、陽極外側の銅のストリップで放電信号を読み出すものである (図 3.2)。極板間にはアルゴンまたはネオンと、クエンチングガスとしてイソブタンやエチレンを約 10 気圧で流す。粒子の通過によりガスが電離し、イオン対が生成され放電が起こるが、クエンチングガスや高抵抗の極板が、放電を局所的なものに抑える。

このカウンターは小型のものでは時間分解能が $\sigma_t = 30\text{ps}$ というものが作られるほど時間分解能が良い。このため、一部では TOF カウンターとして用いられた。しかし、10 気圧という高圧でガスを流さなければならないことや、極板間隔を高い精度で保つことが技術的に困難であること、極板材料である半導体ガラスが高価であることなどから、大型の素粒子実験への広汎な利用には至らなかった。

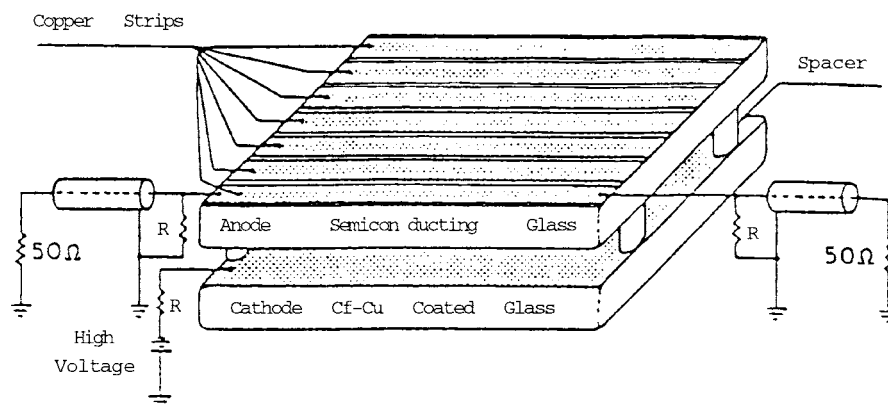


図 3.2: Planer Spark Counter

Santonico らの Resistive Plate Counter

Resistive Plate Counter (RPC) は1980年代にイタリアの Santonico らによって開発された [8]。極板には内側にリンシードオイルをベースとした半導体塗料を塗ったベークライトを使う。このリンシードオイルはベークライト板の表面を平滑にすると共に、極板抵抗を $\sim 10^{12}\Omega/\text{cm}$ 程度に安定化させる働きを持つ。この極板は1.5~2mmの間隔で平行に配置される (図3.3)。極板間にはアルゴン:ブタン=6:4の割合で混合したものに数%のフレオンを加えたガスを流す。クエンチングガスとしてのブタンとフレオンや、極板の内側に塗ったリンシードオイルの働きによりアフターパルスやパルスの広がりが抑えられる。ベークライトを極板としたRPCの特徴として以下のことが挙げられる。

- パルスの波高が数100mVと大きいので増幅器を必要としない。
- パルスの立ち上がりが速い。
- 時間分解能が $\sigma \sim$ 数nsecと良い。
- 安易に製作でき材料が安価である。
- ベークライトには吸湿性があるため、反り返りなどの変形が起こり易く、大型のものには向かない。
- 長期間の使用で極板表面に‘spot burst’のようなものができ、その箇所が常に放電するようになるため、長期安定性にかける。

E771 や L3、MINI 実験などで μ 粒子検出器等として使用されている [9, 10, 11]。

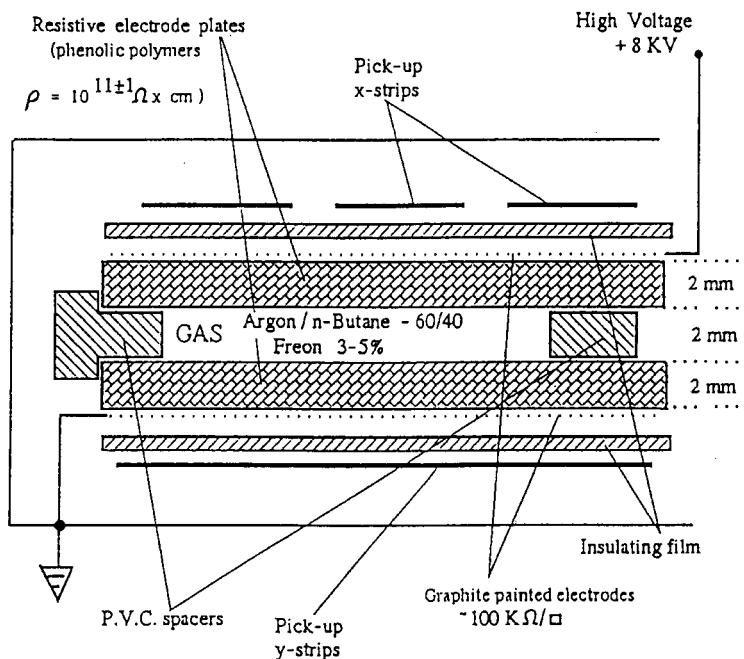


図 3.3: Santonico's Resistive Plate Counter

3.2 動作原理

RPCの動作過程を述べる(図3.4)。まず、RPCの極板に直流高電圧を印加する(図3.4 1.)と、極板間に一様な電場が発生し粒子検出可能な状態になる(図3.4 2.)。RPC内に荷電粒子が入射すると、極板間内の混合ガスのうちアルゴンとブタンが電離され、粒子の飛跡に沿ってイオン対が発生する(図3.4 3.)。このイオン対を一次イオン対と呼ぶ。その数はガス分子と荷電粒子の反応の確率による。また、その分布はポワソン分布に従う。生成される一次イオン対の数は、標準状態において最小エネルギー損失で荷電粒子により電離された場合、1cmの飛行当たりアルゴンが29.4(pair/cm)、イソブタンが46(pair/cm)である[12]。本実験で用いたRPCは2mmのギャップを持つため、standardガス(Ar 30% / ios C₄H₁₀ 8% / HFC-134a 62%)では平均約2.5個の一次イオン対が生成される。

極板間の電場により、生成された一次イオン対は加速され各々、陽極、陰極へ向かって動き出し、ガス分子と衝突して増殖し1次電子雪崩(Avalanche)を起こす(図3.4 4.)。

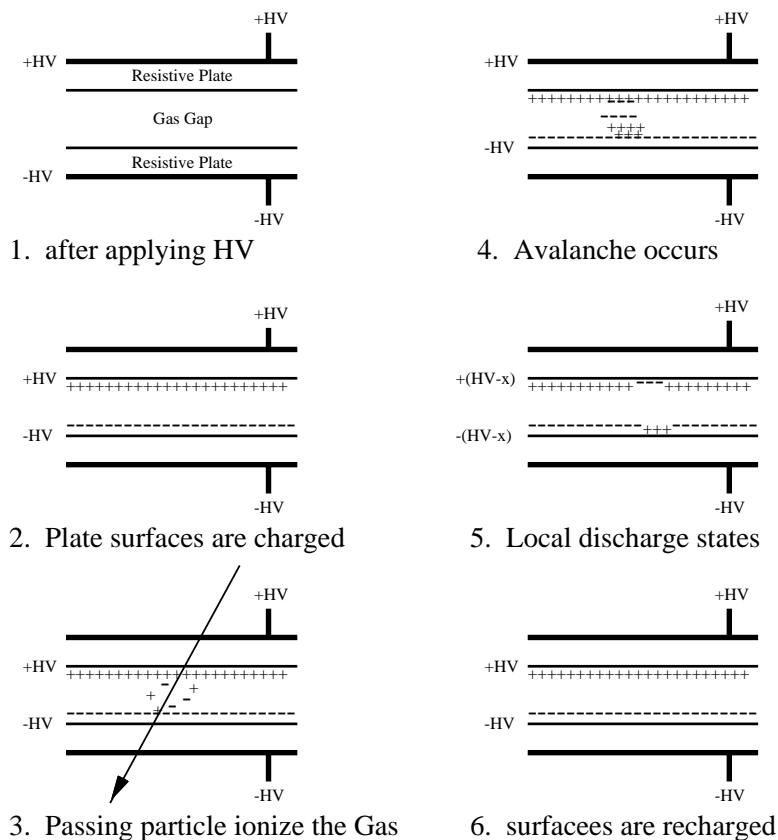


図 3.4: RPC の動作 (2~6 を繰り返す)

ストリーマーは以下に示す理由から、その成長が抑えられるため、極板全体が放電するにはいたらない。

理由 1 ストリーマーが形成されると電極が電氣的に短絡された状態になる(図3.4 5.)。しかし、極板は約 $10^{10} \sim 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ と抵抗が大きいいため急激に電流が流れることはない。よって、ストリーマーが起きた部分だけが局所的に電圧降下する。これにより極板間の電場が弱

まるので、放電(ストリーマー)が発展しない。

理由2 アルゴンイオンの再結合等によって発生する紫外光をブタンが吸収するため、二次雪崩が抑えられる。

理由3 酸素やフロン等は、電子捕獲係数が高くストリーマーから出てくる電子を吸収する。そのため、ストリーマーサイズは抑えられ、電荷の横方向の広がりも抑えられる。

放電により極板表面の電圧は降下するが、上記の理由1により電圧降下はストリーマーが発生した部分の近傍のみに限られ、その他の領域での信号の発生には影響しない。このことから、RPCを互いに独立した小さな放電領域の集合体(discharge cell)とみなすことができる[13]。

それぞれの discharge cell は図3.5のような等価回路を持つ小さな Keuffel 型のスパークカウンタ構造をしている。図3.5のコンデンサ C 、 C_g および R 、 R_g はそれぞれ極板とガス層に相当する。ガスがイオン化されていない状態(図3.5 a))では $R_g \sim \infty$ であり、印加電圧によってコンデンサ C に電荷が蓄えられ、ガス層に相当するコンデンサ C_g に電場が発生する。荷電粒子の通過によって、ストリーマーが発生し、放電が起こり電流 I が流れる(図3.5 b))。そのため、 C_g に蓄えられた電荷が失われ電場が降下するが、極板の抵抗 R が大きいいため、電源からの電流は制限される。その後、ガスがイオン化されていない状態に戻り再び充電される(図3.5 b))。よって、ストリーマーの発生から再充電されるまでの間は、この discharge cell は粒子が検出できないことになる。

再充電にかかる時間 τ を不感時間と呼び、

$$\tau = R(C + C_g) = \rho \epsilon_0 \left(\epsilon_r + \frac{2d}{g} \right) \quad (3.1)$$

ρ ; 極板の体積抵抗率

ϵ_r ; 比誘電率

d ; 極板の厚さ

g ; 極板間の距離

と表す[14]。式3.1より極板の抵抗が高くなるほど電圧の回復に時間がかかることがわかる。したがって、粒子の入射レートが高い環境下や自発放電が多い場合には電圧の回復が粒子の通過に追い付かず、検出効率の低下が起こる。この不感時間はガラス($\rho \sim 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$)を極板に用いた場合、 $\tau \sim 1 \text{sec}$ であるが、ストリーマーの放電時間が約 10nsec 程度と不感時間よりも短いため、 $R \sim \infty$ とみなすことができ、ガス内において二次的な放電は起こらない。

また、電圧降下が起こった領域は電圧が回復するまでは不感領域となり粒子を検出することができなくなる。discharge cell の個々の放電領域の面積は、

$$S = \frac{Qg}{\epsilon_0 V} \quad (3.2)$$

Q ; ストリーマーによって発生する電荷量

V ; 極板間の電位差

g ; 極板間距離

と表すことができる [14]。discharge cell の大きさは電荷量 Q によって決まるため、 Q が大きくなると不感領域が広がる。本実験で用いた RPC では standard ガスにおいて $V = 8.2\text{kV}$ のとき $S \sim 2.75\text{mm}^2$ である。

粒子の入射レートを $r(\text{Hz}/\text{cm}^2)$ とすると、検出効率の低下は式 3.1、式 3.2 を用いて近似的に、

$$\eta_{loss} = 1 - \eta \sim r\tau S \quad (3.3)$$

$$= \frac{rQ\rho}{V}(g\epsilon_\tau + 2d) \quad (3.4)$$

と表される。高い入射レートにおいても高い検出効率を得るためには、体積抵抗率の小さい素材を極板に使用し不感時間を短くするか、ストリーマーの電荷 (パルス) を小さく抑え不感領域を小さくする必要がある。パルスの大きさを小さく抑えるには高抵抗率の極板を用いて流れる電流を制限すれば良い。しかし、一般に体積抵抗率があまり低いとノイズが多くなるため、RPC の極板に適した体積抵抗率は、 $\rho = 10^{10} \sim 10^{12}(\Omega \cdot \text{cm})$ とされている。

混合ガスにおいてフロンなどの電子親和力のあるクエンチングガスの割合を増やすとパルスを小さく抑えることができる。また、ストリーマーモードではなくアバランチモードで動作させる試みもなされている [15]。

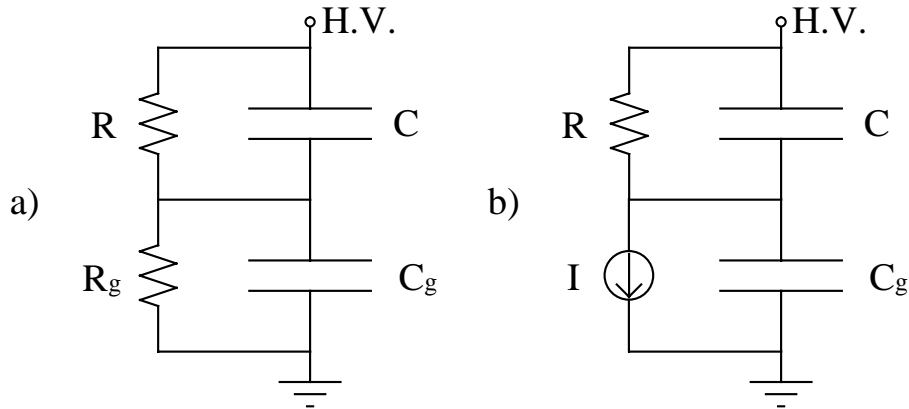


図 3.5: discharge cell の等価回路

a) ガスがイオン化されていない状態 b) ストリーマーが発生した状態

3.3 信号の検出

RPC からの信号の読み出しには RPC の外側に配置した読み出しパッドやストリップを用いる。ストリーマーの発生によって、極板が電荷を失い極板間の電場が変化する。その電場の変化が、パッドやストリップ上で静電誘導による電位の変化となり信号として検出される。したがって、正極側には負のパルスが、負極側には正のパルスが発生するため、RPC の両面からの読み出しが可能である。よって、異なる方向 (x, y など) のストリップを両面に配置することにより、粒子の通過位置の特定が可能となる。

ストリップはインピーダンスを適切にとると伝送線 (transmission line) の役割を果たすため、長いストリップの場合でも信号の波形や時間情報の損失を最小限に抑えることができる。信号

ケーブルとストリップとのインピーダンスを合わせるためには、ストリップの外側に設けたグラウンドシールドとの間の距離を適切に設定する必要がある。以上のような理由から、ストリップは大型のRPCでの信号検出に適していると言える。

図 3.6 に信号の読み出しのための電極の等価回路を示す [13]。 C は電極の容量を、 R は電極とグラウンドとの間の抵抗、 I はストリーマーにより誘起される電流を表している。ストリップを信号の読み出しに用いた場合、ストリップを伝送線とみなすと C の値はストリップの長さではなく信号の広がり大きさに依存する。一般的にRPCの信号の広がり大きさは数 cm であることから、 $C \sim 1\text{pC}$ となる。インピーダンスが 100Ω のとき、信号はストリップの両側に伝わるため、 $R \sim 50\Omega$ となり、この回路における時定数 τ は $\tau = RC \sim 50\text{psec}$ で、信号の立上り時間 ($\sim 10\text{nsec}$) よりもはるかに短い。

一方、信号の読み出しにパッドを用いた場合、パッドをコンデンサーとしてみなすことができるため、 C の値はパッドの面積に依存する。そのため、パッドの面積が大きくなると時定数 ($\tau = RC$) の値が大きくなり、信号の立上り時間よりも大きくなってしまふ。また、検出される信号は複数のパルスの和となって現れる。以上の理由から、面積の大きいパッドでは、ノイズが多くなるなど信号の読み出しに悪影響がでてくるため、適切な大きさのものを使用しなければならない。

本実験では $25 \times 25\text{cm}^2$ の読み出しパッドを使用した、その時定数は数 100nsec と考えられる。

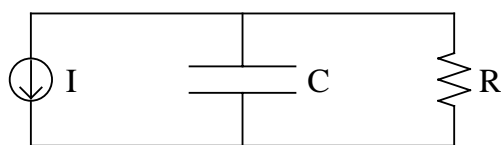


図 3.6: ストリップの等価回路

3.4 KLM用RPC

KLM用RPCはフロートガラスを高抵抗電極板として使用しており、その厚さはバレル用が 2.6mm 、エンドキャップ用が 1.8mm である。3.1 節で述べたようにベークライトには吸湿性があり反り返りなどの変形が起こり易く大型のRPCには向かないことや、スパーク発生時に変質し抵抗値が大きく変化することなどから、長期安定性にかけると思われるためガラスが極板として選択された。フロートガラスとは、熱して溶かした液体状のスズのプールに溶かしたガラスを浮かべるといふフロート製法によって作られた表面が平滑な透明ガラスである。スズに接触していた面と空気に触れていた面とでは物性が異なる。スズ面とガラス面はガラスに紫外線を照射することで判別する。白い紙などの上でガラス面に紫外線をあてるとガラスの切口がオレンジ色に光り、スズ面は光らないため容易に判別できる。ガラス面の方が表面抵抗率のバラツキが小さいことなどから、この面をRPCの内側に使用している [16]。このガラスの体積抵抗率は $10^{12\sim 13}\Omega \cdot \text{cm}$ と大きいため高レートでのイベント検出には適さないが、KEKB程度のレートであれば問題はない。

KLMエンドキャップ用RPCの構造を図 3.7 に示す。広い面積の極板の間隔を一定に保ち極板

間にガスを均一に流すためのギャップを形成するため、RPC 周辺部および内部に厚さ 2mm のスペーサーを設置する。電極材料としてバレル用 RPC には主に導電性インクを、エンドキャップ用 RPC には主に導電性カーボンシートを使用している。現在、KLM で使用されているガスはアルゴン 30%/ブタンシルバー 8%/フレオン HFC-134a(CH₂FCF₂) 62% の混合比のガスで、“standard ガス”と呼ばれる [1, 17]。ガスの特性などについては次章で詳しく述べる。

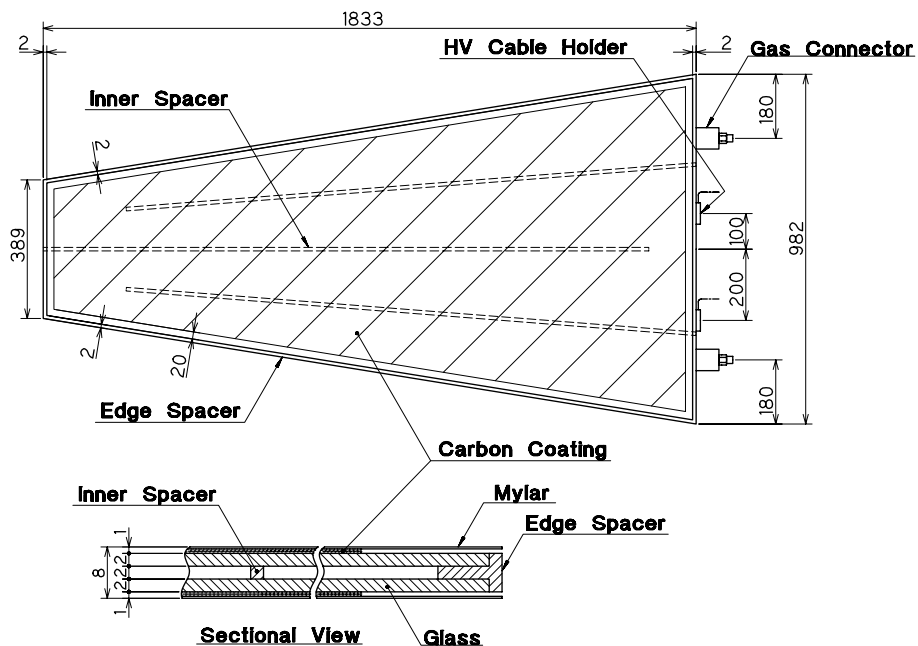


図 3.7: エンドキャップ用 RPC

第4章 フレオンレス (freonless) ガスによる性能評価

現在 BELLE では、アルゴン (Ar) 30% / ブタンシルバー 8% / フレオン HFC-134a 62% の割合の混合比のガスを “standard ガス” と呼び、使用している。ストリーマーを抑えるためのクエンチングガスとして、以前は R13B1 (CF₃Br) を用いていたが、このガスはオゾン層を破壊することがわかり環境問題から製造が禁止されたため、現在はオゾン層を破壊しないフレオン HFC-134a が使用されている。しかし、HFC-134a は地球温暖化係数が高く、自然環境への影響を考えると使用を控えた方が良い。HFC-134a の替わりのガスに求められることは、電子親和力がありストリーマーを抑えるクエンチング効果が期待できること、非可燃性であること、オゾン層を破壊せず、地球温暖化係数 (GWP) が低いことである。酸素はこの条件を満たす。

SF₆ も非可燃性でありオゾン層を破壊せずまた、その電子親和力の高さから、HFC-134a の替わりとして考えられる。実際、SF₆ 1% の添加で、standard ガスに劣らない値が得られている [1, 2]。しかし、SF₆ は GWP の値が CO₂ の 24900 倍と高く、将来的には温暖化ガスとして禁止される可能性があり、より環境に害のないガスとして酸素が考えられる。

本章では、宇宙線を用いてガラス RPC のテストを行ない HFC-134a の代替ガスとして酸素を使用した場合等、フレオンを使用しない混合ガスであるフレオンレス (freonless) ガスによる RPC の性能を評価する。

4.1 使用ガス

本実験で使用したガスは、マスフローコントローラーで各ガスの流量を調節し、あらかじめ混合され RPC に流される。ガスの総流量は、10cc/min である。

4.1.1 standard ガス

アルゴン (Ar) 高速荷電粒子の通過で、電離されイオン対を形成する。この電子が電子雪崩を起こすことによりストリーマーに発展し、読みだしパッドに電荷を誘導する。

ブタンシルバー (C₄H₁₀) ブタンシルバーとは、ブタンとイソブタンの割合が約 7:3 で、純化されていないためにより安価であるガスである。イソブタンは、イオンの再結合により発生する光子を吸収し、2次放電を防ぐ。この働きにより、アフターパルスの発生やストリーマーのサイズを抑える。可燃性ガスであるため安全面から大型の実験での使用には他のガスとの混合においてその混合比に注意が必要となる。

ブタンシルバ - とイソブタンで、光子の吸収効果に大きな違いはない。このため、本実験では、ブタンシルバ - を用いた。以後、“ブタン (C_4H_{10})” とはこの“ブタンシルバ - ”を指すものとする。

フレオン HFC-134a (CH_2FCF_2) フッ素の電子親和力が大きいため (HFC-134a で約 $0.6eV$)、外殻電子捕獲により、放電の空間的広がり (ストリーマー) を抑える。いわゆる代替フロンでありオゾン層は破壊しないが、地球温暖化係数 (GWP) が二酸化炭素の 1300 倍と高く、環境に対する影響を考慮すると、使用しない事が望ましい。

4.1.2 freonless ガス

酸素 (O_2) 電子親和力が $0.44eV$ と比較的高く、外殻電子捕獲によるストリーマーを抑える効果が期待できる。もちろん、オゾン層を破壊したり、温暖化効果のあるガスではないが、支燃性ガスであるためブタンとともに使用した場合、混合比によってはその混合ガスは可燃性ガスとなる。

二酸化炭素 (CO_2) 不燃性ガスである。窒素も不燃性ガスであるが、二酸化炭素の $1mol$ あたりの熱容量が約 $37.5J/K \cdot m$ であり、窒素の熱容量約 $29.2J/K \cdot m$ よりも大きいいため反応熱を吸収しやすい。よって、混合ガスをより燃えにくくするために本実験では二酸化炭素を不活性ガスとして用いた。また、地球温暖化ガスとして知られているが、フレオンよりは GWP が低く、フレオン程の地球環境に対する影響はない。また、ブタンより弱いながらも光子を吸収するためクエンチング効果も期待できる [18]。

以後、酸素、二酸化炭素を含む混合ガスを freonless ガス、アルゴンとブタンのみの混合ガスを flammable ガスと呼ぶ。

混合ガスの可燃性と環境への影響 大型実験での RPC に用いる混合ガスは、空気中に拡散した時、非可燃性であることが要求される。しかし、可燃性ガスであるブタンは支燃性ガスである酸素との混合において適当な混合比で可燃性を持つ。混合ガスの燃焼を維持するためには、熱の散逸速度よりも発生速度の方が大きくなければならないからである。イソブタンの爆発限界は大気中 (酸素濃度約 21%) では常温常圧下で約 2 ~ 8% である。この爆発限界は、二酸化炭素や窒素などの不活性ガスを加え、混合ガスの酸素濃度を低くすることで、狭めることができる。図 4.1 はブタンに二酸化炭素、窒素を混合した場合のそれぞれの可燃性領域を示したものである [19]。図 4.1 を横軸を酸素濃度、縦軸をブタン濃度として可燃性領域を描きなおしたものが、図 4.2 である。図中の点線は、ブタン及び二酸化炭素の混合ガスが空気中に一様に拡散した場合この混合ガスが可燃性ガスとなるか非可燃性ガスとなるかの限界を示している。破線より下側の領域での混合ガスは、非可燃性ガスとなると考えられる。例えば、ブタン 10% と二酸化炭素の混合ガスは点線上にあり、非可燃性ガスとなる領域の上限となる。したがって、図中 ■ で示される混合比の混合ガスは点線よりも下に位置するため、空気中に拡散した場合非可燃性ガスとして扱うことができると考えられる。アルゴン、フレオンも不燃性ガスであるため、二酸化炭素や窒素と同様の曲線が描けるはずである。アルゴンの $1mol$ あたりのモル熱容

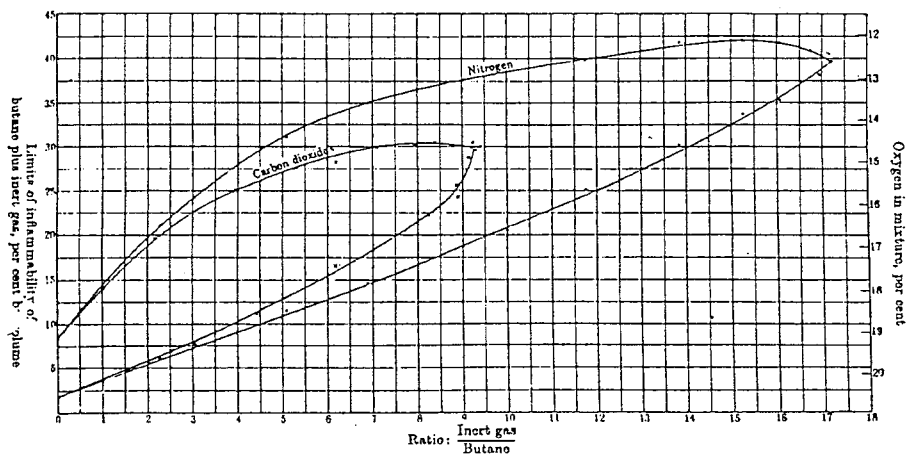


図 4.1: ブタンを窒素又は二酸化炭素と混合した場合の爆発限界

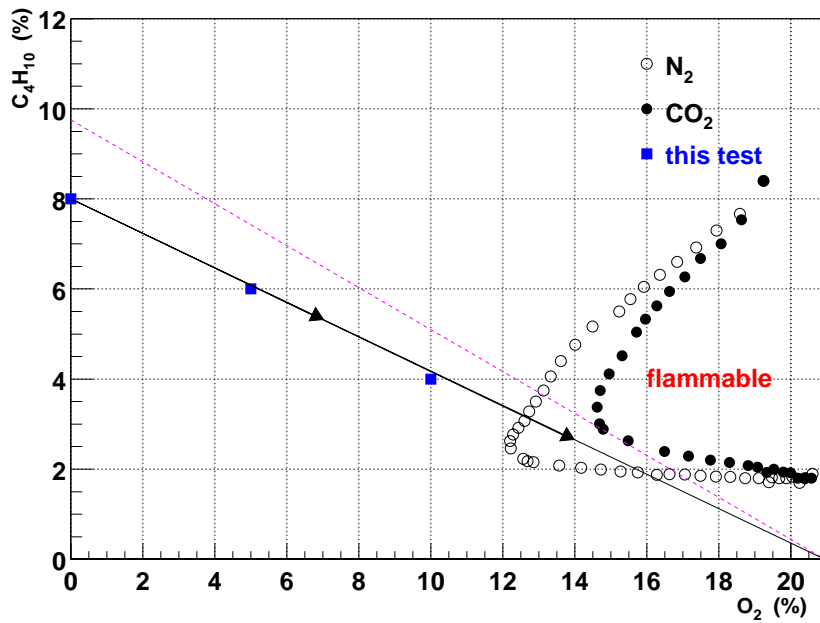


図 4.2: ブタンと窒素又は二酸化炭素との混合ガスの非可燃性領域

量は $20.8 J/K \cdot m$ と窒素の約 $2/3$ であるが、アルゴンに関するものが得られなかったため、窒素よりは可燃性領域が広いと思われるが、窒素で代用することにした。

図 4.2 の ■ で示されるブタンと酸素の混合割合が $(8\%, 0\%)$, $(6\%, 5\%)$, $(4\%, 10\%)$ と非可燃性領域と思われる領域でのテストを本実験で行なった。また、可燃性ガス、非可燃性ガスの比較のため、不活性ガスを混合せず明らかに可燃性領域である混合比率のガスもテストした。本実験で用いたガスの混合比を表 4.1 に示す。

Gas fraction (%)			
C ₄ H ₁₀	Ar	CO ₂	O ₂
70	30	0	0
50	50	0	0
30	70	0	0
8	30	62	0
8	20	72	0
8	10	82	0
8	5	87	0
6	30	59	5
6	20	69	5
6	10	79	5
6	5	84	5
4	30	56	10
4	20	66	10
4	10	76	10
4	5	81	10
C ₄ H ₁₀	Ar	HFC-134a	
8	30	62	

表 4.1: 本実験におけるガスの混合比率

4.2 実験装置

3.1 節で述べたようにベークライトを極板に使用した RPC では長期安定性に欠けるため、BELLE 実験ではガラスを極板とした RPC を使用している。そのため、本実験でもガラスを極板とした RPC を使用した。

RPC の形状

本実験で使用したガラス RPC の上面図を図 4.3 に、断面図を図 4.4 に示す。極板には面積 $30 \times 30\text{cm}^2$ 、厚さ 2mm のフロートガラスを使用した。極板の間隔を一定に保ちガスを均一に流すためのギャップを形成するために、RPC 内部には厚さ 2mm、長さ 17cm のアクリル製のスペーサーを置いた。また、外側にはギャップの形成とガスの密閉のためのスペーサーを置く。電圧供給用にガラスの外側に $25 \times 25\text{cm}^2$ のカーボンテープ (SHINTRON STR-9140) と HV コネクター、銅テープ貼り、その上から外部との絶縁のためにマイラーシートを貼った。使用したカーボンテープは表面抵抗率が $\rho = 5 \times 10^7 \Omega/\square$ である。

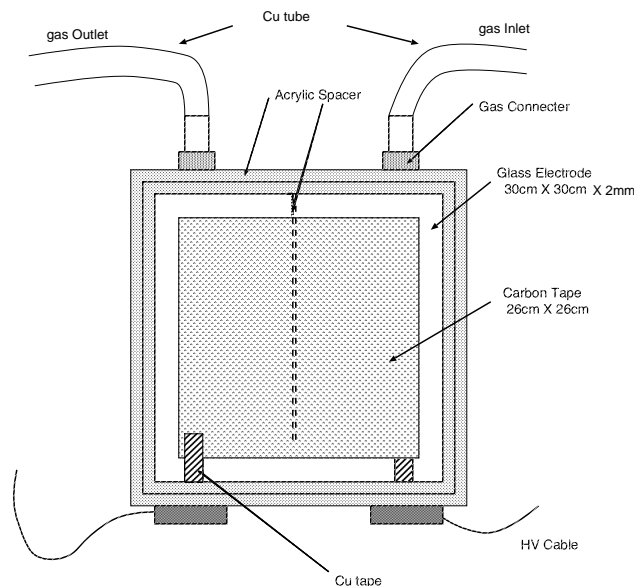


図 4.3: RPC を上から見た図

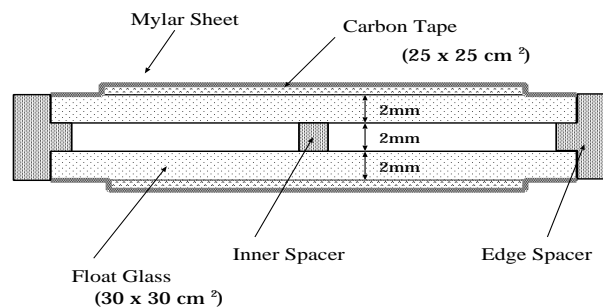


図 4.4: RPC の断面図

図 4.5 に RPC とシンチレーターの位置関係を示す。RPC はガラスを極板としたものとベークライトを極板にしたものをそれぞれ 2 枚ずつ用意した。一番上の RPC が本研究で性能評価に用いたガラス RPC である。4 枚の RPC はガラスとベークライトを交互に重ねられ、2 枚目の RPC の下にシンチレーションカウンター T_2 を置き、4 枚重ねた RPC の上部にシンチレーションカウンター T_1 を置く。重ねた RPC の下には電磁シャワーを吸収させるため、厚さ 10cm の鉛ブロックを置き、その下にシンチレーションカウンター T_3 を置く。これら 3 個のシンチレーションカウンター T_1, T_2, T_3 のコインシデンスによって荷電粒子通過のトリガーを発生させる。 T_1, T_3 の有効面積は $20 \times 20\text{cm}^2$ 、 T_2 の有効面積は $9 \times 20\text{cm}^2$ である。ただし、後に述べる電荷の広がり測定には T_2 を有効面積 $1 \times 20\text{cm}^2$ のシンチレーションカウンターに替え用いる。

RPC に与えられる電圧はそれぞれの RPC に対して、正極用の正電源と負極用の負電源の 2 つの高電圧電源によって供給される。図 4.6 に示されるように、RPC からの信号は、30m のリモケーブル (50Ω) を通すことでシンチレーションカウンターの信号との時間差が調整される。その後、Linear Fan In/Out で 2 つに分けられ、一方は ADC(LeCroy2249W) へ、もう一方はディスクリミネーターを通して TDC(LeCroy2228A) とスケーラーへと送られる。ディスクリミネーターのしきい値は -30mV である。ADC の測定可能上限が約 600pC であるため、ADC の直前にアテニュレーターを入れあらかじめパルス波高の調整を行なう。

実験は空調設備のある実験室で行なわれ、実験中の温度 $22\text{C}^\circ \sim 24\text{C}^\circ$ は湿度は $20\% \sim 50\%$ 程度であった。

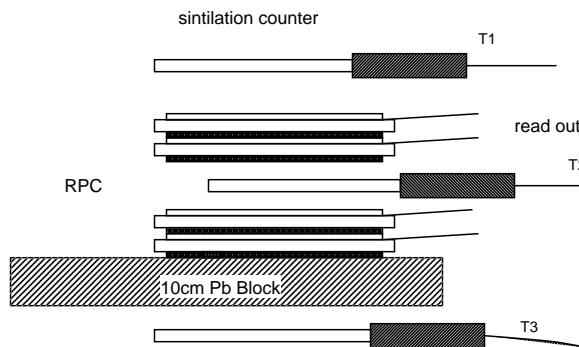


図 4.5: RPC とシンチレーターの配置
HV 系とガス系は省略してある。

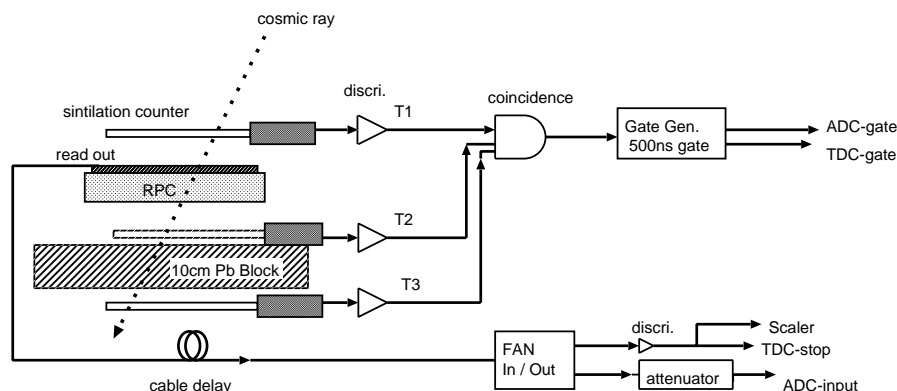


図 4.6: トリガー関係のロジック

4.3 測定値の定義

電圧 HV RPCの極板間に電場を与えるため供給される電圧。極板間の電位差が $2x\text{kV}$ である時、印加した電圧を $\pm x\text{kV}$ と表記する。

検出効率 (efficiency) 高速荷電粒子 (宇宙線) の通過により3つのシンチレーターから発生した信号のコインシデンスによるトリガー信号とRPCからの信号とのコインシデンスにより、RPCが粒子を検出したものとする。パルスがディスクリミネーターのしきい値 (-30mV) を越えたものをRPCの信号 S とする。この時、TDCに信号が記録として残る。これを利用して、 $S \cdot T$ とする。各シンチレーターからの信号を T_1, T_2, T_3 とすると、検出効率は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \text{検出効率 } \eta &= \frac{\text{RPC によって測定された宇宙線の数}}{\text{シンチレーションカウンターによって測定された宇宙線の数}} \\ &= \text{rate} \left(\frac{S \cdot T}{T} \right) \quad (T = T_1 \cdot T_2 \cdot T_3) \end{aligned}$$

RPCの誤差 $\Delta\eta$ は二項分布に従うので、

$$\Delta\eta = \sqrt{\frac{\eta(1-\eta)}{N}} \quad (N; \text{イベント数})$$

$\eta = 0.9$ で $\Delta\eta \sim 0.01$ 程度である。

本実験では、各テストにおけるイベント検出数 (宇宙線トリガー数) を 1000 イベントとした。

プラトー電圧 HV と検出効率の関係をグラフに表すと、ある電圧以上で検出効率がほぼ一定になる領域が現れる。この領域をプラトー領域といい、その境目の電圧をプラトー電圧と呼ぶ。プラトー曲線からプラトー電圧を求める方法は以下の通りである。

プラトー曲線の立ち上がりは、RPCの極板間隔の違い等によりそれぞれのRPC毎に、若干の差がある。そのため、その立ち上がりを求める際は、初めの5点から検出効率が上昇する割合の大きな3点を選び、その3点を直線でフィットする。次にほとんどプラトー領域内であるとみなせる3点の検出効率の平均をとり、先ほど求めた直線上で検出効率がこの平均値と一致するときの電圧を求める。この値に経験的に得た値を加え、その値をプラトー電圧とする。(例図 4.7)

図 4.8 は standard ガスでのプラトー曲線と freonless ガスのプラトー曲線の比較である。この図から、酸素を含むものはプラトー曲線がスタンダードガスに比べゆっくりと上昇していくことがわかる。このため、プラトーの肩の位置が酸素を含まないガスに比べ約 100V 程高くなる。プラトー電圧を決める際、freonless ガスについては、 300V 、それ以外のガスについては、 200V を経験的に得た値として加えた。

暗電流 I RPC動作中は、自発放電等により高電圧供給用の電源から、RPCに常に微弱電流が流れている。電流値はその極板の面積 (本実験では $30 \times 30 \text{ cm}^2$) に依存するため、単位面積辺りの値で表す。単位は $\mu\text{A}/\text{m}^2$ 。電流値の読み取りには、電源の電流モニター用端子を用いた。これは 10nA まで読み取ることができる。電圧が高くなると大きなパルスの発生等により、暗

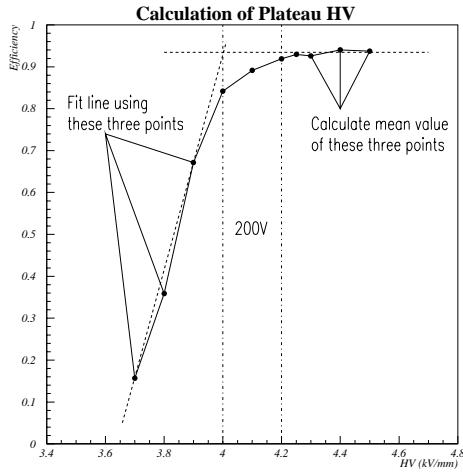


図 4.7: プラトー電圧の求め方の例

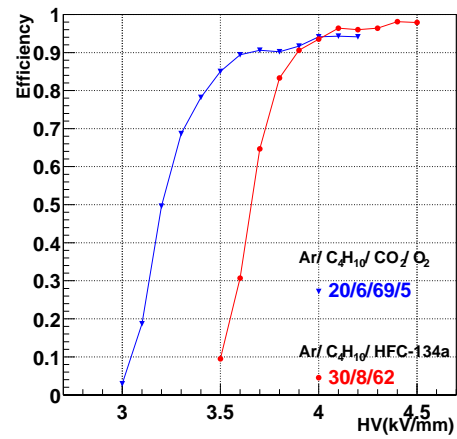


図 4.8: プラトー曲線の比較

電流値の変動が大きくなる。このため、本実験では、端子からの読み取りを数十回行ない、その平均値を電流値とした。また、その誤差は100% 近くになるため、誤差表示を省いた。

電荷 Q ADC(LeCroy 2249W) で記録した電荷の積分量をいう。シンチレーターからのトリガー信号でADCのゲートを設け、この間に入ってきたRPCからのパルスの電荷量を記録する。ゲートの幅は500nsecである。この幅が大きすぎると、ノイズによるものも含まれるようになる。また、ADCで記録できるのは最大で約600pCまでであるため、ADCの直前にアテニューエーターを入れ、あらかじめパルス波高の調整を行なった。

自発放電発生率(シングルカウントレート) RPCが動作状態にある時は、自発的な放電が常に発生しており、これがパルスとして現れる。読みだしパッドからの信号のうち、ディスクリミネーターのしきい値(-30mV)を越えたパルスのみスケーラーでカウントする。このパルスには、RPCからのシグナルとノイズが含まれている。

このパルス数を読みだしパッドの面積($25 \times 25\text{cm}^2$)で割ったものをシングルカウントレート(s.c.r)と呼ぶ。単位は Hz/cm^2 。

時間 RPCの信号とシンチレーターのトリガー信号との時間差をTDC(LeCroy 2228A及びLT)で記録する。RPCの信号はシンチレーターの信号よりも早く発生するため、RPCの信号には適当なディレイをかけてある。TDCのスタートは、シンチレーターのトリガー信号であり、ストップは、RPCからの信号である。(図4.6)

時間分布をガウス分布でフィットさせたものの標準偏差 σ を時間分解能とする。この時間分布はテールを引いているため正確にはガウス分布ではなく、電圧が低いほどガウス分布からは遠ざかる。

電荷の空間的広がり RPCでパルスが発生した際、18チャンネルあるストリップのうち同時にヒットしたストリップの本数(multiplicity)を測定し、ストリーマーの空間的広がりを推定する。使用したストリップは幅3mm、長さ260mmの銅テープを2mm間隔で並行に配置したも

ので、18ストリップあり、1ストリップは5mmに相当する。また、トリガー用に幅1cm、長さ20cmの“フィンガーシンチレーター (T₂)”をストリップの中央におき、RPCのほぼ中央を通過する粒子を検出するようにした。(図4.9)各ストリップからの信号はそれぞれ独立してADC、TDCへと送られる。ディスクリミネーターのしきい値は30mVである。その他の測定装置は図4.6と同じである。

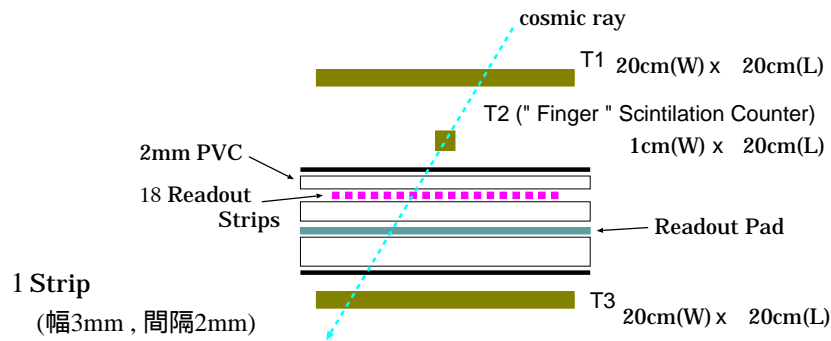


図 4.9: 電荷の広がりを測定するためのセットアップ

4.4 性能評価

4.4.1 検出効率

図 4.10 は各混合ガスにおける検出効率を示したものである。プラトー電圧における点を で 囲んだ。また、比較のために、各グラフには standard ガスによるものも示した。HFC-134a を入れていない混合ガスによるものは、standard ガスに比べプラトー領域に達するまで検出効率は緩やかに増加する。また、プラトー領域に入ってから緩やかに増加を続ける。これは、酸素の電子親和力が HFC-134a よりも小さいため、ストリーマーを抑える力が弱くストリーマーが生成されやすいためである。ストリーマーが生成されやすくなれば、プラトー電圧は低くなる。つまり、プラトー電圧は、standard ガスよりも低くなる。また、アルゴンの増加により多くの一次イオン対が生成されれば、プラトー電圧は低くなる (図 4.11)。freonless ガスにおいては、酸素量の違いによるプラトー電圧の違いは見られなかった。

図 4.12 はプラトー電圧における検出効率を示したものである。プラトー電圧における検出効率については、freonless ガスでは 85 ~ 90%、standard ガスでは、95%以上であった。各混合ガスにおいてアルゴン量による違いは見られないが、酸素を入れているものと入れていないものを比較した時、酸素を入れている混合ガスの方が、検出効率が良い。酸素 5%と 10%では酸素量がそれほど変わらないためか、検出効率に大きな違いは見られなかった。

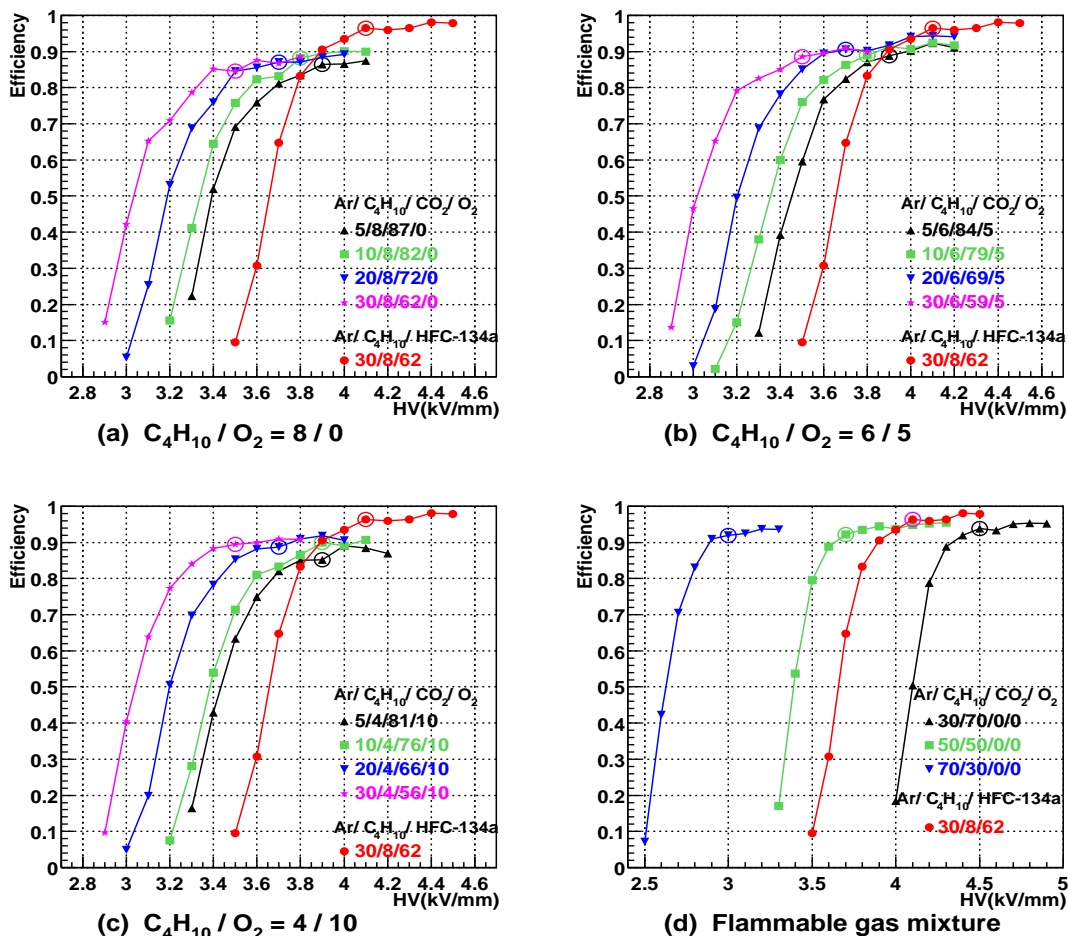


図 4.10: 検出効率 vs HV

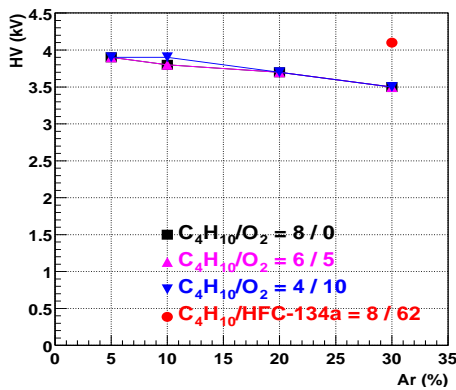


図 4.11: 各混合ガスにおけるプラトー電圧の比較

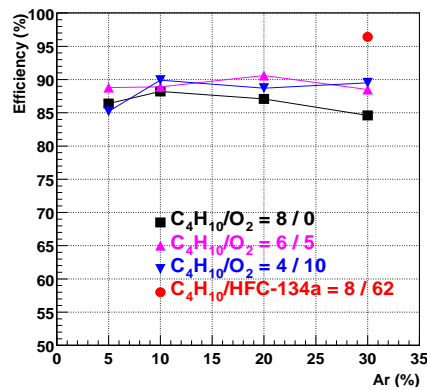


図 4.12: プラトー電圧における検出効率の比較

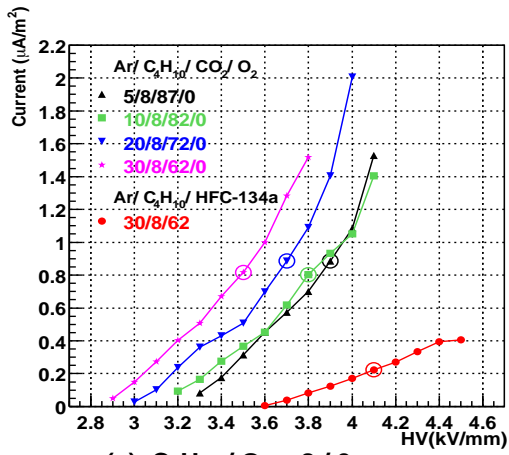
4.4.2 暗電流

各混合ガスにおける暗電流およびアルゴン量に対するプラトー電圧における暗電流を図 4.13、4.14 に示す。図 4.13 の で囲んである点は、プラトー電圧での暗電流である。standard ガスでの暗電流はほぼ直線で、電圧の上昇とともにゆっくりと増加するのに対して、HFC-134a を含まないガスは立上りが早くプラトー電圧よりも電圧を高くすると急に流れる電流が大きくなる。これは、酸素やブタンのクエンチング効果が HFC-134a に比べ弱いためである。電圧の増加と共にストリーマーが生成されやすく発展しやすくなるが、ガス抵抗ともいえるクエンチング力が弱いため、大きな放電が起こり流れる暗電流も大きくなるのである。またプラトー電圧における暗電流は、freonless ガスが standard ガスの約 3~4 倍である。freonless ガスにおいて、酸素/ブタンの混合比による違いがみられるが、酸素 5% と 10% ではそれほどの違いはないと考えられ、酸素の有無による違いとしてとらえる必要がある。

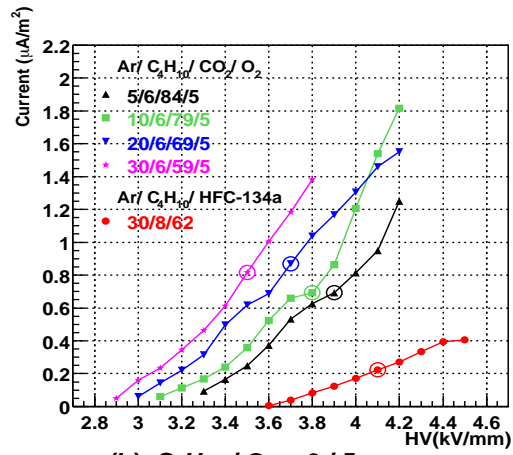
4.4.3 シングルカウントレート

図 4.15 に各混合ガスにおけるシングルカウントレートを示す。プラトー電圧における点を で囲んだ。この図を見ると、プラトー電圧に達するまではすべての混合ガスは同じような形を示す。が、プラトー電圧を越えると、standard ガスは傾きが緩やかになるのに対し、freonless ガスはプラトーの点がまるで変曲点であるかのように、傾きがプラトーの点からまた大きくなる。freonless ガスは、standard ガスに比べストリーマーを抑える力が弱いため、高い電圧ではストリーマーが生成しやすく、ノイズが多く発生する。そのため、プラトー電圧を越えると、電流が流れ過ぎるのである。つまり、freonless ガスはストリーマー領域が狭く、プラトー電圧を越えるとすぐに放電領域に達してしまうのである。また、アルゴンが増加するとより多くの一次イオン対が生成されストリーマーが多く発生するため、アルゴンの増加によりシングルカウントレートは高くなる。

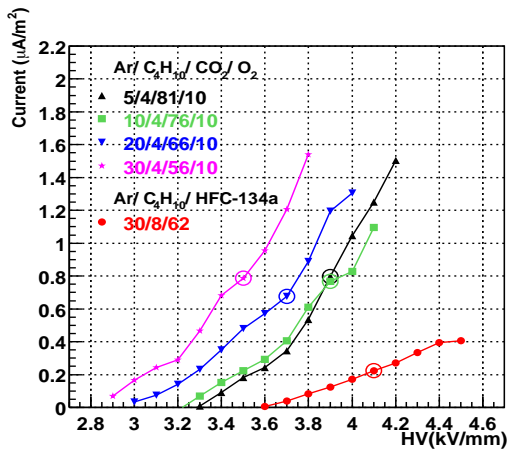
図 4.16 はプラトー電圧におけるシングルカウントレートを示したものであるが、酸素量によ



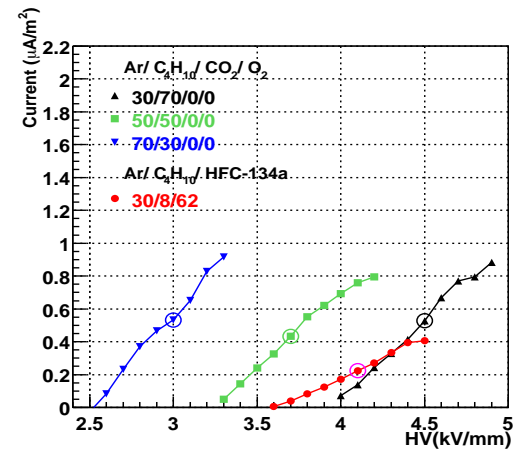
(a) $C_4H_{10}/O_2 = 8/0$



(b) $C_4H_{10}/O_2 = 6/5$



(c) $C_4H_{10}/O_2 = 4/10$



(d) Flammable gas mixture

図 4.13: 各混合ガスにおける暗電流

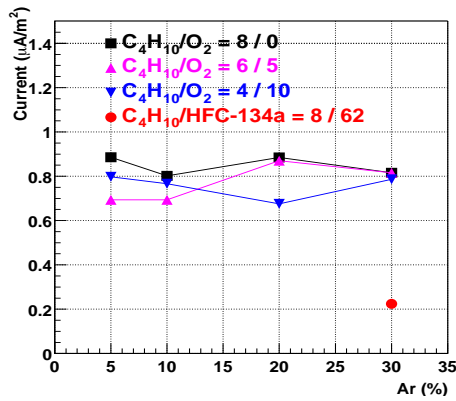


図 4.14: プラトー電圧における暗電流の比較

る違いはあまり見られない。ブタン量が減少すると UV 光子を吸収する効果が弱まり光子による二次放電が増加しストリーマーが生成されやすくなるが、ブタン量の減少と共に酸素量が増加し、ストリーマーを抑える効果はそれほど変化しないため、ブタン 6%/酸素 5%とブタン 4%/酸素 10%とでは、それほどの違いは見られない。また、酸素の有無による違いはほとんど見られない。freonless ガスの方が standard ガスよりもクエンチング力が弱いためシングルカウントレートが高くなる。

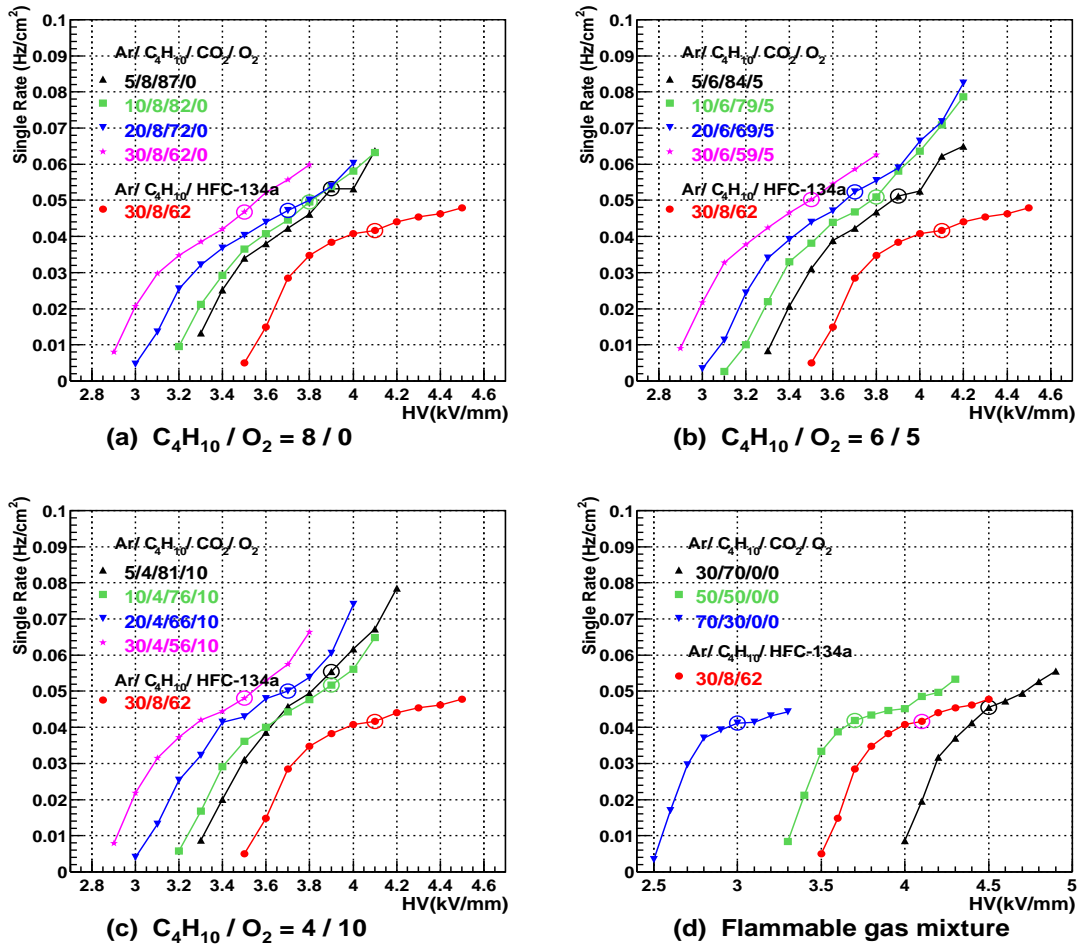


図 4.15: 各混合ガスにおけるシングルカウントレート

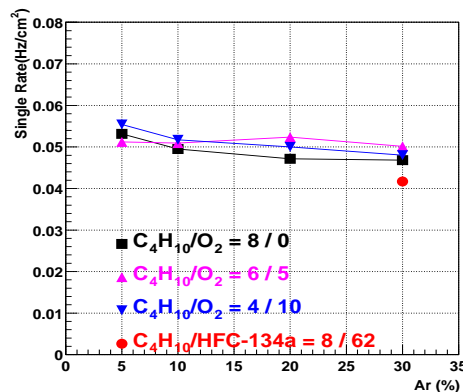
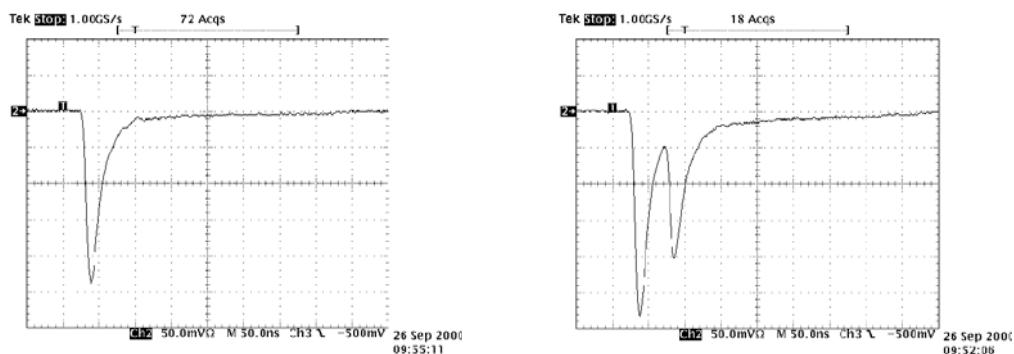


図 4.16: プラトー電圧におけるシングルカウントレートの比較

4.4.4 波形と電荷分布

プラトー電圧において standard ガスで観測されるパルスは、約 100mV であるが、freonless ガスにおいて観測されるパルスは、図 4.17 のようにパルス高が約 200mV と大きい。



(a) Single Pulse

(b) Multipulse

図 4.17: Ar30%/C₄H₁₀6%/CO₂59%/O₂5%においてオシロスコープで観測されたパルス (HV=±3.9kV)

また、表 4.2 からわかるように、standard ガスに比べ freonless ガスは電圧が低いにも関わらずアフターパルスが多い。これは酸素の電子親和力が HFC-134a よりも劣るため、ストリーマーの生成がたやすくサイズも大きくなるためである。しかし、酸素量の違いによる波形の相違はなく、むしろ酸素の有無による違いがあり、酸素 0%では、アフターパルスが多くなる。これは二酸化炭素の光子を吸収する力よりも、酸素のクエンチング力の方が強くアフターパルスを抑えることを示す。

表 4.2: Single pulse と Multipulse の割合

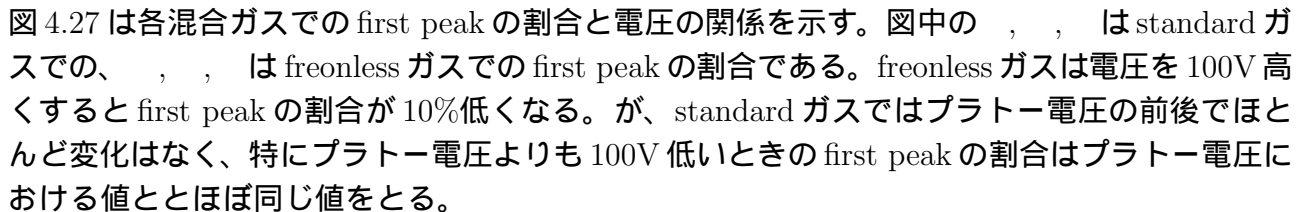
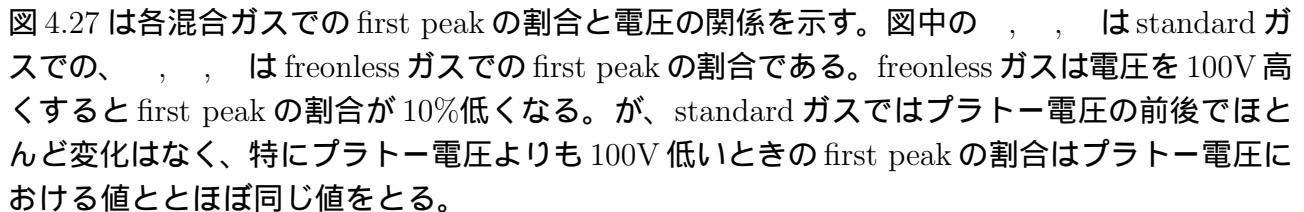
Gas		Single/Multipulse
freonless ガス	酸素 有	80%/20%
	酸素 無	60~70%/40~30%
standard ガス		96%/4%

Single pulse と Multipulse はプラトー電圧においてオシロスコープを用いて観測されたものである。

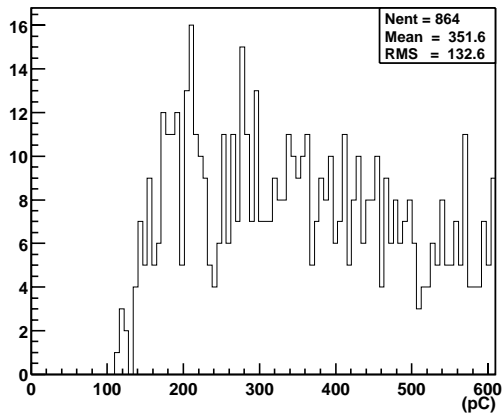
図 4.18~ 4.21 は、プラトー電圧における電荷分布を示したものである。この図から、freonless ガスは standard ガスに比べ second peak が多いことがわかる。また、全体に占める first peak の割合を見ると、freonless ガスは、standard ガスの約 1/2 の割合でしかない(図 4.24)。光電効果を引き起こす光子を吸収するボタンが減少しても、酸素がその役割を補い、光電子を捕獲するため、酸素が多い方が first peak の割合は多くなり second peak は小さくなる。特にアルゴン

が多い場合、一次イオン対が多く生成されストリーマーが発生しやすいため、first peak の割合は多くなりその特徴が顕著に現れる。ブタン同様、二酸化炭素、HFC-134a も光子を吸収する [20] が、Ar 30% / C₄H₁₀ 8% / CO₂ 62% / O₂ 0% と Ar 30% / C₄H₁₀ 8% / HFC-134a 62% を比較するとわかるように、二酸化炭素の方が second peak が多く、HFC-134a よりも光子を吸収する効果はかなり弱い。そのため、freonless ガスは standard ガスよりもアフターパルスが多く発生する。

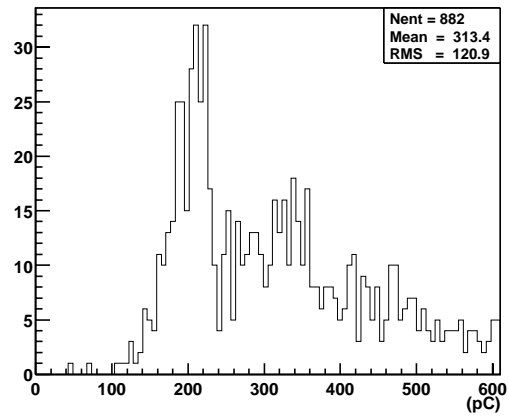
アフターパルスの発生にともない、そのパルスに対応した光子が観測されることから、イオンの再結合により光子が放出され光電効果が起こり、その光電子によってストリーマーが生成され、またイオンの再結合が起こり、ということが繰り返されていると考えられる [21]。そのため、アフターパルスは二次放電によって発生したものと考えられるので、freonless ガスは、standard ガスよりも二次放電が多いと考えられる。また、second peak にはアフターパルスが含まれているため、酸素が多い方が二次放電は抑えられていると思われる。

図 4.26 は電圧をプラトー電圧よりも 100V 高くした場合の Ar 30% / C₄H₁₀ 4% / CO₂ 56% / O₂ 10% の混合ガス (freonless ガス) と standard ガスの電荷分布の比較である。standard ガスはプラトー電圧を越えても first peak の電荷量はほとんど変わらず second peak もそれほど増加しない。が、freonless ガスでは、first peak の電荷量は増加し、second peak も多くなる。また、図 4.27 は各混合ガスでの first peak の割合と電圧の関係を示す。図中の  は standard ガスでの、 は freonless ガスでの first peak の割合である。freonless ガスは電圧を 100V 高くすると first peak の割合が 10% 低くなる。が、standard ガスではプラトー電圧の前後でほとんど変化はなく、特にプラトー電圧よりも 100V 低いときの first peak の割合はプラトー電圧における値とほぼ同じ値をとる。

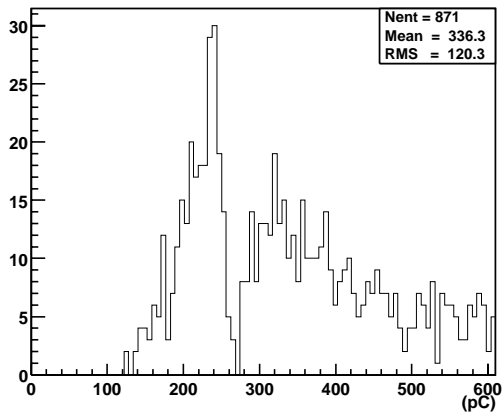
これらの図より電圧が高くなると freonless ガスでは second peak が増え、一方、standard ガスはそれほど変化しないことがわかる。second peak の増加は 2 次放電によるアフターパルスが増加することを示す。これらは standard ガスはプラトー領域が広く安定しているが、freonless ガスはプラトー領域が狭くプラトー電圧を越えるとすぐに放電領域へ移ることを示している。



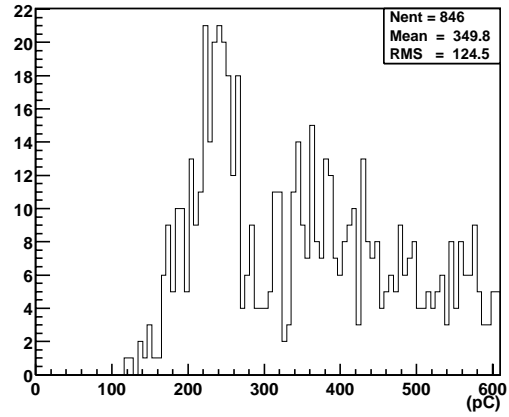
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/8/87/0



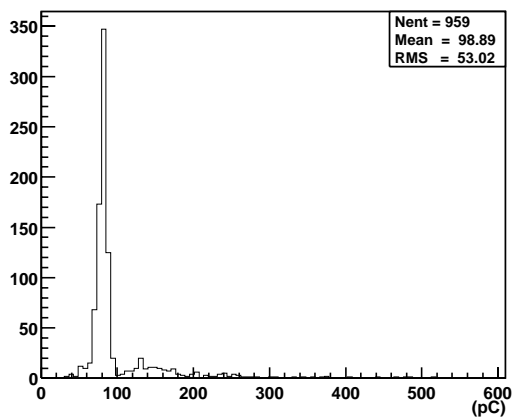
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/8/82/0



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/8/72/0

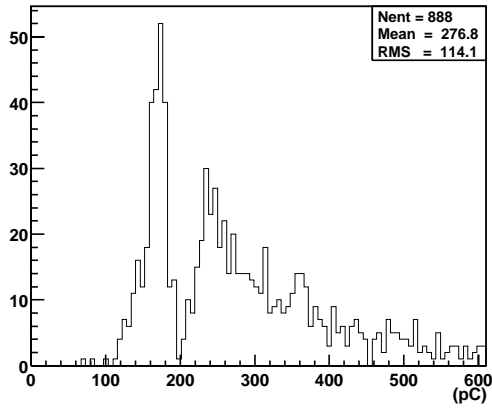


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/8/62/0

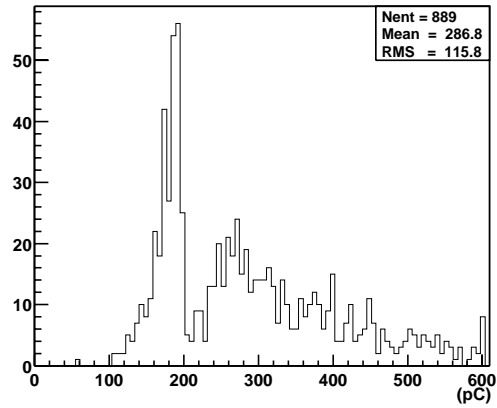


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

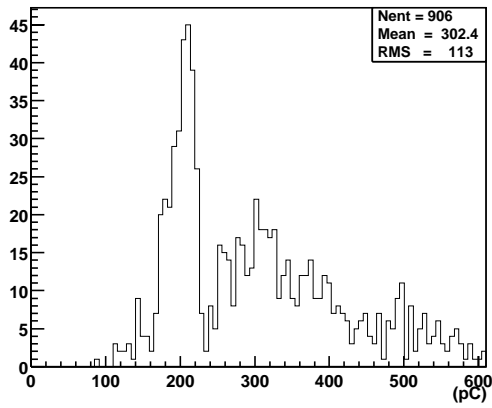
図 4.18: プラトー電圧における電荷分布 (ブタン 8%)



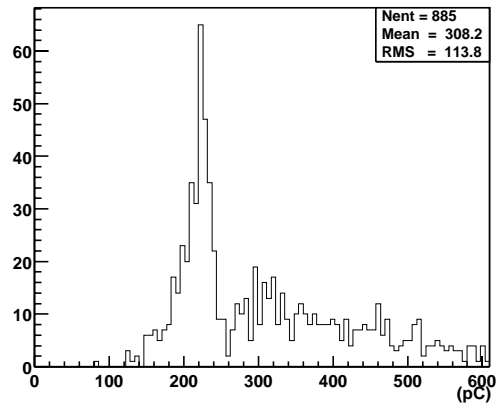
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/6/84/5



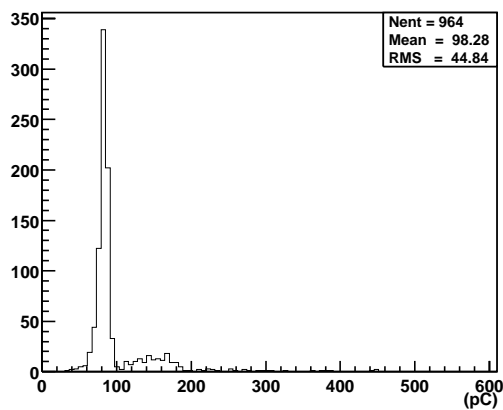
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/6/79/5



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/6/69/5

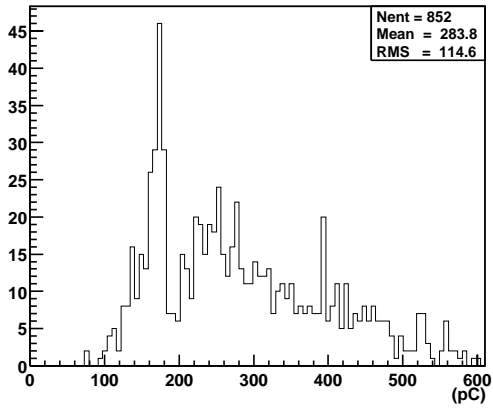


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/6/59/5

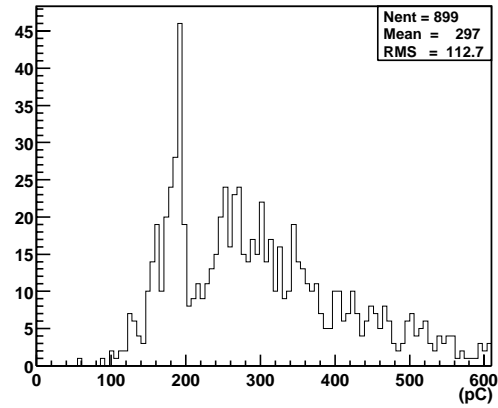


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

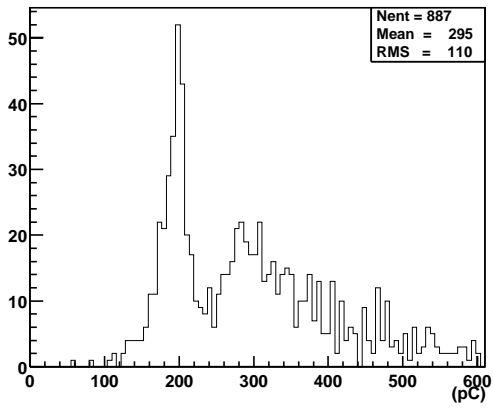
図 4.19: プラトー電圧における電荷分布 (ブタン 6%)



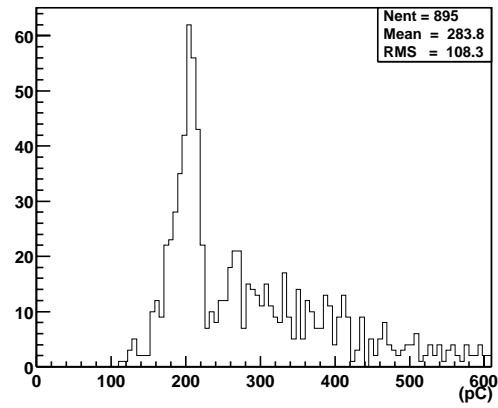
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/4/81/10



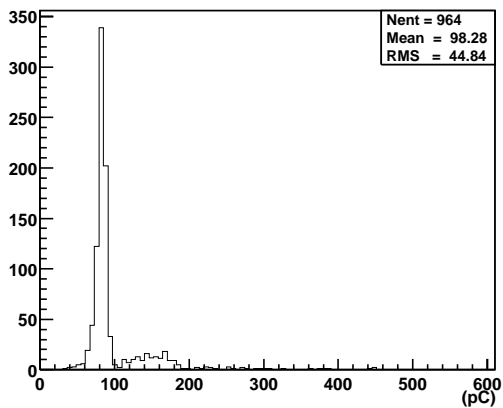
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/4/76/10



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/4/66/10

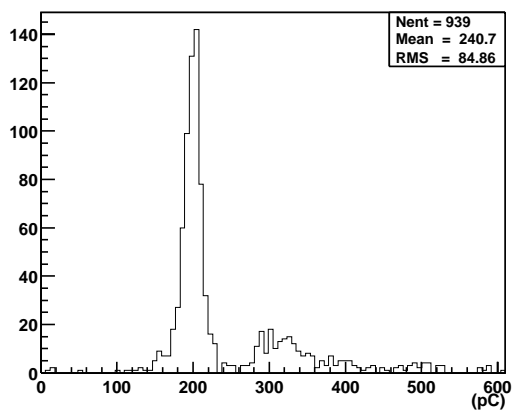


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/4/56/10

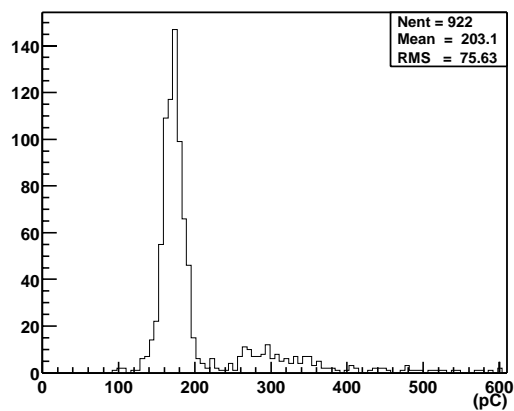


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

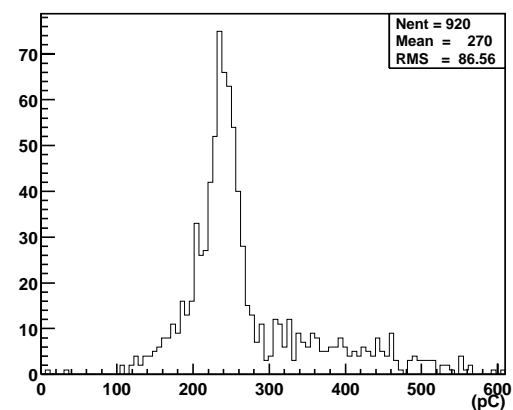
図 4.20: プラトー電圧における電荷分布 (ブタン 4%)



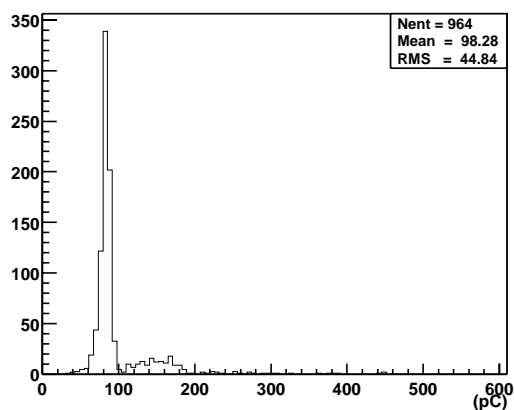
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/70/0/0



(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 50/50/0/0

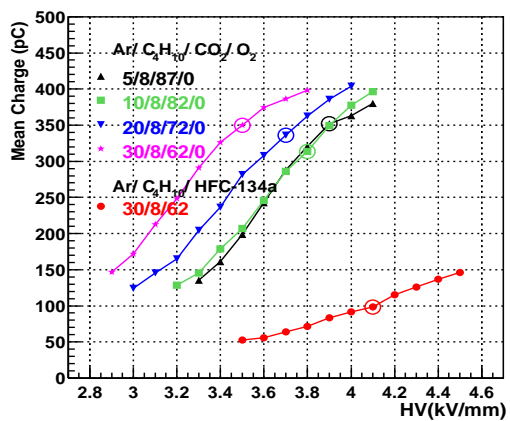


(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 70/30/0/0

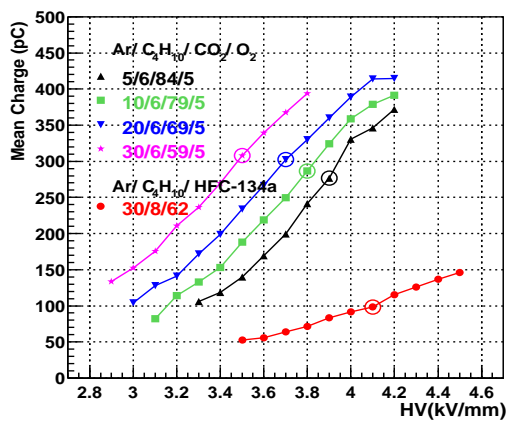


(d) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

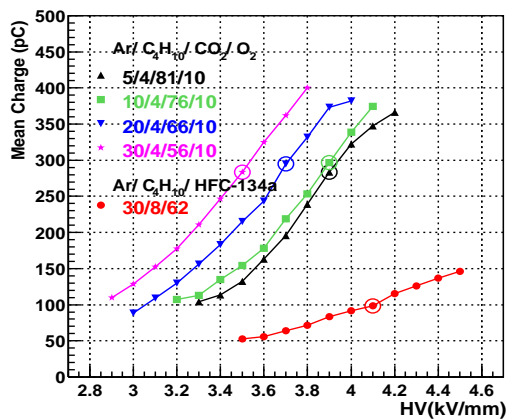
図 4.21: プラトー電圧における電荷分布 (flammable ガス)



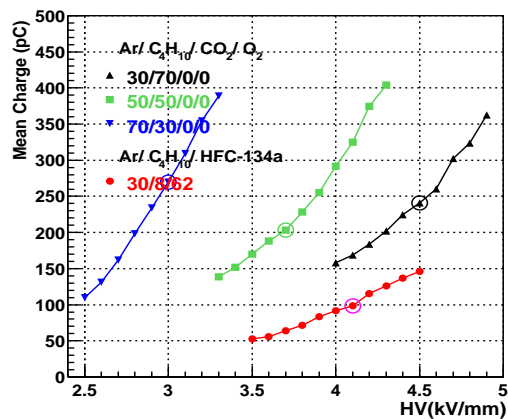
(a) $C_4H_{10} / O_2 = 8 / 0$



(b) $C_4H_{10} / O_2 = 6 / 5$



(c) $C_4H_{10} / O_2 = 4 / 10$



(d) Flammable gas mixture

図 4.22: 電荷の平均値

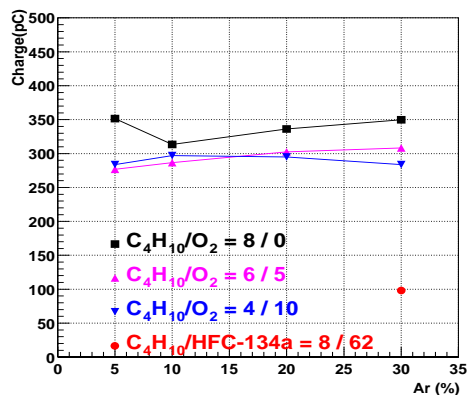


図 4.23: プラトー電圧における電荷の平均値

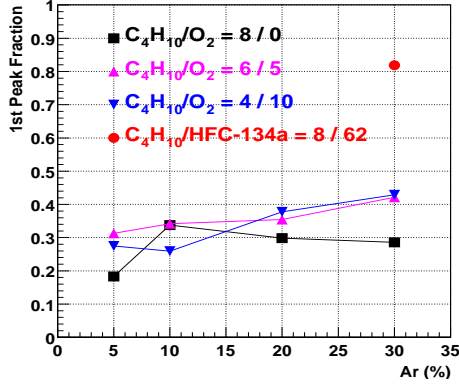


図 4.24: プラトー電圧における first peak の割合

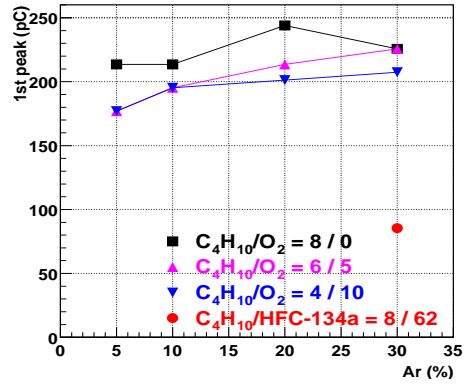
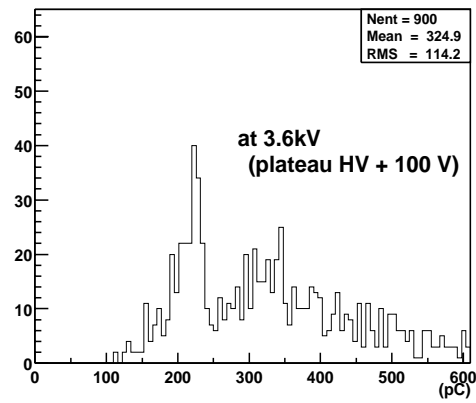
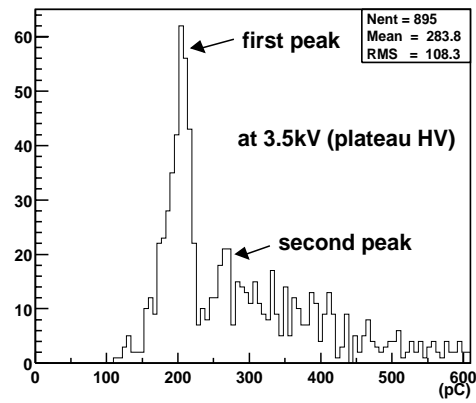
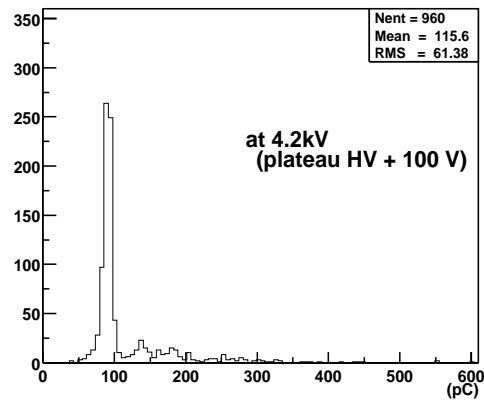
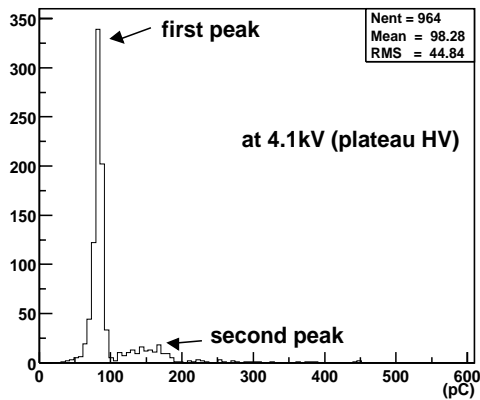


図 4.25: プラトー電圧における first peak の電荷量



Ar / C_4H_{10} / CO_2 / $O_2 = 30 / 4 / 56 / 10$



Ar / C_4H_{10} / HFC-134a = 30 / 8 / 62

図 4.26: 電圧の違いによる電荷分布の違い

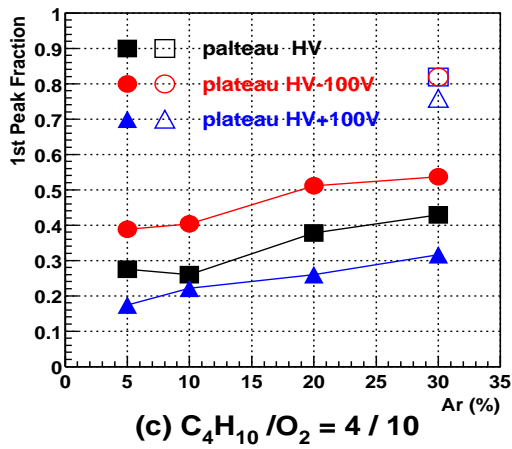
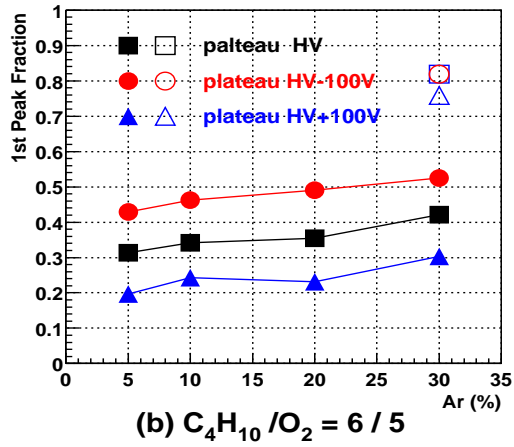
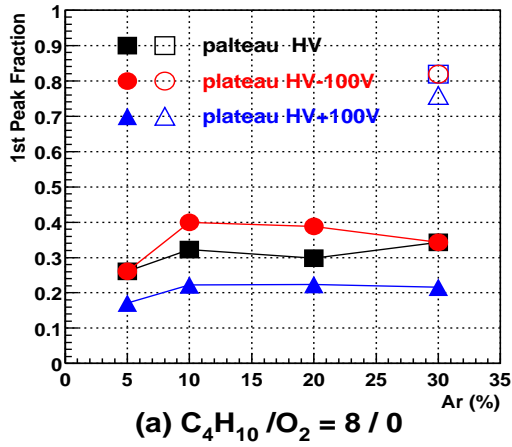


図 4.27: 電圧の違いによる first peak の割合の違い

□, ○, △ ; standard ガス

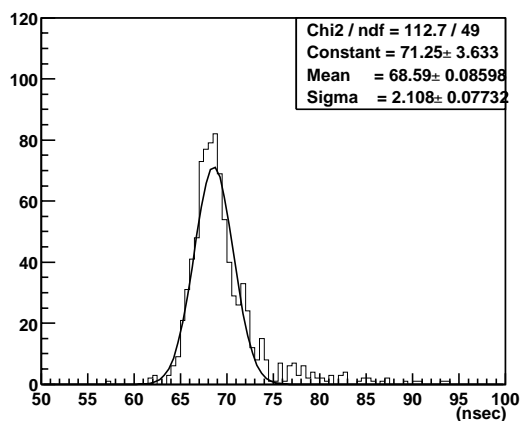
●, ●, ● ; freonless ガス

(Ar/ C_4H_{10} /HFC-134a = 30 / 8 / 62)

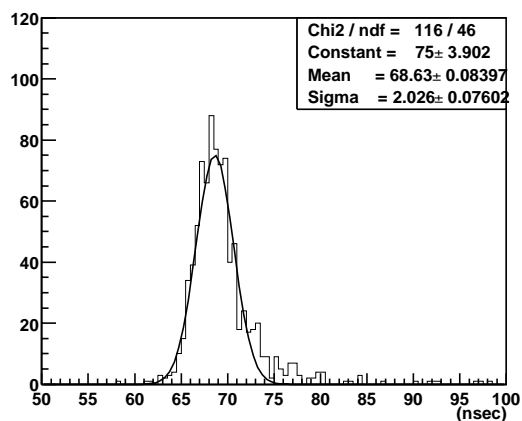
4.4.5 時間分布と時間分解能

各混合ガスにおけるプラトー電圧での時間分布に Gaussian で fit したものを図 4.28~4.31 に示す。ブタンの減少（酸素の増加）により多少テールの部分が大きくなるようであるが、それほど影響は見られない。

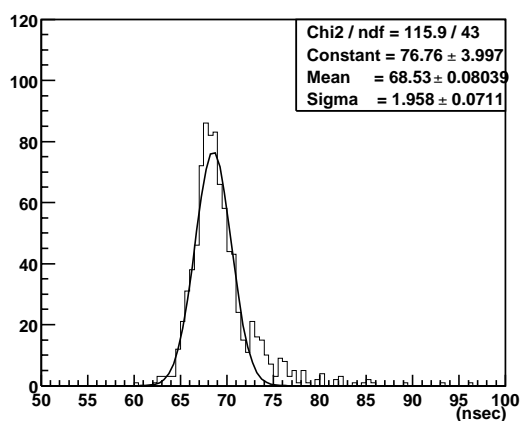
この時間分布の標準偏差をとり時間分解能とする。図 4.32 は時間分解能の HV 依存性、図 4.33 はプラトー電圧での時間分解能である。これらのグラフからわかるように、時間分解能は電圧の増加と共に良くなる。freonless ガスにおいてはプラトー電圧以上では時間分解能はほぼ一定になるが、standard ガス、flammable ガスでは、プラトー電圧以上の電圧でも緩やかに時間分解能は向上する。また、standard ガスに比べ freonless ガスは電圧が低いにも関わらず時間分解能が良く、ブタン 4%/酸素 10%がブタン 6%/酸素 4%やブタン 8%/酸素 0%に比べると良い。これは、ブタンの減少にともない光子を吸収する効果が弱まり、ストリーマーが生成され易くパルス高が大きくなるためである。また、アルゴンの割合には、時間分解能は依存しないことがわかる。



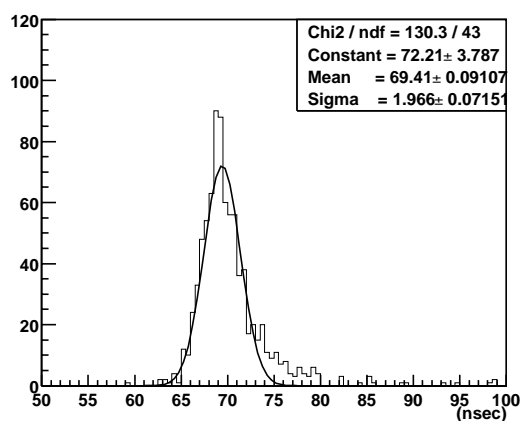
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/8/87/0



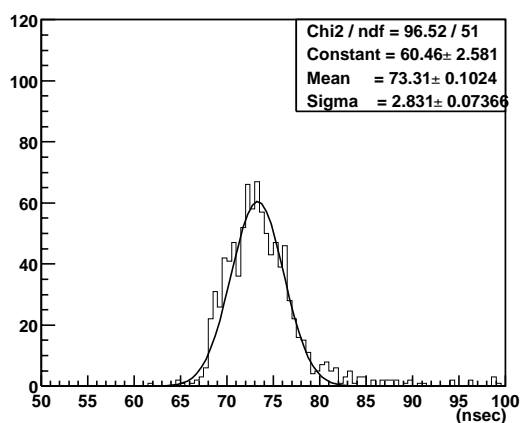
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/8/82/0



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/8/72/0

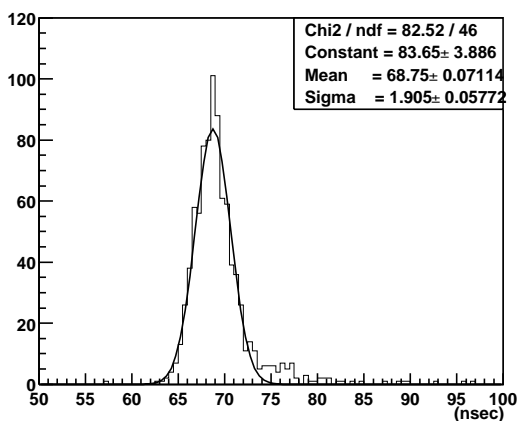


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/8/62/0

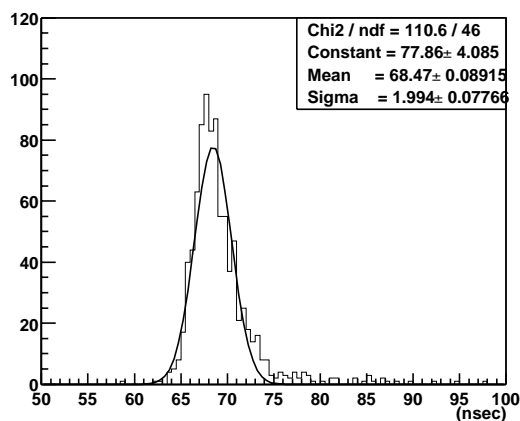


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

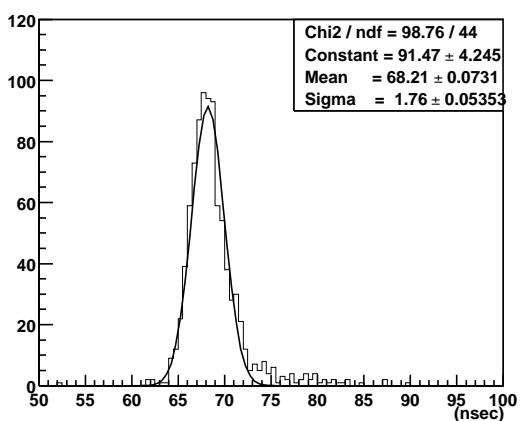
図 4.28: プラトー電圧における時間分布 (ブタン 8%)



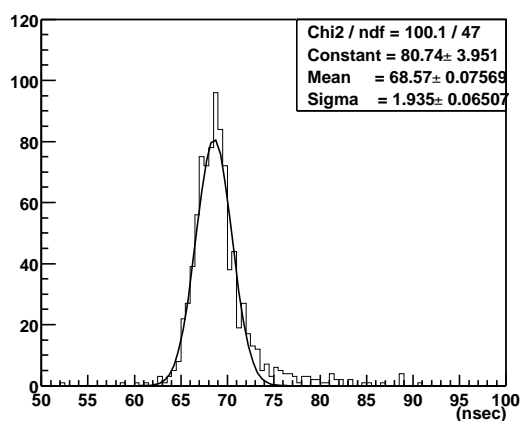
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/6/84/5



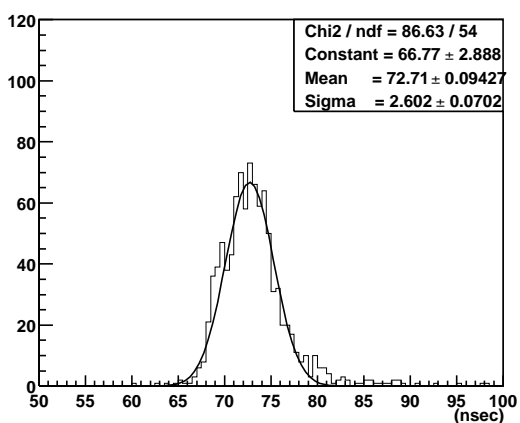
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/6/79/5



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/6/69/5

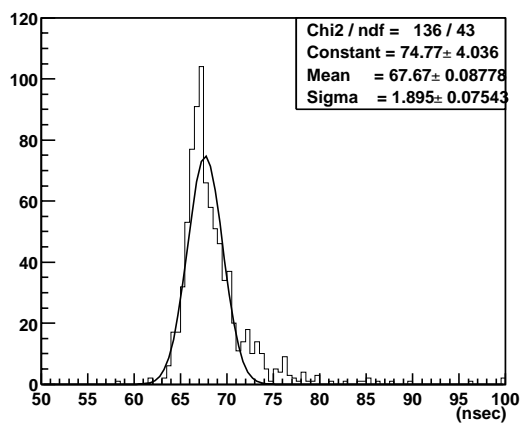


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/6/59/5

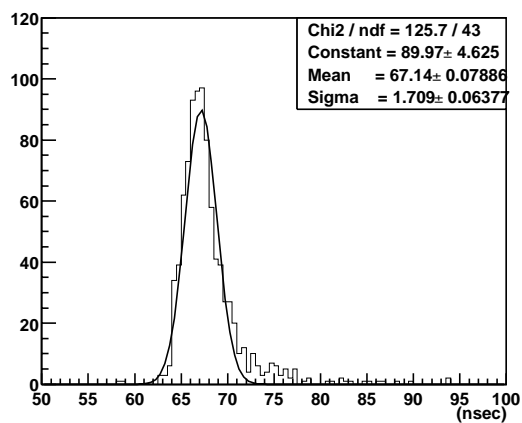


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

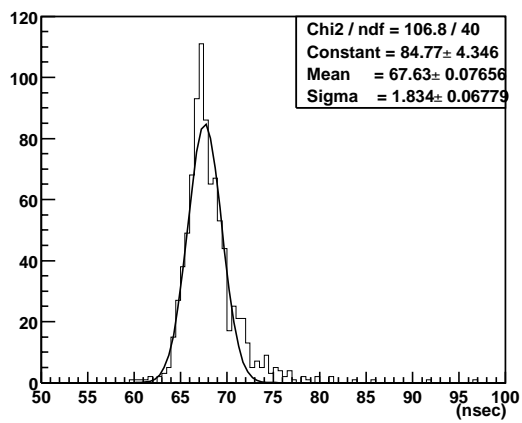
図 4.29: プラトー電圧における時間分布 (ブタン 6%)



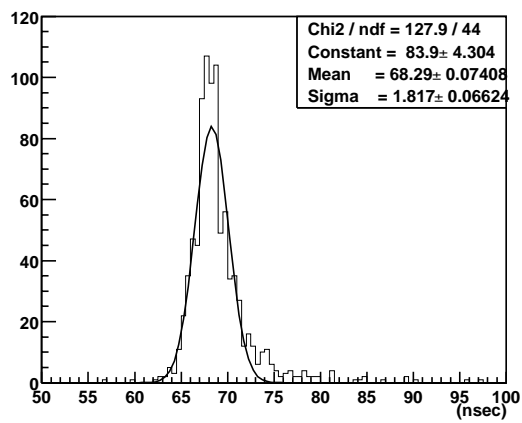
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/4/81/10



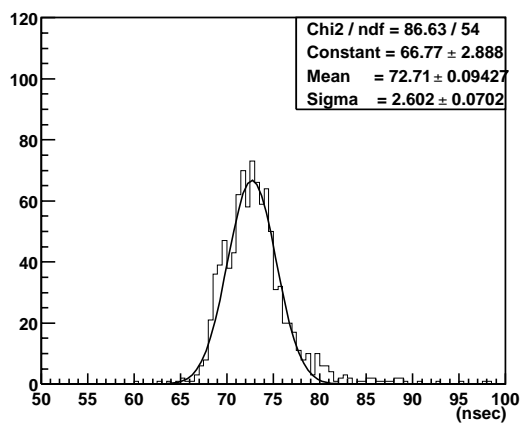
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/4/76/10



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/4/66/10

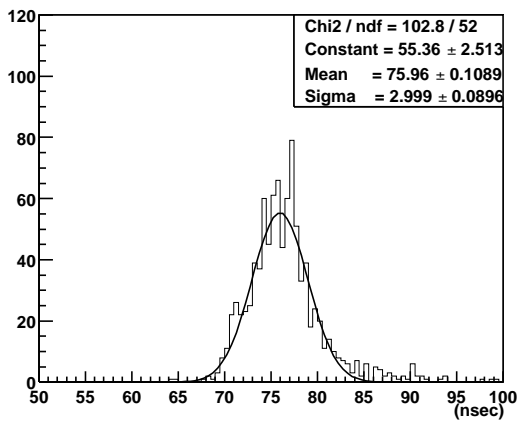


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/4/56/10

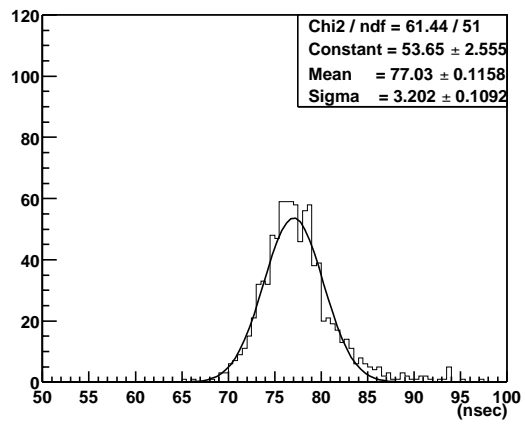


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

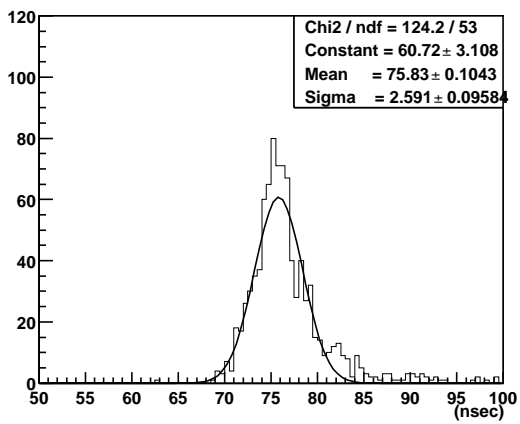
図 4.30: プラトー電圧における時間分布 (ブタン 4%)



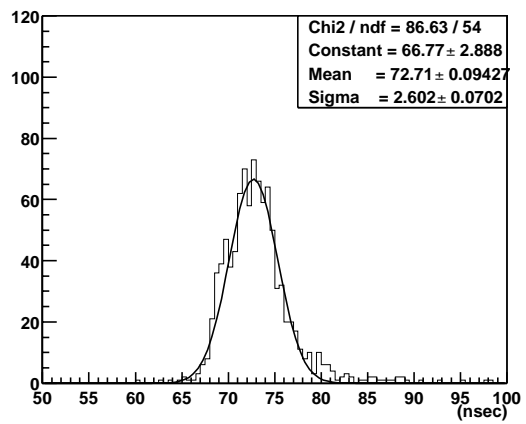
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/70/0/0



(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 50/50/0/0



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 70/30/0/0



(d) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

図 4.31: プラトー電圧における時間分布 (flammable ガス)

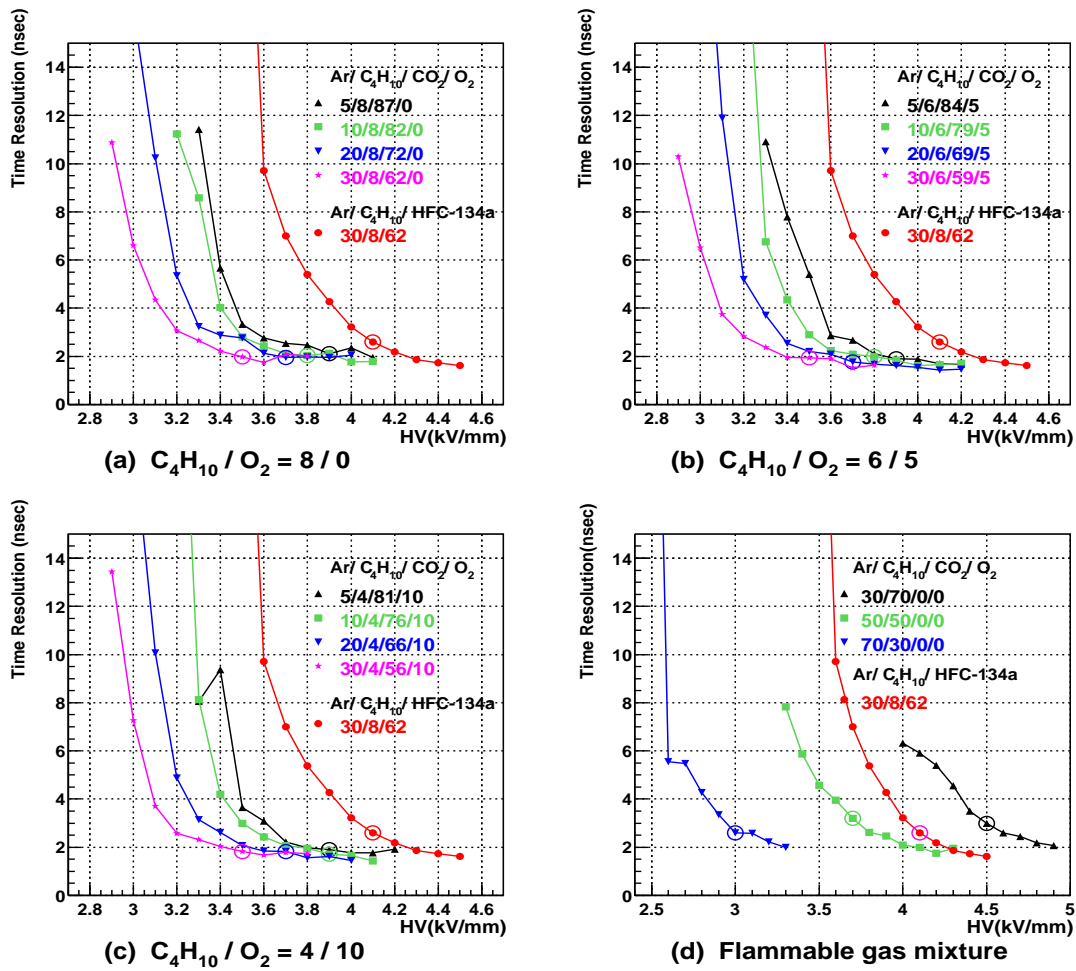


図 4.32: 時間分解能

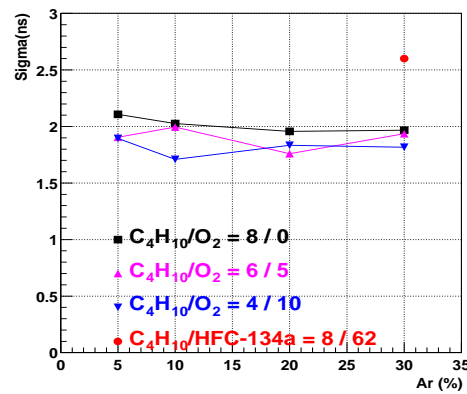


図 4.33: プラトー電圧における時間分解能

4.4.6 電荷の空間的広がり

クエンチングガスを HFC-134a を酸素に変えたことでパルスの空間的な広がりにどれほどの影響があるのかを知るために、18本の読み出しストリップを用いてヒットストリップ数およびシグナルの電荷量を測定した。ヒットストリップ数とは、粒子がRPC内に入射した際に同時にヒットしたストリップの数のことであり、このヒットストリップ数が多いほど、ストリーマーの空間的広がりが大きいまたは、宇宙線シャワーによる複数の荷電粒子がほぼ同時にRPCを通過することが考えられる。が、18本のストリップの中で離れたものがヒットしている例は観測されておらず、この可能性はほとんどないと思われる。前者の原因としては、

1. 誘起された電荷とストリップとの距離が離れている。
2. 一つのストリーマーにによって誘起される電荷が大きい。
3. 複数のストリーマーが同時に発生し重なり合い見かけ上電荷が大きくなっている。
4. 一次イオン対の他にも粒子の通過位置から離れた場所でイオン対や自由電子が生成される。

が考えられる。

一般に、RPC内で発生したストリーマーによってストリップに誘起される電荷は距離が遠くなるほど空間的に広がって分布する。ストリップ面からの d の位置に点電荷 Q が存在しているとき、ストリップ面にこの点電荷が及ぼす電場は鏡像法により図4.34のようになる。ストリップ面上で点電荷 Q から距離 R ($R^2 = r^2 + d^2$) 離れた点の電荷密度 $\sigma(r)$ は、

$$\sigma(r) = -\frac{Q}{2\pi} \frac{d}{(r^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}}$$

と表される。 $d=3\text{ mm}$, 9 mm として $\sigma(r)$ をプロットしたものが、図4.35である。この図から、ストリップ面との距離が遠い方が電荷分布が広がっていることがわかる。このため、ストリップから離れた位置にある電荷の場合、シグナルが広い領域にわたって測定されると考えられる[22, 23]。

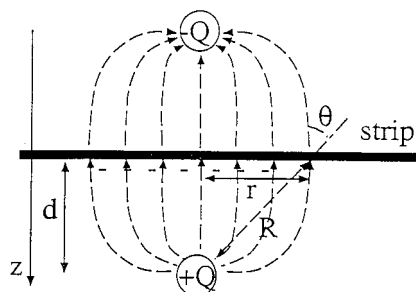


図 4.34: 点電荷が読み出しストリップに及ぼす電場

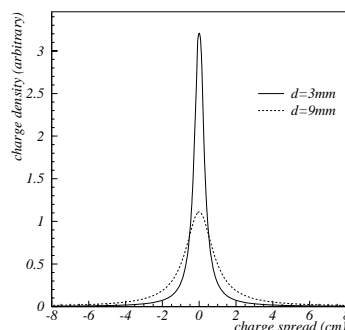


図 4.35: 点電荷により読み出しストリップに誘導される電荷分布の広がり

4. の粒子の通過地点から、離れた場所で発生するアフターパルスは、ストリーマーの成長に伴って発生した UV 光子が別の場所で光電効果を起こし、生成された光電子がパルスに発展したものと考えられる。アフターパルスは粒子の通過位置の情報を誤ったものにするため、その発生は抑えられた方がよい。また、シグナルの電荷量とはシグナルの発生によって、各ストリップに誘電された電荷の電荷量のことである。

図 4.36～4.37 に C_4H_{10} 8%/ O_2 0%, C_4H_{10} 6%/ O_2 5%, C_4H_{10} 4%/ O_2 10%、図 4.39 に flammable ガスにおけるヒットストリップ数 (multiplicity) の分布を、図 4.40 には各ガス混合における multiplicity の平均値を示す。

図 4.39 より酸素、二酸化炭素を含まない flammable ガスでの multiplicity は 3.9～4.2 とほぼ一定であることがわかる。よって、multiplicity はアルゴンやブタンの量にはよらず、酸素の量に依存すると言える。酸素を含むものは HFC-134a よりも multiplicity が高いが、これはパルス高の違いによるものであり、パルス高が大きい方が multiplicity は高くなる。

次にストリップに誘電された電荷の広がりについて述べる。図 4.41～4.44 に各トリップにおける 1 イベント毎の平均電荷総量 $Q_{ch} = \sum_{j=1}^N Q_{ch,j}/N$ の分布を、図 4.45 には図 4.41～4.44 をガウス分布でフィットし、その標準偏差 σ_{mean} を示す。

使用したトリガー用のシンチレータが幅 1cm と小さくまた、RPC から離れて設置されているため、シグナルの発生位置は分散してしまう。そこで、ストリップの位置を n 、各ストリップにおける電荷量を Q 、各ストリップでの電荷量の合計を Q_{total} として、

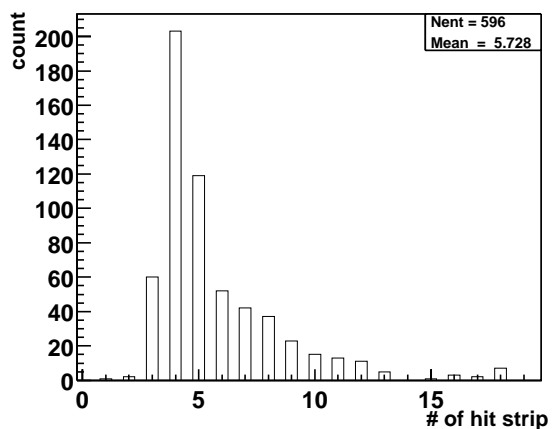
$$hit\ position = \frac{\sum_{i=1}^{18} n_i Q_i}{Q_{total}}$$

を用いて、シグナルの発生したストリップの位置を求め、図 4.46～4.49 に示す。図 4.50 はこの分布をガウス分布でフィットしその標準偏差 σ_{hit_pos} をアルゴン量に対してプロットしたものである。これら σ_{mean} , σ_{hit_pos} を用いて、電荷の広がり σ_{intr} を $\sigma_{intr}^2 = \sigma_{mean}^2 - \sigma_{hit_pos}^2$ として求めた。 σ_{intr} を図 4.51 に示す。この図から、電荷の空間的広がりは最大で約 1cm であることがわかる。つまり、発生したストリーマーはすべて直径約 1cm の範囲内に収まっていることになる。実際に発生したストリーマーを CCD カメラを用いて測定したデータがある。これは東北学院大で行なわれた実験で、図 4.52 がその時得られたストリーマーの発光現象の写真である。この写真から、1cm² の範囲内に複数のストリーマーが発生し、電荷が広がっている様子がわかる [24]。

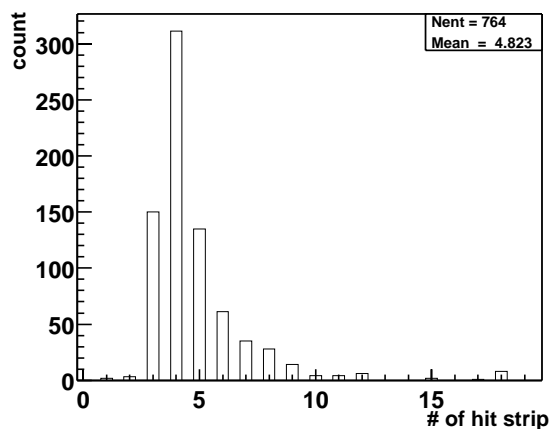
σ_{mean} , σ_{hit_pos} , σ_{intr} から、以下のことがわかる。

- 酸素が多く、ブタンが少ない方がパルス高が低いために電荷は広がらない。
- 酸素が少ないと二次放電が多く発生しているため、電荷の広がりが大きくなる。
- アルゴンが少なければストリーマーの発生が少ないために、電荷の広がりは抑えられる。
- 酸素の UV 光子吸収効果は HFC-134a に比べると弱く、そのため粒子の入射位置の近くではなく離れたところで二次放電が起こり易い。

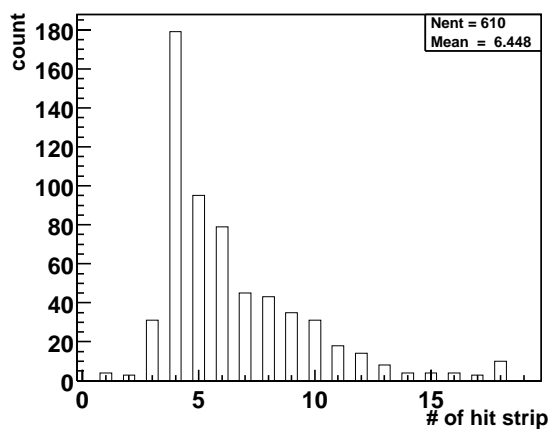
これらは、4.4.4 節で述べた電荷分布や Multipulse の割合の結果とも一致している。アフターパルスの発生する位置は最初に放電が起こった場所から直径 1cm 以内の範囲であると思われる。しかし、図 4.17 b) の波形を見ると、アフターパルスは数 10nsec 遅れて発生しているように見える。これは始めに起こったストリーマーによって電場が弱められ、ドリフトに時間がかかっているため、数 10nsec 相当の距離離れた位置でアフターパルスが発生しているわけではない。



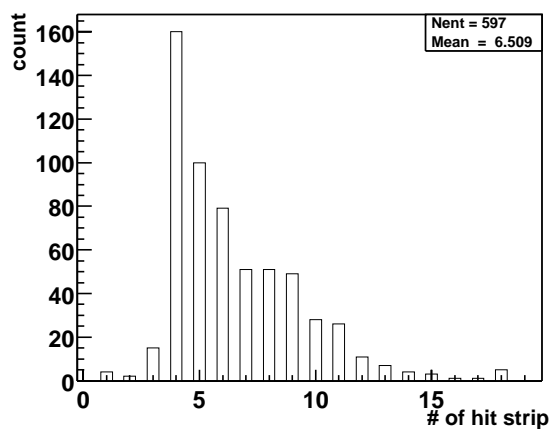
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/8/87/0



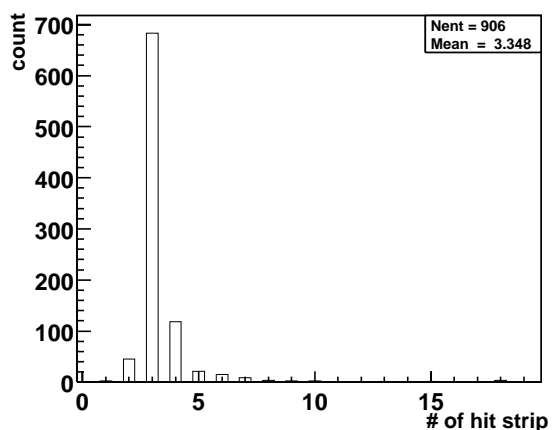
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/8/82/0



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/8/72/0

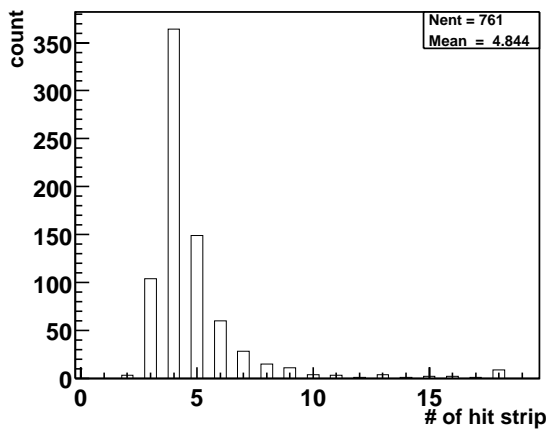


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/8/62/0

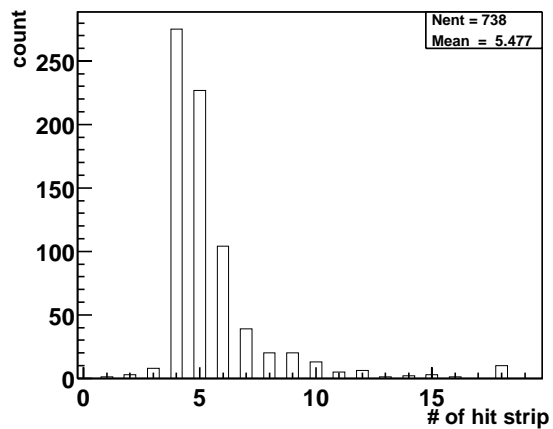


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

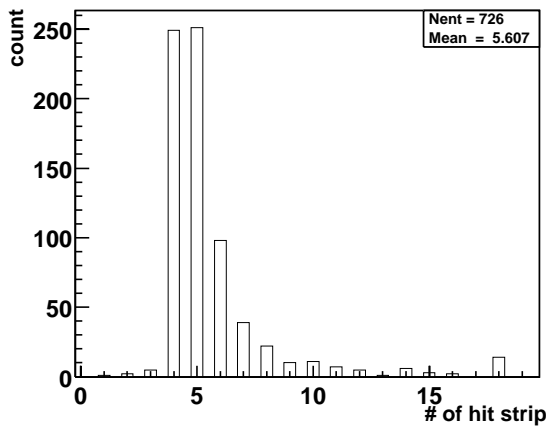
図 4.36: multiplicity 分布 (ブタン 8%)



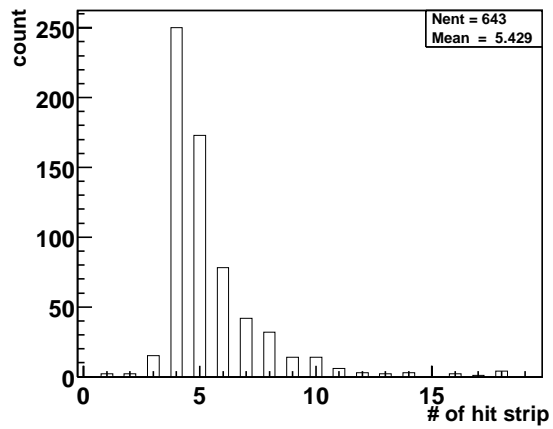
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/6/84/5



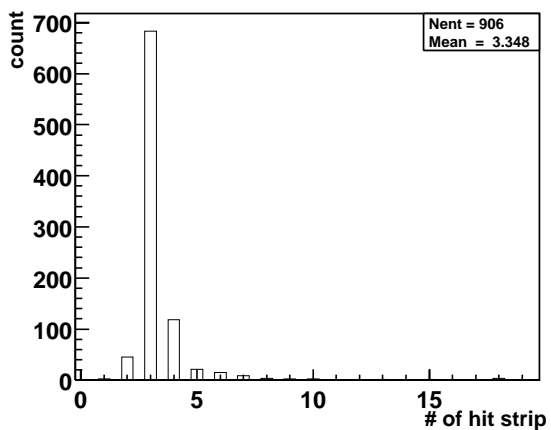
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/6/79/5



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/6/69/5

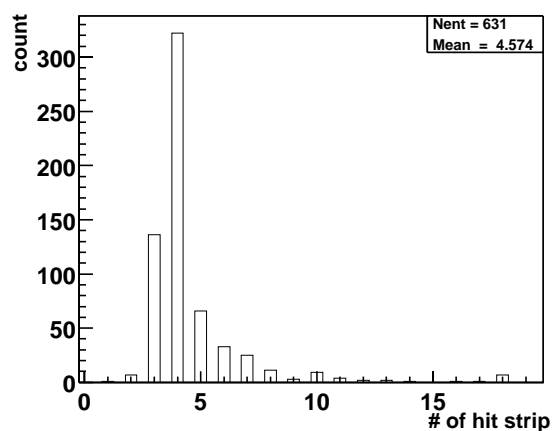


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/6/59/5

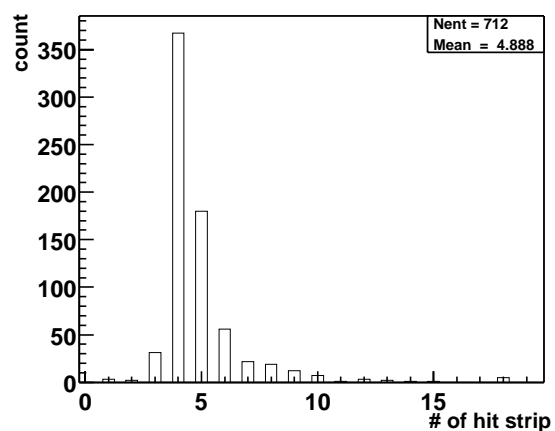


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

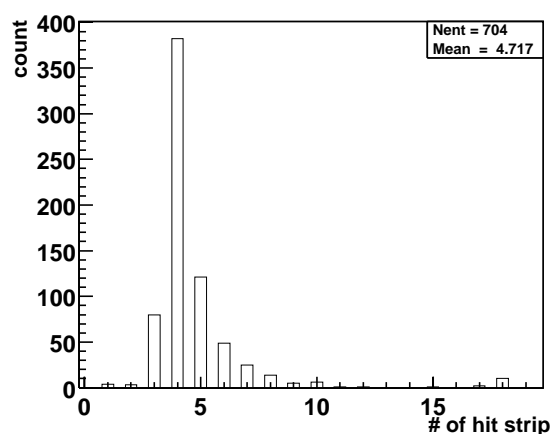
図 4.37: multiplicity 分布 (ブタン 6%)



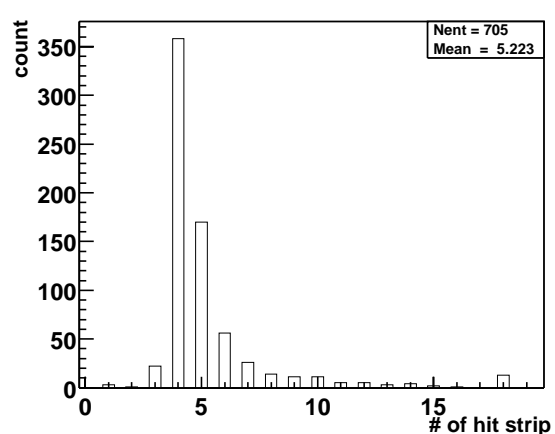
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/4/81/10



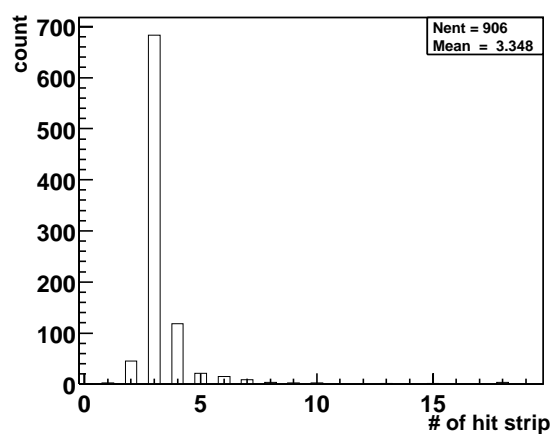
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/4/76/10



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/4/66/10



(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/4/56/10



(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

図 4.38: multiplicity 分布 (ブタン 4%)

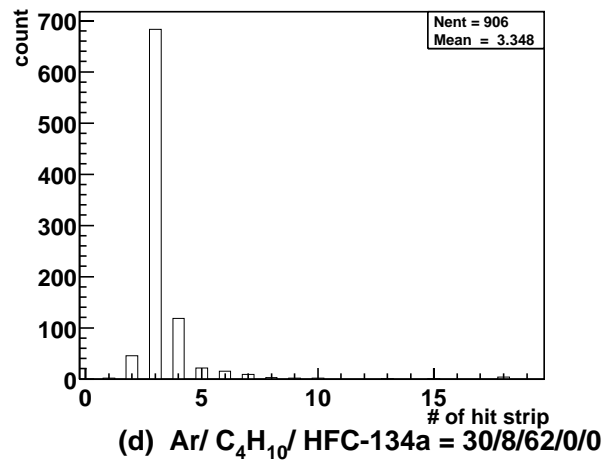
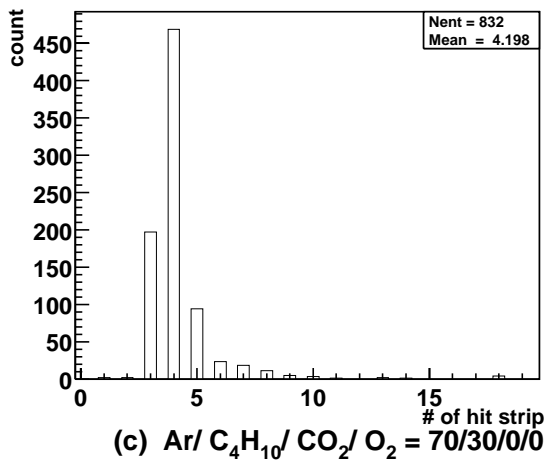
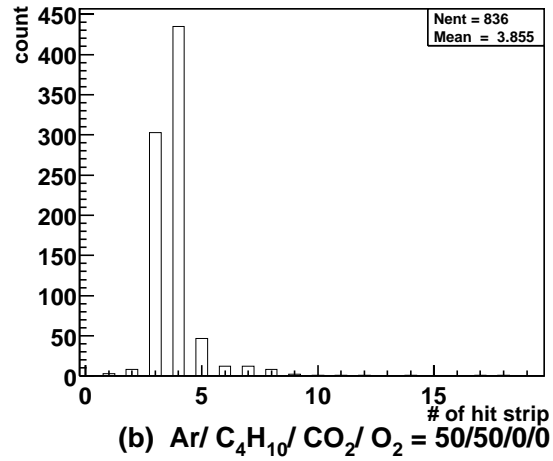
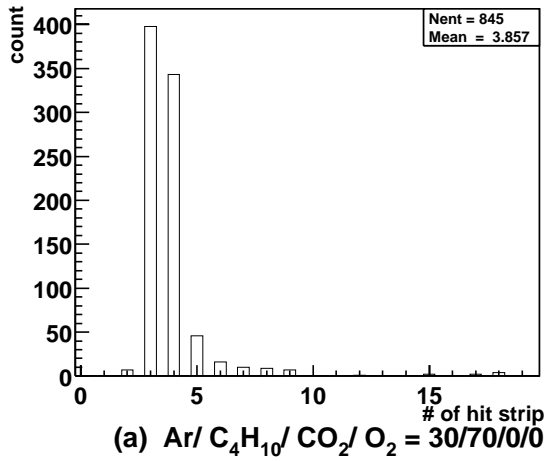


図 4.39: multiplicity 分布 (flammable ガス)

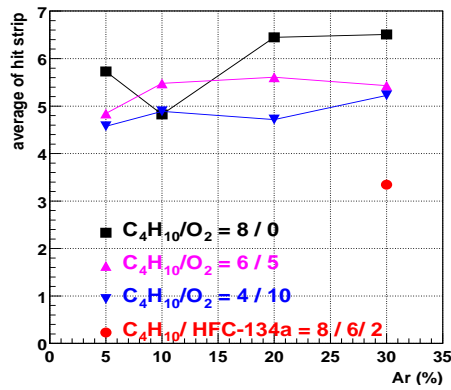
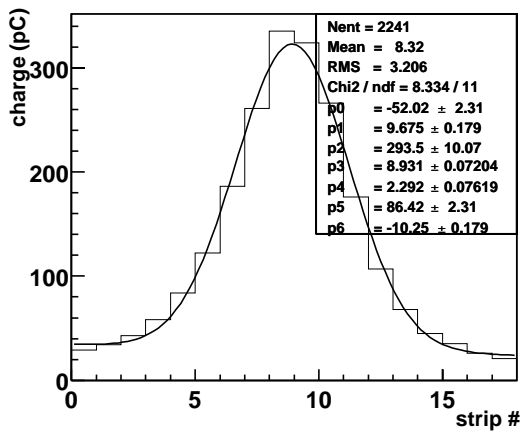
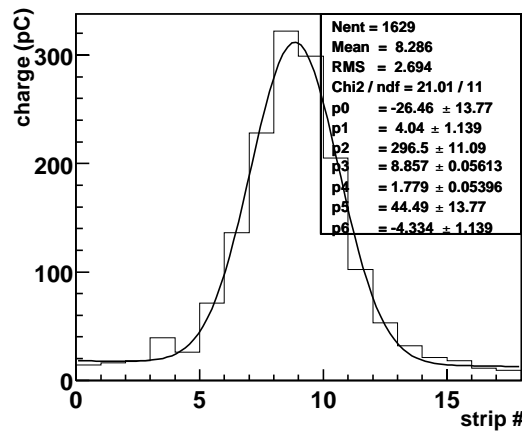


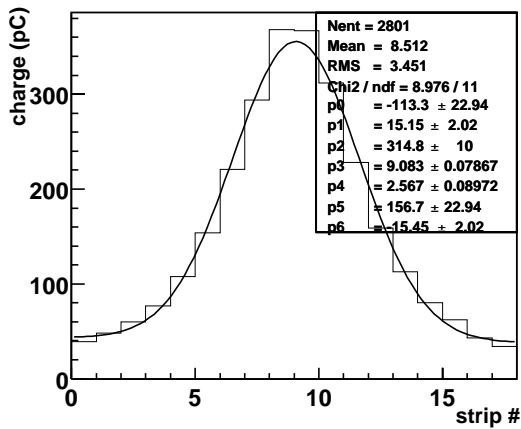
図 4.40: multiplicity の平均値



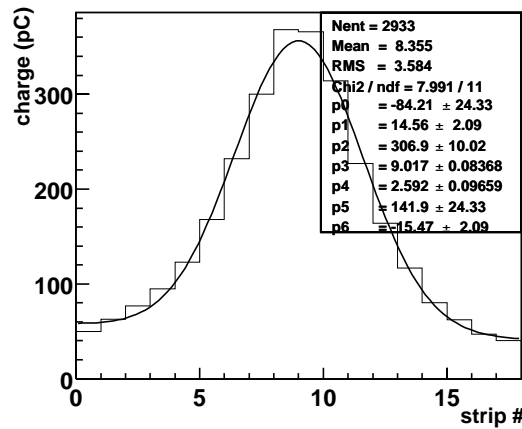
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/8/87/0



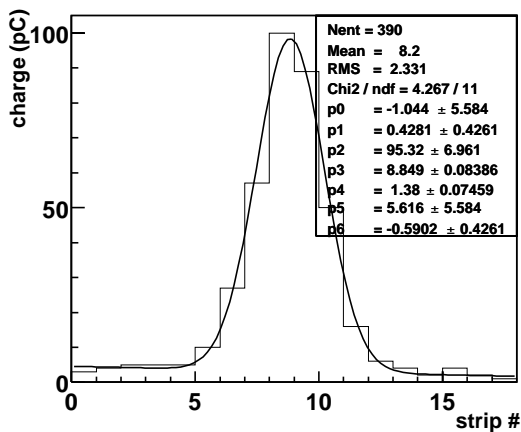
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/8/82/0



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/8/72/0

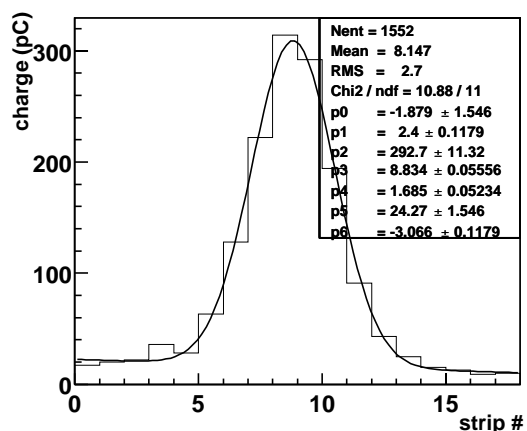


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/8/62/0

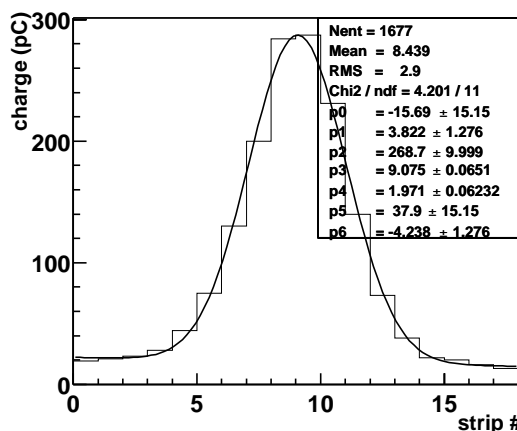


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

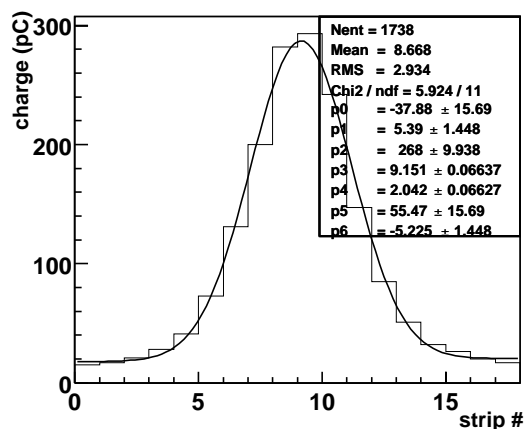
図 4.41: 平均電荷総量分布 (ブタン 8%)



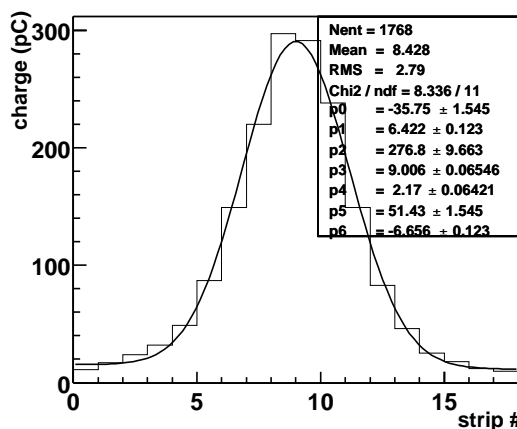
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/6/84/5



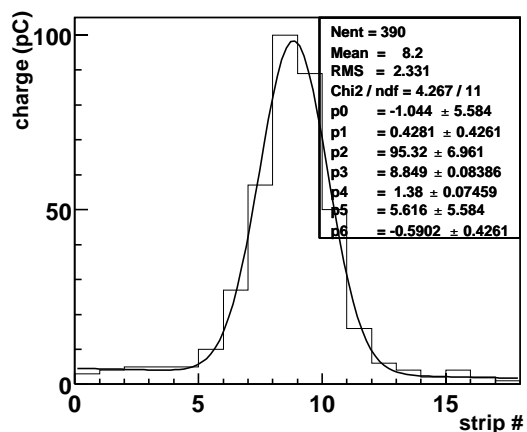
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/6/79/5



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/6/69/5

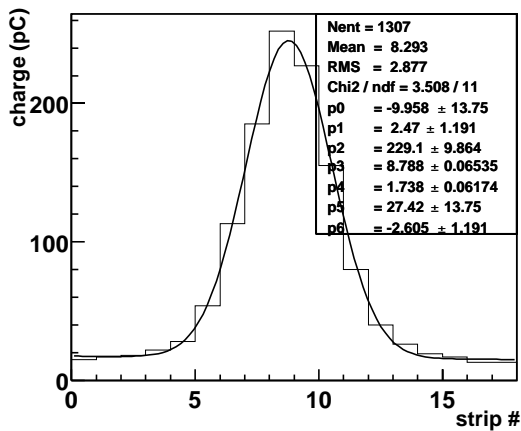


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/6/59/5

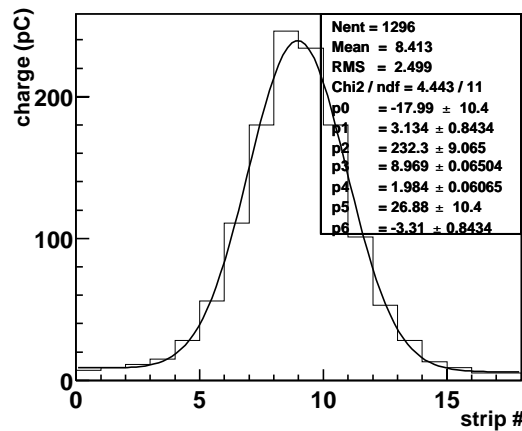


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

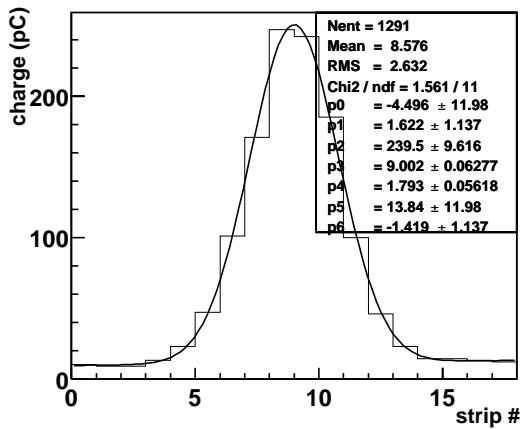
図 4.42: 平均電荷総量分布 (ブタン 6%)



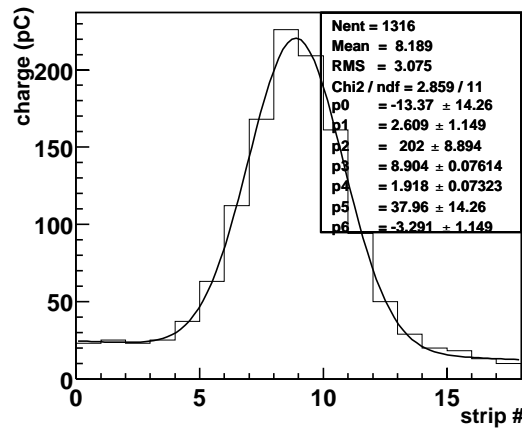
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/4/81/10



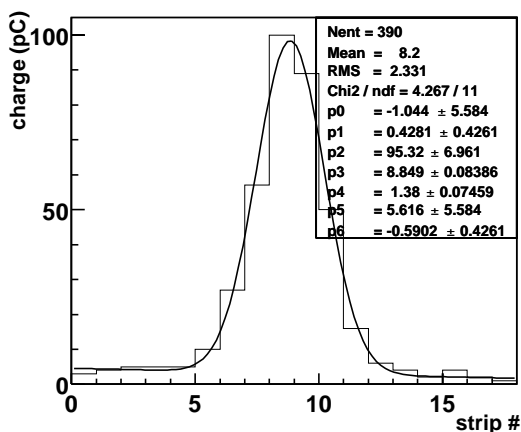
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/4/76/10



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/4/66/10



(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/4/56/10



(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

図 4.43: 平均電荷総量分布 (ブタン 4%)

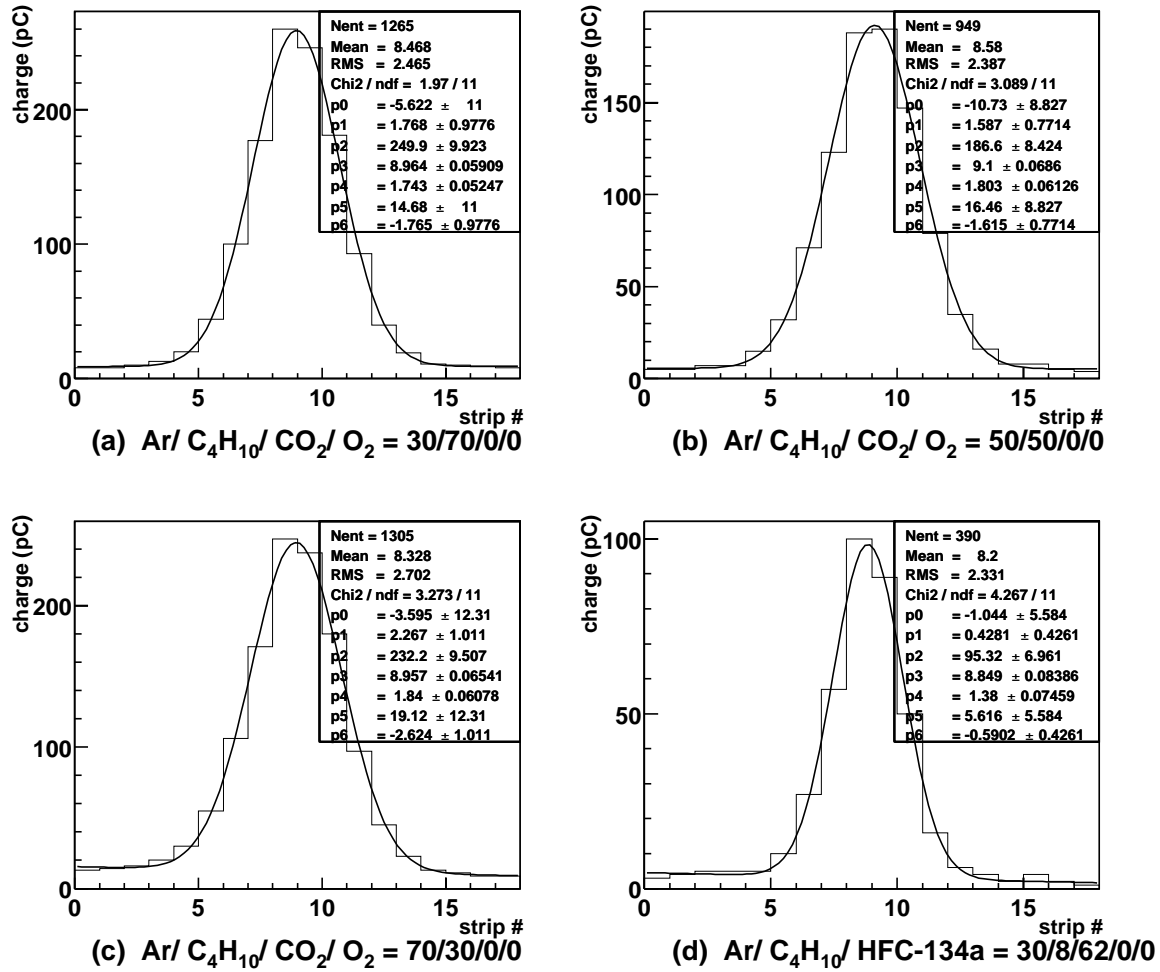


図 4.44: 平均電荷総量分布 (flammable ガス)

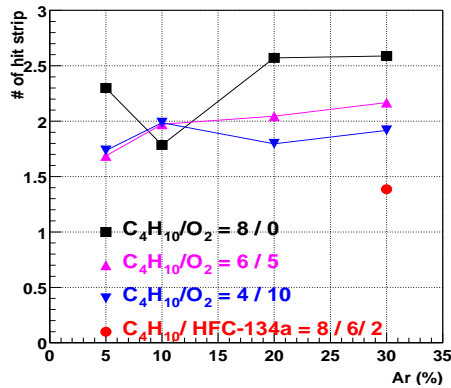
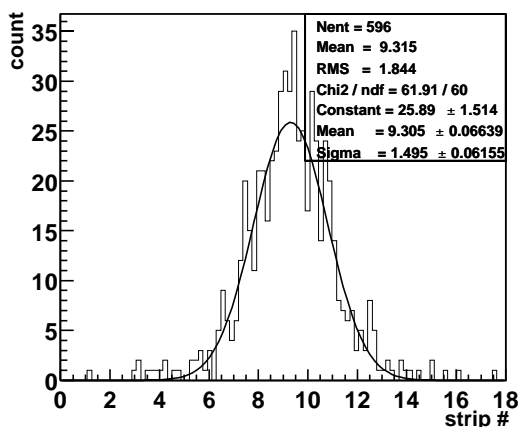
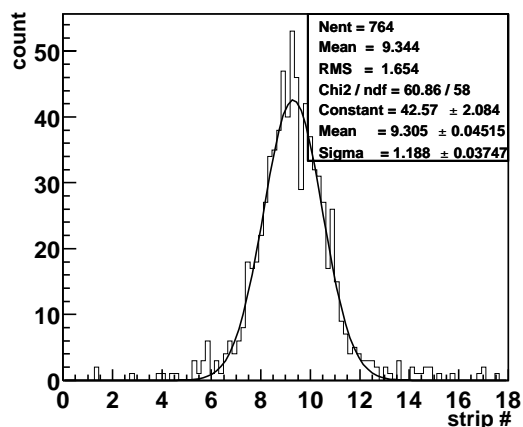


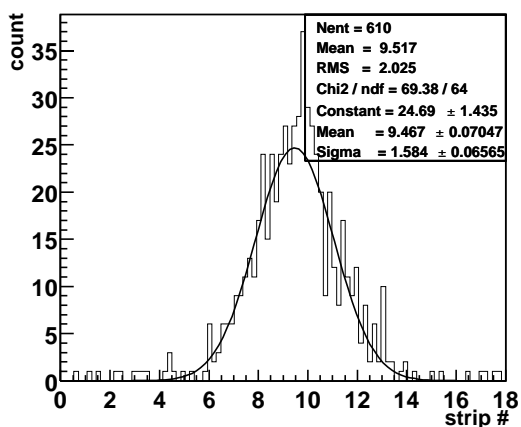
図 4.45: 電荷の空間的広がり σ_{mean}



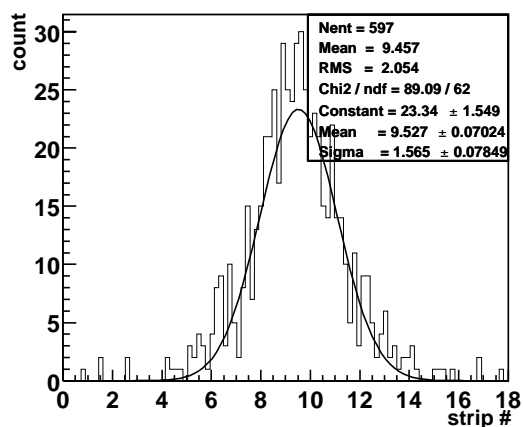
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/8/87/0



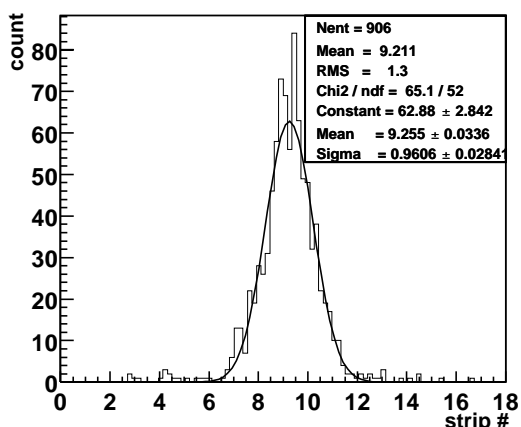
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/8/82/0



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/8/72/0

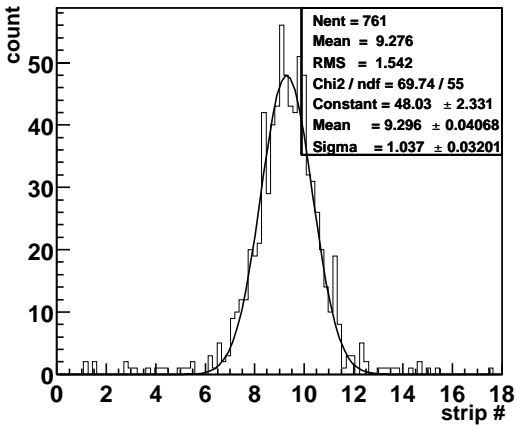


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/8/62/0

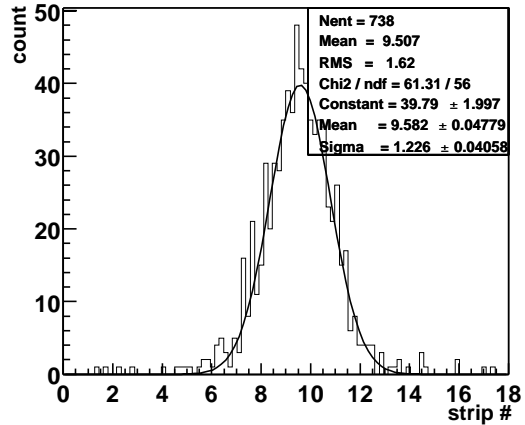


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

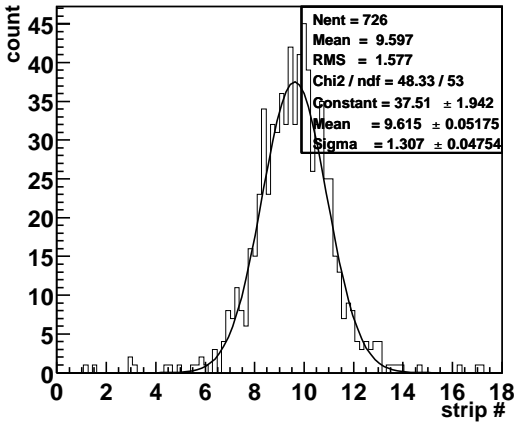
図 4.46: ヒット位置分布 (ブタン 8%)



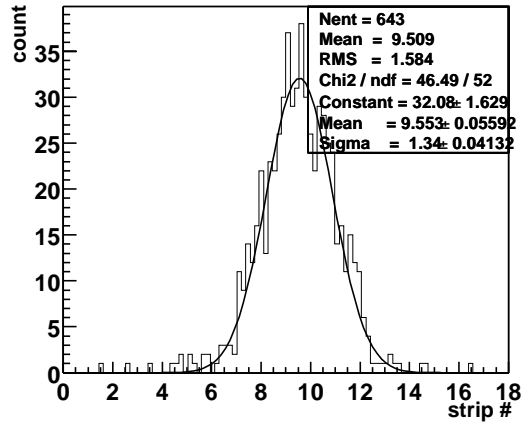
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/6/84/5



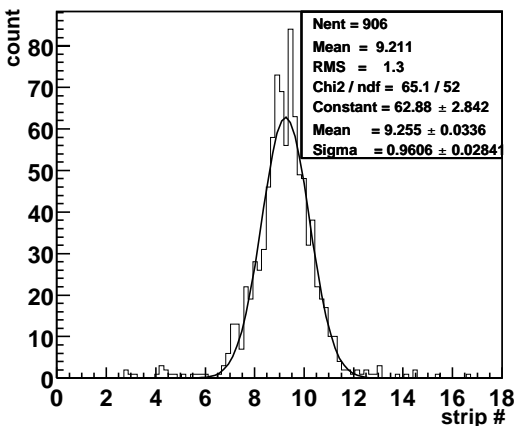
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/6/79/5



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/6/69/5

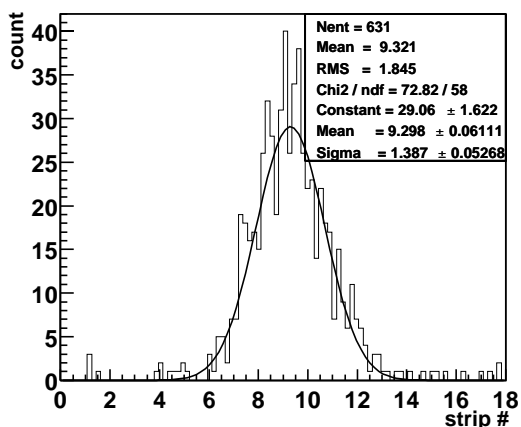


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/6/59/5

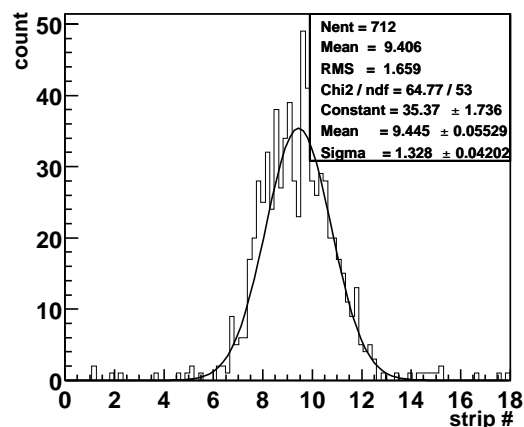


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

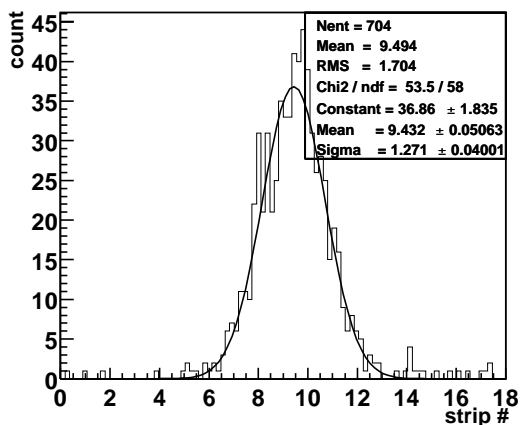
図 4.47: ヒット位置分布 (ブタン 6%)



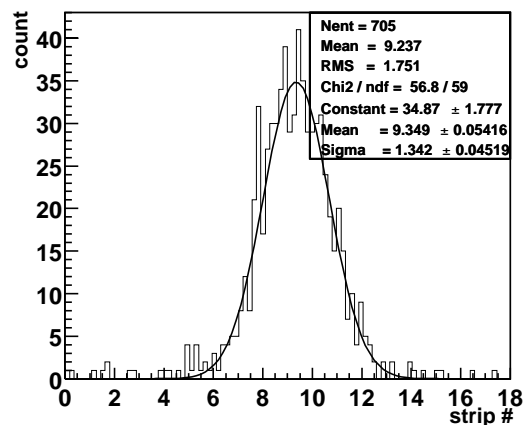
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 5/4/81/10



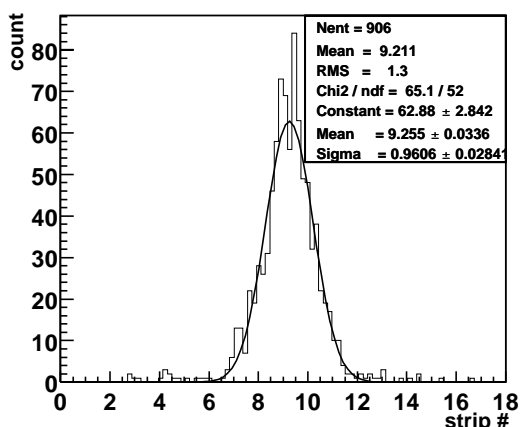
(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 10/4/76/10



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 20/4/66/10

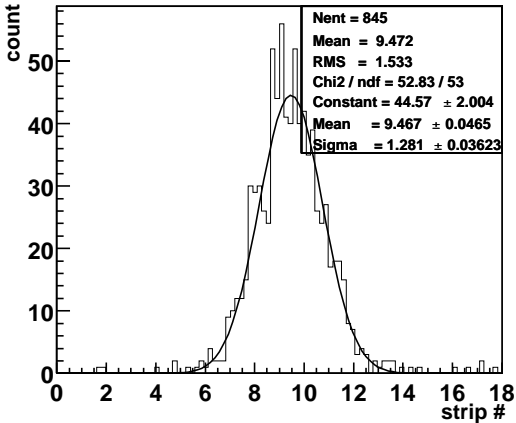


(d) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/4/56/10

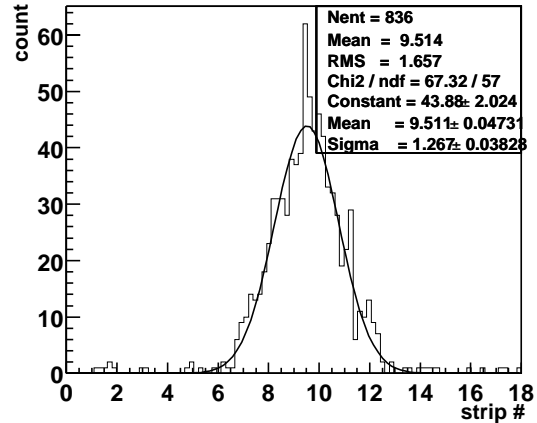


(e) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62

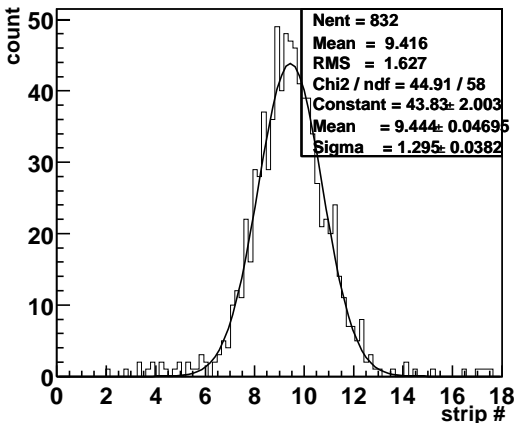
図 4.48: ヒット位置分布 (ブタン 4%)



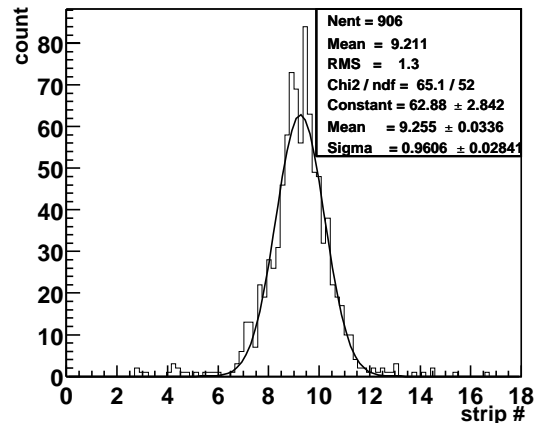
(a) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 30/70/0/0



(b) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 50/50/0/0



(c) Ar/ C₄H₁₀/ CO₂/ O₂ = 70/30/0/0



(d) Ar/ C₄H₁₀/ HFC-134a = 30/8/62/0/0

図 4.49: ヒット位置分布 (frammable ガス)

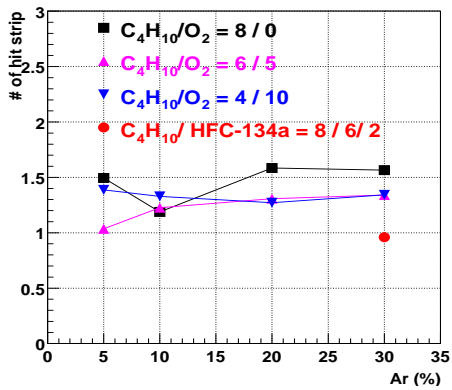


図 4.50: 電荷の空間的広がり σ_{hit_pos}

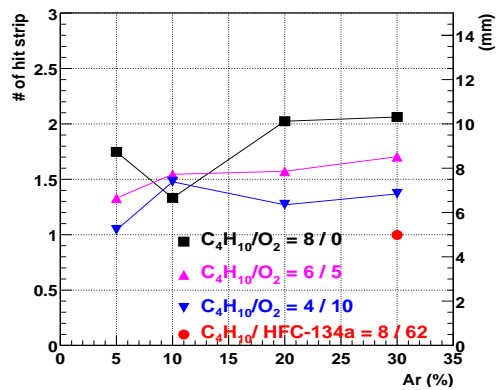
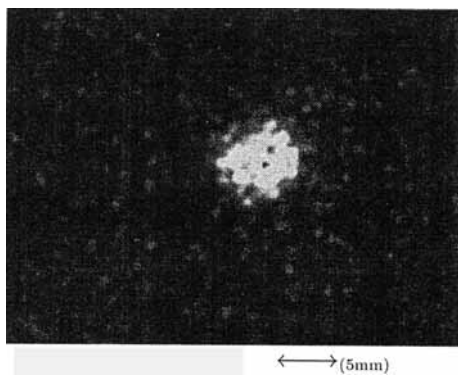
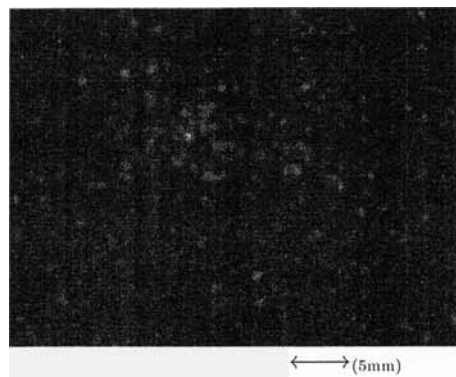


図 4.51: 電荷の空間的広がり σ_{intr}



(a) Ar/HFC-134a=10



(b) Ar/HFC-134a=0.25

图 4.52: Typical streamer γ light

第5章 まとめ

本研究ではフロン HFC-134a に替わるクエンチングガスとして、酸素を用いてガラス RPC の性能評価を行なった。用いた混合ガスは、非可燃性領域にあると思われる $C_4H_{10} / O_2 = 8\% / 0\%$, $6\% / 5\%$, $4\% / 10\%$ の混合割合のガスにそれぞれ Ar (5%, 10%, 20%, 30%) と CO_2 を加えた混合ガス (freonless ガス)、可燃性ガスとなる混合割合の Ar / $C_4H_{10} = 70\% / 30\%$, $50\% / 50\%$, $30\% / 70\%$ (flammable ガス)、及び比較のため Ar 30% / C_4H_{10} 8% / HFC-134a 62% (standard ガス) の 16 種類である。本研究で得られた測定結果を表 5 に示す。

測定値	freonless ガス C_4H_{10} % / O_2 %			flammable ガス C_4H_{10} 50%	standard ガス HFC-134a
	8 / 0	6 / 5	4 / 10		
プラトー電圧 (kV)	±3.5 ~ ±3.9			±3.7	±4.1
検出効率 (%)	85~88	89~91	85~90	92	96
暗電流 ($\mu A/m^2$)	0.68~0.80	0.69~0.87	0.68~0.80	0.43	0.22
s.c.r (Hz/cm ²)	0.047~0.050	0.050~0.052	0.042~0.055	0.042	0.042
シグナルの波高 (mV)	230	200	200	180	100
アフターパルス (%)	40	20		-	4
平均電荷量 (pC)	313~352	277~308	284~297	228	98
1st peak の割合 (%)	26~34	31~42	26~43	80	81
1st peak の電荷量 (pC)	195~238	178~226	177~207	177	85
時間分解能 (nsec)	2.0~2.1	1.8~2.0	1.7~1.9	2.6~3.0	2.6
電荷の広がり (mm)	6.7~10.3	6.7~8.5	5.0~7.4	6.5	5.0

freonless ガス : アルゴン 5~30%, 二酸化炭素 87~56%

flammable ガス : アルゴン 50%

standard ガス : アルゴン 30% / ブタン 8% / HFC-134a 62%

表 5.1: 各混合ガスにおける測定値の比較

表 5 からわかるように酸素をクエンチングガスに用いた freonless ガスの場合、HFC-134a をクエンチングガスとした standard ガスに比べ、ほとんどの特性において RPC の性能は劣る。各電圧に対する暗電流や single count rate、平均電荷量 (図 4.13, 4.15, 4.22) から明らかのように、standard ガスは、プラトー領域が広くプラトー電圧を越えても安定した動作を示す。一方、freonless ガスはプラトー領域が狭く局所的である。そのため、プラトー電圧を越えるとすぐに放電領域に達してしまい、プラトー電圧よりも 100V 高い電圧下では動作が不安定となる。また、freonless ガスの動作電圧は standard ガスに比べ低い。一般に、時間分解能は電子のドリフ

ト速度に依存し、ドリフト速度は電圧の減少により減少するので、動作電圧が低いと時間分解能は悪くなる。しかし、freonless ガスは波高が standard ガスの約 2.5 倍と高いため、動作電圧が ~ 10% ほど低いにも関わらず時間分解能はわずかに良い。single count rate は同程度であるが、平均電荷量が約 3 倍高い。酸素の電子親和力は HFC-134a に比べ低くクエンチング力が弱いいため、ストリーマーの発生が多くそのサイズも大きくなり、パルスの波高が高くなる。また、イオンの再結合によって発生する光子を吸収する力も弱いいためアフターパルスが多くなる。これらの理由により freonless ガスを用いた場合、standard ガスに比べ電荷量が多くなる。式 3.3 より検出効率の低下は standard ガスの約 3 倍となると考えられる。実際、standard ガスの検出効率の低下はプラトー電圧において $\eta_{loss} \sim 0.04$ 、これに対し freonless ガスは $\eta_{loss} \sim 0.12$ であった。

同様に電荷の広がりも大きくなる。しかし、広がり直径約 1cm 以内の範囲におさまっているため、位置分解能が 5cm 程度である KLM での使用には差し支えがない。また、RPC1 枚のときの検出効率の低下を η_{loss} とすると、KLM はスーパーレイヤー構造であるためその検出効率の低下は η_{loss}^2 に抑えられる。このため、検出効率 $\eta \sim 0.88$ ($\eta_{loss} \sim 0.12$) であった場合、スーパーレイヤー構造では $\eta = 1 - \eta_{loss}^2 \sim 0.986$ となり、現在 $\eta \sim 0.99$ であるため、クエンチングガスとして、酸素を用いても検出効率はそれほど低下しないものと考えられる。

付録A $B^0 - \bar{B}^0$ 混合とCP非保存

A.1 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

$B^0 - \bar{B}^0$ 混合状態を $|\Psi\rangle$ とすると、時間依存している B^0, \bar{B}^0 の混合状態は、

$$|\Psi(t)\rangle = |B^0\rangle\langle B^0|\Psi(t)\rangle + |\bar{B}^0\rangle\langle \bar{B}^0|\Psi(t)\rangle \quad (\text{A.1})$$

$$= a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (\text{A.2})$$

または、

$$\Psi(t) = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

と表される。ただし、

$$a(t) = \langle B^0|\Psi(t)\rangle \quad (\text{A.4})$$

$$b(t) = \langle \bar{B}^0|\Psi(t)\rangle \quad (\text{A.5})$$

$$|a(t)|^2 + |b(t)|^2 = 1 \quad (\text{A.6})$$

であり、それぞれ $\Psi(t)$ 中に $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ が含まれる確率を表す。この状態の時間発展は Schrödinger 方程式にしたがい、

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\Psi(t)\rangle = H|\Psi(t)\rangle = E|\Psi(t)\rangle \quad (\text{A.7})$$

この式に、左から $\langle B^0|, \langle \bar{B}^0|$ をかけると、

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}\langle B^0|\Psi(t)\rangle &= \langle B^0|H|B^0\rangle a(t) + \langle B^0|H|\bar{B}^0\rangle b(t) \\ i\frac{\partial}{\partial t}a(t) &= \langle B^0|H|B^0\rangle a(t) + \langle \bar{B}^0|H|B^0\rangle b(t) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

同様に、

$$i\frac{\partial}{\partial t}a(t) = \langle \bar{B}^0|H|B^0\rangle a(t) + \langle \bar{B}^0|H|\bar{B}^0\rangle b(t) \quad (\text{A.9})$$

よって、

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle B^0|H|B^0\rangle & \langle B^0|H|\bar{B}^0\rangle \\ \langle \bar{B}^0|H|B^0\rangle & \langle \bar{B}^0|H|\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

となり、ハミルトニアン H は、

$$H = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle B^0 | H | B^0 \rangle & \langle B^0 | H | \bar{B}^0 \rangle \\ \langle \bar{B}^0 | H | B^0 \rangle & \langle \bar{B}^0 | H | \bar{B}^0 \rangle \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

となる。

一般に崩壊する粒子の波動関数は、

$$\Psi(t) = e^{-i(M - \frac{i}{2}\Gamma)t} \Psi(0) \quad (\text{A.12})$$

で表される。したがって、

$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma \quad (\text{A.13})$$

$$= \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

$$= \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

と表すことができる。ハミルトニアン H はエルミート行列であるため、それぞれの行列要素は、

$$M_{11} = m_{11}^*, M_{22} = m_{22}^*, M_{12} = m_{21}^* \quad (\text{A.16})$$

$$\Gamma_{11} = \Gamma_{11}^*, \Gamma_{22} = \Gamma_{22}^*, \Gamma_{12} = \Gamma_{21}^* \quad (\text{A.17})$$

を満たす。また、CPT の不変性より

$$M_{11} = M_{22}, \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \quad (\text{A.18})$$

が成立ち、 $M_0 = M_{11}, \Gamma_0 = \Gamma_{11}$ とするとハミルトニアン H は、

$$H = \begin{pmatrix} M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.19})$$

となる。このハミルトニアンの固有状態が、質量の固有状態を表す。重い方の固有状態を $|B_L\rangle$ 、軽い方の固有状態を $|B_H\rangle$ とすると、

$$|B_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle) \quad (\text{A.20})$$

$$|B_H\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle) \quad (\text{A.21})$$

であり、その固有値 λ_H, λ_L は、

$$\lambda_H = M_{11} - \frac{i}{2} - pq \quad (\text{A.22})$$

$$= M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 - \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{A.23})$$

$$\lambda_L = M_{11} - \frac{i}{2} + pq \quad (\text{A.24})$$

$$= M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 - \left[\left(M_{12} + \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{A.25})$$

と表される。

よって、それぞれの質量を M_H, M_L とすると、

$$M \equiv \frac{M_H + M_L}{2} \quad (\text{A.26})$$

$$\Delta M \equiv M_H - M_L \simeq 2|M_{12}| \quad (\text{A.27})$$

$$\frac{q}{p} = \left[\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*} \right]^{1/2} \quad (\text{A.28})$$

$$\simeq \left[\frac{M_{12}^*}{M_{12}} \right] \simeq e^{-2i\phi_t} \quad (\text{A.29})$$

となる。 B_H, B_L の時間変化は Schrödinger 方程式の時間部分の解として以下のように与えられる。

$$B_H(t) = B_H(0)e^{-i(M_H - \frac{i}{2}\Gamma)t} \quad (\text{A.30})$$

$$B_L(t) = B_L(0)e^{-i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma)t} \quad (\text{A.31})$$

式 A.30, A.31 より観測される B^0, \bar{B}^0 の時間発展は、時刻 $t=0$ において、純粋に $|B^0\rangle$ または $|\bar{B}^0\rangle$ であったとすると、

$$|B^0(t)\rangle = e^{-i(M - \frac{i}{2}\Gamma)t} \cos(\Delta M t/2) |B^0\rangle + i \frac{q}{p} \sin(\Delta M t/2) |\bar{B}^0\rangle \quad (\text{A.32})$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-i(M - \frac{i}{2}\Gamma)t} i \frac{p}{q} \sin(\Delta M t/2) |B^0\rangle + \cos(\Delta M t/2) |\bar{B}^0\rangle \quad (\text{A.33})$$

と表され、時刻 $t=0$ において、純粋に $|B^0\rangle$ (または $|\bar{B}^0\rangle$) であった状態は時間が経つにつれ、 $|B^0\rangle$ と $|\bar{B}^0\rangle$ が混合した状態になる。

A.2 間接的 CP の破れ

B^0, \bar{B}^0 が同じ終状態 f に崩壊する時 "間接的 CP の破れ" は観測できる。

純粋な状態に対する崩壊振幅を、

$$\mathcal{A}_{CP} \equiv \langle f_{CP} | B^0 \rangle \quad \bar{\mathcal{A}}_{CP} \equiv \langle f_{CP} | \bar{B}^0 \rangle \quad (\text{A.34})$$

とし、

$$\gamma_{CP} \equiv \frac{q \bar{\mathcal{A}}_{CP}}{p \mathcal{A}_{CP}} \quad (\text{A.35})$$

とする。このとき、

$$g_+(t) = e^{i(M - \frac{i}{2}\Gamma)t} \cos(\Delta M t/2)$$

$$g_-(t) = e^{i(M - \frac{i}{2}\Gamma)t} \sin(\Delta M t/2)$$

とすると、式 A.32, A.33 より時間に依存した崩壊振幅は、

$$\langle f_{CP} | B^0(t) \rangle = \mathcal{A}_{CP} [g_+(t) + \gamma_{f_{CP}} g_-(t)] \quad (\text{A.36})$$

$$\langle f_{CP} | \bar{B}^0(t) \rangle = \mathcal{A}_{CP} \left(\frac{p}{q} \right) [g_-(t) + \gamma_{f_{CP}} g_+(t)] \quad (\text{A.37})$$

よって、時間に依存した崩壊率は、

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |\mathcal{A}_{CP}|^2 e^{-\Gamma t} \left[\frac{1 + |\gamma_{f_{CP}}|^2}{2} + \frac{1 - |\gamma_{f_{CP}}|^2}{2} \cos(\Delta M t) - \text{Im} \gamma_{f_{CP}} \sin(\Delta M t) \right] \quad (\text{A.38})$$

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |\mathcal{A}_{CP}|^2 e^{-\Gamma t} \left[\frac{1 + |\gamma_{f_{CP}}|^2}{2} - \frac{1 - |\gamma_{f_{CP}}|^2}{2} \cos(\Delta M t) + \text{Im} \gamma_{f_{CP}} \sin(\Delta M t) \right] \quad (\text{A.39})$$

となる。ここで、B中間子の崩壊による終状態でのCP非保存の大きさ $\mathcal{A}_{f_{CP}}$ は、

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) \equiv \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(B^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)} \quad (\text{A.40})$$

と定義でき、式 A.38 , A.39 より、

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \frac{(1 - |\gamma_{f_{CP}}|^2) \cos(\Delta M t) - 2\text{Im}\gamma_{f_{CP}} \sin(\Delta M t)}{1 + |\gamma_{f_{CP}}|^2} \quad (\text{A.41})$$

と表すことができる。今、 B_d の場合を考えており、2つの質量固有状態の振幅の差を無視しているため、

$$\frac{q}{p} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} = e^{-2i\phi_M}$$

である。ここで、 $2i\phi_M$ は $B^0 - \bar{B}^0$ 混合ダイアグラム (図 1.3) の位相であり、 B_d のとき $\phi_M = \phi_1$ である。もし、直接的CPの破れが見られない崩壊モードであれば、全ての振幅は同じKM位相 (ϕ_D) に依存するため、 $|\mathcal{A}_{f_{CP}}/\bar{\mathcal{A}}_{f_{CP}}| = 1$ となる。このとき、式 A.41 は、

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \mp \text{Im} \gamma_{f_{CP}} \sin(\Delta M t) \quad (\text{A.42})$$

$$= \pm \sin 2(\phi_M + \phi_D) \sin(\Delta M t) \quad (\text{A.43})$$

と簡潔に書き表すことができ、適当な終状態 f_{CP} を選び $\mathcal{A}_{f_{CP}}(t)$ を測定すればユニタリー角を決定することができる。ただし、 $\mathcal{A}_{f_{CP}}(t)$ の符号は終状態 f_{CP} の固有値に相当する。

参考文献

- [1] 植木誠. Study of Gas Mixture for Glass RPC at BELLE Experiment. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 1999.
- [2] P.Camarri *et al.* Streamer suppression with SF₆ in RPCs operated in avalanche mode. *Nucl.Instr.and Meth.*, A414, 1998. 317.
- [3] A.Alavi-Harati *et al.* Observartion of Direct *CP* Violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ Decays. *Phys.Rev.*, 83, 1999. 22.
- [4] 渡辺靖志. B ファクトリー計画. 数理科学, No.388, 1995. 11.
- [5] K.Neichi *et al.* The Readout-strip width in KLM detector. *KEK BELLE Note*, #109, 1996.
- [6] J.Warren.Keuffel. *Rev.Sci.Instr.*, 20, 1949. 202.
- [7] V.V.Parkhomchuck *et al.* *Nucl.Instr.and Meth.*, 93, 1971. 269.
- [8] R.Santonico *et al.* *Nucl.Instr.and Meth.*, 187, 1981. 377.
- [9] L.Antoniazzi *et al.* *Nucl.Instr.and Meth.*, A315, 1992. 92.
- [10] O.Adriani *et al.* *Nucl.Instr.and Meth.*, A300, 1991. 493.
- [11] M.Abbrescia *et al.* *Nucl.Instr.and Meth.*, A336, 1993. 322.
- [12] K.Kleinknecht. 粒子線検出器. 培風館, 1987.
- [13] R.Santonico *et al.* RPC : Status and Perspectives. International Workshop on RPCs and related detectors, 1993.
- [14] Sergio P.Ratti *et al.* The resistive plate chambers in particle physics and astrophysics. 1993.
- [15] I.Crotty *et al.* *Nucl.Instr. and Meth.*, A337, 1994. 307.
- [16] 石川正敏. BELLE 実験のためのレジスティブ・プレート・カウンターの開発研究. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 1995.
- [17] Y.Hoshi *et al.* Nonflammable gas mixture for RPC. *KEK BELLE Note*, #185, 1997.

- [18] H.Takamatsu *et al.* Non-flammable gas mixture for Resistive Plate Counter.
- [19] B.Lewis and G.Elbe. Combustion,Flames and Explosions of Gases. *Cambridge University Press*, 1938.
- [20] W.Zhang *et al.* Excitation and ionization of freon molecules. *Chem.Phys.*, 151, 1991. 343.
- [21] Y.Inoue *et al.* Observations of Lights from RPC. *KEK BELLE Note*, #153, 1996.
- [22] 山鹿光裕. BELLE 実験のための K_L^0/μ 検出器の研究. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 1997.
- [23] Y.Inoue *et al.* Spetial Distribution of Induced Charges on the Pickup Cathode of an RPC. *KEK BELLE Note*, #85, 1995.
- [24] S.Narita *et al.* Study of Streamer Size Measurements Using CCD Camera System. *IEEE Trans Nucl.Sci.*, 2000. Lyon,France.

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々に御指導、御鞭撻、御協力をいただきました。この場を借りて厚くお礼申し上げます。

山口晃教授、阿部浩也教授には本研究を行なう機会を与えていただくとともに、並々ならぬ御指導をいただきました。両教授のおかげで、無事に研究を終えることができましたことを感謝致します。長嶺忠助手、東北学院大の方々をはじめ BELLE 実験関係者の方々及び諸先輩方には数々の貴重なアドバイスをいただきました。本当にありがとうございました。

技官の高山知明氏、中嶋隆氏、中嶋實氏、花田博氏、事務の方々、玉江京子女史には研究のみならず様々な事柄に関して相談にのっていただきました。ありがとうございました。

公私にわたり様々な経験を共にした同期の池田君、川口君、丸藤君、半田君、樋口君、吉田君、大変お世話になりました。本当にありがとう。研究以外にも様々なことを教えてくださった先輩方、後輩の皆さん、感謝しております。

最後に、不規則になりがちな私の生活を影で見守ってくれた母に感謝します。

本当にありがとうございました。

平成 12 年 2 月 14 日

渡部 佳世