

修士論文

(e,e'K⁺)反応によるハイパー核分光用
シリコン・ストリップ検出器の開発

東北大学大学院 理学研究科 物理学専攻

三好 敏喜

平成10年

文鏡山

日光後山へトハるも引取(アキラ)、
腰眼の露出財ヤリイヌ・くに見

東北大学医学部 森脳科学部 刻学大羊大非東

喜遊 順三

平01知平

目 次

第1章 序論	6
1.1 Λ ハイパー核	6
1.2 ハイパー核の分光学的研究の歴史的背景	6
1.3 電子ビームを用いた Λ ハイパー核分光	7
1.4 電磁相互作用による Λ ハイパー核生成反応の特徴	7
1.5 本論文の目的	8
第2章 ($e, e' K^+$) 反応を用いた Λハイパー核分光	13
2.1 はじめに	13
2.2 Jefferson Lab での実験 (E89-09, E97-08)	13
2.3 運動学的条件	13
2.4 実験装置	16
2.4.1 超伝導 4GeV 連続電子線加速器	16
2.4.2 HyperNuclear Spectrometer System(HNSS)	17
2.4.3 SOS スペクトロメーター	17
2.4.4 Enge スペクトロメーター	19
2.5 計数率と SN 比	20
2.6 エネルギー分解能	20
第3章 焦点面位置検出器と Readout Electronics	25
3.1 はじめに	25
3.2 焦点面位置検出器に要求される性能	25
3.3 シリコン・ストリップ検出器(SSD)	26
3.3.1 SSD の基本構造とその特徴	26
3.3.2 SSD の放射線損傷	28
3.3.3 SSD 設計時の注意点	29
3.4 SSD Readout Electronics	31
3.4.1 Readout electronics に要求される性能	31
3.4.2 Front-End Board(FEB)	33
3.4.3 ECL driver と Fastbus multihit TDC	33
第4章 SSD の動作テスト	45
4.1 はじめに	45

4.2	ノイズレベルの測定	45
4.2.1	SSD のノイズレベル	45
4.2.2	照射前のノイズレベル	46
4.2.3	測定方法	46
4.2.4	測定結果	47
4.2.5	考察	47
4.3	ランダムノイズの測定	48
4.3.1	SSD のランダムノイズ	48
4.3.2	実験方法	48
4.3.3	測定結果と考察	48
4.4	時間分解能の測定	49
4.4.1	SSD の TDC スペクトルの分解能	49
4.4.2	実験方法	49
4.4.3	測定結果と考察	50
第5章	まとめ	63
付録 A	SOS Kaon Identification	65
付録 B	SSD ノイズレベル自動測定システム	69
B.1	ノイズレベル自動測定プログラム	69
B.2	Jefferson Lab のおける自動測定システムの実際	70

表 目 次

大 目 因

1.1	Aハイパー核生成反応の特徴	8
2.1	HNSS を用いた実験で選ばれた運動学的条件	16
2.2	電子線ビームの性質	16
2.3	SOS spectrometer specification	18
2.4	Enge spectrometer specification	19
2.5	SOS flux	20
2.6	予想されるエネルギー分解能	21
3.1	SSD specification	31
3.2	TEKZ specification	33

図 目 次

1.1	(K^-, π^-) 反応により得られた励起スペクトル	10
1.2	(π^+, K^+) 反応により得られた励起スペクトル	10
1.3	素過程での (K^-, π^-) 反応の断面積	11
1.4	素過程での (π^\pm, K^\pm) 反応の断面積	11
1.5	素過程での (γ, K^+) 反応の断面積	12
1.6	さまざまなハイペロン生成反応のハイペロンの recoil momentum	12
2.1	$(e, e' K^+)$ 反応の kinematics	15
2.2	virtual photon flux の角度分布	15
2.3	超伝導 4GeV 電子線加速器	17
2.4	HNSS 全体図	21
2.5	SOS スペクトロメーターにおける検出器の配置図	22
2.6	Enge スペクトロメーター全体図	23
2.7	電子スペクトロメーターの焦点面上での検出器の配置図	24
3.1	焦点面での vertical focus size の運動量依存性	35
3.2	有効不純物濃度と粒子フルエンスとの関係	36
3.3	NIEL の入射粒子のエネルギー依存性	36
3.4	放射線照射による flatband voltage の増加と表面電流の増加	37
3.5	SSD 全体図	38
3.6	SSD 側面図	39
3.7	二種類の読み出し方法	40
3.8	様々な設計でのバイアス電圧に対するリーク電流の変化	40
3.9	TEKZ の簡略化した回路図	41
3.10	FEB 全体図	42
3.11	ECL driver board の全体図	43
3.12	Readout electronics 全体の流れ図	44
4.1	prototype A の全体図	52
4.2	ノイズレベル測定の構成	53
4.3	occupancy curve	54
4.4	50%IP と threshold の関係	55
4.5	occupancy curve(横軸は入力電荷量)	56

4.6	ΔIIP の測定結果 (ch.17-ch.24)	57
4.7	ノイズレベル (fC) の測定結果 (ch.17-ch.24)	58
4.8	ランダムノイズの threshold 依存性 (ch.17)	59
4.9	時間分解能測定の回路図	60
4.10	β 線源を用いて測定した時間分解能の測定結果 (1)	61
4.11	β 線源を用いて測定した時間分解能の測定結果 (2)	62
4.12	宇宙線を用いた時間分解能の測定結果	62
A.1	バックグラウンド veto あり, なしでのデータの比較	66
A.2	TOF スペクトル	66
A.3	TOF vs. coincidence time	67
A.4	K^+ の coincidence スペクトル	67
A.5	Missing Mass スペクトル	68
A.6	Missing Mass スペクトル (バックグラウンドカット後)	68
B.1	ノイズレベル自動測定プログラムのフローチャート	71
B.2	ノイズレベル自動測定時の TDC スペクトル	72
B.3	Threshold を変えて測定した Efficiency Curve	73
B.4	Jefferson Lab でのノイズレベル測定システム	74

第1章 序論

1.1 Λ ハイパー核

通常の原子核は核子のみから構成されているが, ‘奇妙さ’を表す量子数を持つ粒子と核子とで構成されている原子核が存在する。この原子核をハイパー核と称し, 特にストレンジネス-1を持つ Λ 粒子を原子核内に含むものを Λ ハイパー核と言う。 Λ 粒子は, 原子核内でパウリ効果からの影響を受けず, 原子核の中のどの状態にも存在し得る。また, Λ と核子との相互作用は核子間相互作用に比べて弱い。そのために, Λ ハイパー核は通常の核子のみから成る原子核とは異なった特徴を持つハドロン多体系を成し, その研究により, 今までにない特有の核構造を究明することができる。

1.2 ハイパー核の分光学的研究の歴史的背景

1950年代の Λ ハイパー核発見初期の頃は, emulsion や bubble chamber を用いての実験が行われた。それらの実験では, 軽いハイパー核の基底状態の束縛エネルギーが測定されている [1]。

やがて 1970 年代から Brookhaven National Laboratory(BNL) や CERN でカウンター実験が始まり, in-flight (K^-, π^-) 反応により様々な Λ ハイパー核の励起スペクトルが得られた。その中で, $^{12}\Lambda$ C, $^{16}\Lambda$ O について得られた励起スペクトルを図 1.1 に示す [2]。

1980 年代に入ると BNL での ($K^-, \pi^- \gamma$) 反応のような coincidence 実験や, KEK での (stopped K^-, π^-) 反応実験が行われた。そして 1980 年代の後半に, BNL で始めて (π^+, K^+) 反応を用いた実験が行われ, (K^-, π^-) 反応を用いた場合と比べて励起モードのより複雑な構造を観測できるようになった。

1990 年代に入り, KEK で高分解能大立体角 K 中間子スペクトロメーター(SKS)が完成し, それを用いた (π^+, K^+) 反応による Λ ハイパー核分光実験が開始された。SKS により, Li から Pb までのいくつかの Λ ハイパー核に対して高統計で分解能のよいスペクトルが観測され, Λ ハイパー核の分光学的研究が急速に発展した。最近の例としては, 1996 年に KEK で行われた E336 実験が挙げられる [3][4]。この実験では p 裂 Λ ハイパー核 $^7\Lambda$ Li, $^9\Lambda$ Be, $^{12}\Lambda$ C, $^{13}\Lambda$ C, $^{16}\Lambda$ O について励起スペクトルが測定されている。その中で $^{12}\Lambda$ C について得られた励起スペクトルを図 1.2 に示す [5]。 $^{12}\Lambda$ C の基底状態のピーク (#1) が 2MeV(FWHM) のエネルギー分解能を示している。それに加え, 二つの主要なピーク (#1, #4) の間に core 核が励起して

いる状態 (#2,#3) が観測されている。この状態は, SKS を用いて行われた E140a 実験 [6] で始めて観測されたものである。

このように, 軽い Λ ハイパー核の構造が次々と明らかになり, 重い Λ ハイパー核についても深く束縛された Λ の一粒子状態が観測されている。SKS での (π^+, K^+) 反応による Λ ハイパー核の分光学的研究は 1998 年に入ってもさらに進展中である。

1.3 電子ビームを用いた Λ ハイパー核分光

Λ ハイパー核の高分解能分光研究はハイパー核構造を明らかにし, また Λ ハイパー核の構造のデータから Λ -核子間相互作用を定量的に研究する上でも非常に有効な実験方法である。しかしながらこれまでの研究において,

- (1) 反応の選択性も考慮すると core 核の励起状態をより明確に分離するには 1MeV 以下の分解能が必要とされていること
- (2) これまで有限値が観測されていない, スピン軌道相互作用により分離する準位のエネルギー差が, 原子核乾板の実験などから比較的重いハイパー核では数 100keV と予測されていること [2][4]

などから, 現在までハイパー核実験で使用してきた検出器系による最高分解能 (2MeV) では定量的な研究を行うには未だ不十分である。

今まで行われていた Λ ハイパー核の分光実験は, π^- , K^+ 中間子のような二次ビームを使用したものである。二次ビームを用いた場合, ピームエミッタスが大きいなどの理由により 2MeV(FWHM) 以下の高分解能を達成するには困難であった。

1990 年代に入り, 米国 Thomas Jefferson National Accelerator Facility (Jefferson Lab)において, 超伝導 4GeV 連続電子線加速器が建設された。この電子線加速器は, 世界でも有数の高エネルギーで低エミッタスの連続電子線ビームを供給できる。この電子線加速器が完成したことにより, $(e, e' K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験が可能となった。特に, π^-, K^+ 中間子ビームでは困難であった 1MeV 以下の高分解能を達成できることが期待されている。

1.4 電磁相互作用による Λ ハイパー核生成反応の特徴

電子や γ 線は原子核中の陽子と電磁相互作用を起こし, Λ と K^+ 中間子を生成する。これらの $(e, e' K^+)$, (γ, K^+) 反応によるハイパー核生成の特徴を, (K^-, π^-) 反応, (π^+, K^+) 反応の場合と比較して述べる。それらの反応の特徴は表 1.1 に示されている [7]。なお, 表中の素過程の断面積は前方 (π^- , または K^+ の散乱角が 0°) における実験室系での値を表している。素過程における, (K^-, π^-) , (π^+, K^+) 反応の微分断面積の入射運動量依存性は図 1.3, 1.4 に, 素過程における (γ, K^+) 反応の断面積の入射エネルギー依存性は図 1.5 に示されている。い

いろいろなハイペロン生成反応でのハイペロンへ与えられる recoil momentum の入射運動量依存性を図 1.6 に示す。

(K^-, π^-) 反応は発熱反応であり、運動量移行が小さくなるように入射運動量を選ぶことができる。その領域では角運動量移行も小さく、生成されるハイパー核の状態は生成した Λ が中性子が占めていた軌道と同じ軌道に残る状態 (substitutional state) が支配的である。

(π^+, K^+) 反応は吸熱反応であり、運動量移行はフェルミ運動量よりも大きい。生成されるハイパー核の状態は、角運動量移行の大きい、いわゆる stretched state が支配的である。このため Λ が深く束縛されたハイパー核状態も励起することが可能となる。

(K^-, π^-) , (π^+, K^+) 反応は中性子を Λ に変える時に spin-flip させることはほとんどないで、主に natural parity state が励起される。

(γ, K^+) , $(e, e' K^+)$ 反応では運動量移行は大きいので、 (π^+, K^+) 反応の時と同様に stretched state を励起する。さらにこの反応では、spin-flip 状態も spin-non-flip 状態と同程度に励起される。従って (K^-, π^-) , (π^+, K^+) 反応では観測できなかった unnatural parity state も観測することができる。また、この反応は陽子を Λ に変える反応であるため、 (π^+, K^+) 反応とは対照的に中性子過剰 Λ ハイパー核を生成することができ、これまで研究対象とできなかつたハイパー核の研究が可能となる。

表 1.1: Λ ハイパー核生成反応の特徴 [7]

反応	入射運動量 (GeV/c)	運動量移行 (GeV/c)	素過程 の断面積 ($\mu b/sr$)	特徴
(K^-, π^-)	0.4 - 0.8	<0.1	$\sim 10^3$	substitutional state
(π^+, K^+)	1.0 - 1.5	>0.3	~ 10	stretched state
(γ, K^+) , $(e, e' K^+)$	1.0 - 1.4(p_γ)	>0.2	~ 0.1	spin - flip excitation, unnatural parity state

1.5 本論文の目的

現在、我々は 1999 年の冬を目指して Jefferson Lab の電子線を用いた高分解能 Λ ハイパー核分光実験の準備を進めている。1.4 節で述べたように、電磁相互作用を用いた Λ ハイパー核生成により、 π^+, K^- 中間子ビームを用いた時とは違った特徴を持った Λ ハイパー核の励起スペクトルが観測されると期待されている。また、実験で得られるハイパー核スペクトルピークの高分解能化により、 Λ ハイパー核の構造についてより精密なデータが得られ、それを通じて Λ -核子間相互作用についても定量的な研究が可能となることが期待される。

本論文の目的は、Jefferson Lab での実験において必要不可欠なシリコン・ストリップ検出器 (SSD) を開発することである。この SSD は、 $(e, e' K^+)$ 反応からの散乱電子の運動量を

測定するための電子線スペクトロメーターの焦点面位置検出器として用いられる。高計数率, ハイレベル放射線量下で正しく動作させるために焦点面位置検出器に要求される性能を議論し, SSD の性能をテストにより確かめる。

本論文の構成は 5 章から成る。第 2 章では Jefferson Lab での実験について, 研究目的と実験装置, 予想される計数率, 分解能について述べる。第 3 章では SSD を中心に述べる。焦点面位置検出器に要求される性能について議論し, その要求を満たす SSD と読みだし回路系について述べる。第 4 章では prototype SSD を用いて行った 3 つのテストについて述べ, テスト結果について議論する。第 5 章でまとめを行う。



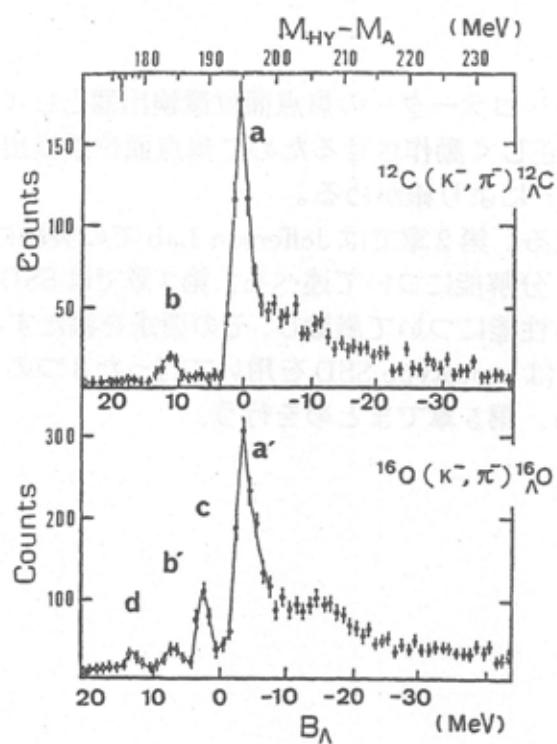


図 1.1: (K^- , π^-) 反応によって得られた励起スペクトル [2] (上図が $^{12}\Lambda$ C の場合, 下図が $^{16}\Lambda$ O の場合)

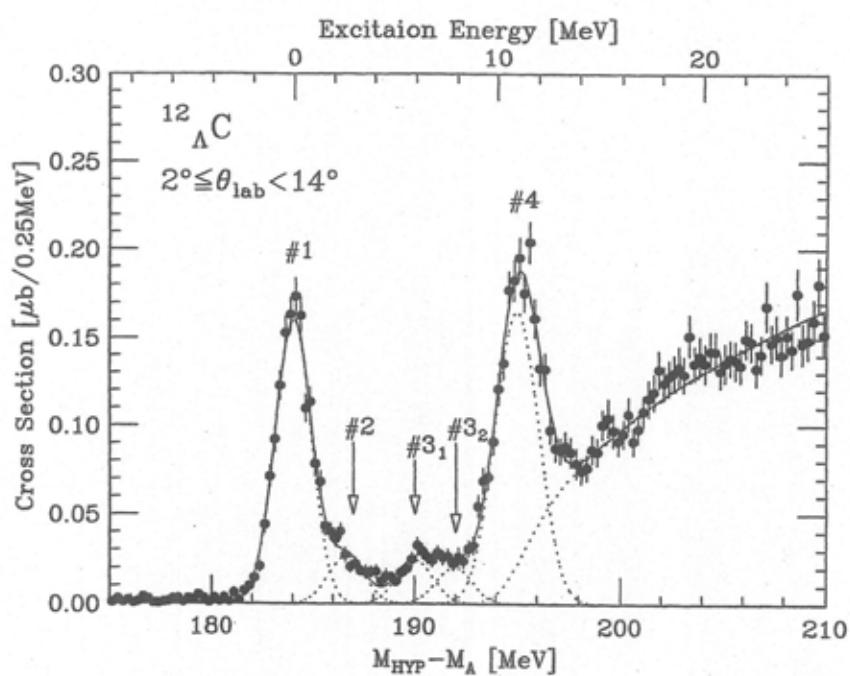


図 1.2: (π^+ , K^+) 反応から生成された $^{12}\Lambda$ C の励起スペクトル [5]

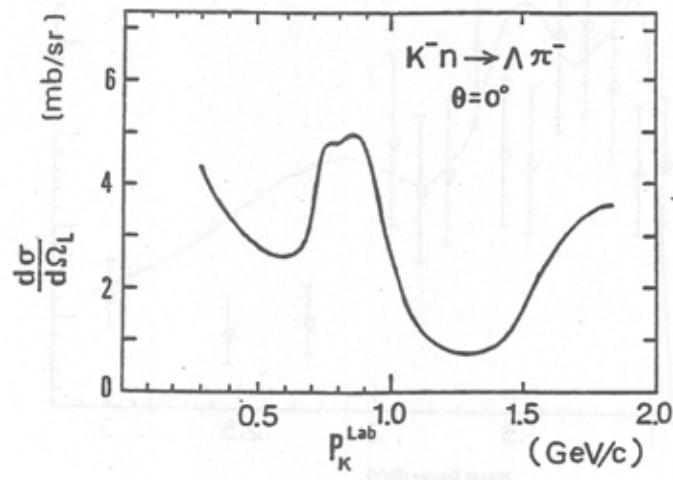


図 1.3: 素過程での (K^-, π^-) 反応の断面積の入射運動量依存性 [7]

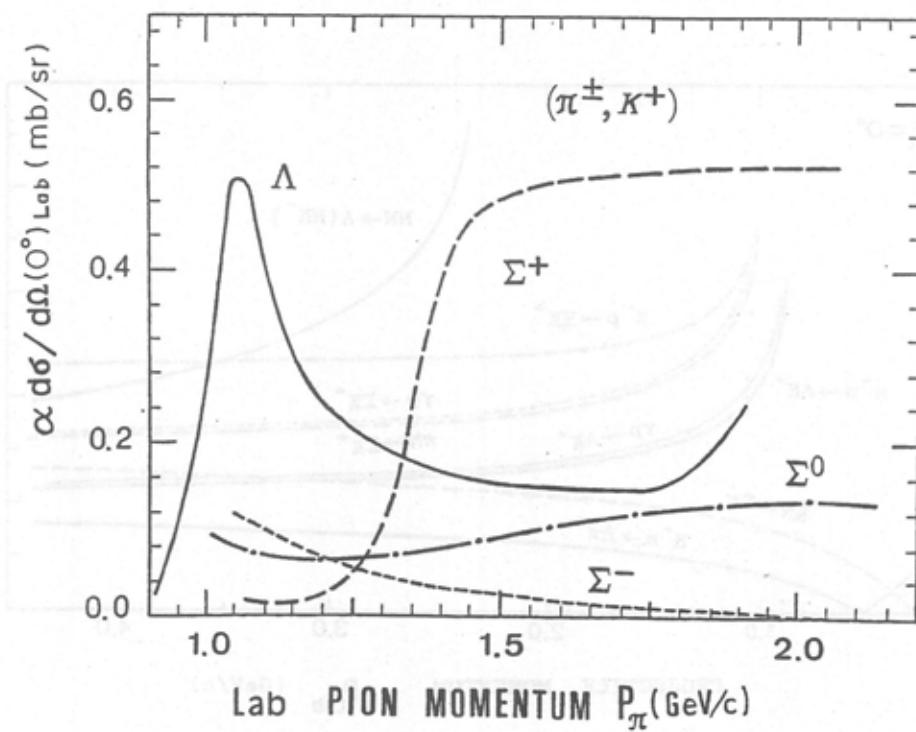


図 1.4: 素過程での (π^\pm, K^+) 反応の断面積の入射運動量依存性 [7]

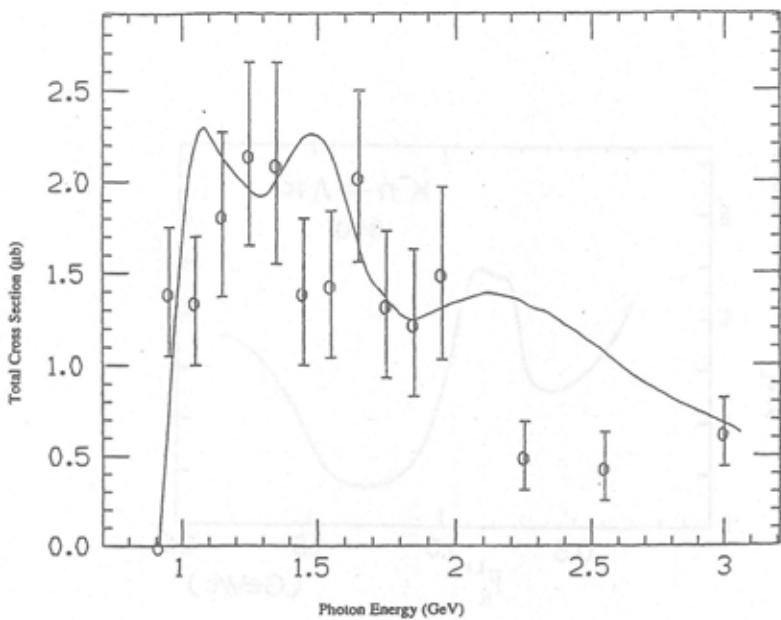


図 1.5: 素過程での (γ, K^+) 反応の断面積の入射エネルギー依存性 [8][9]

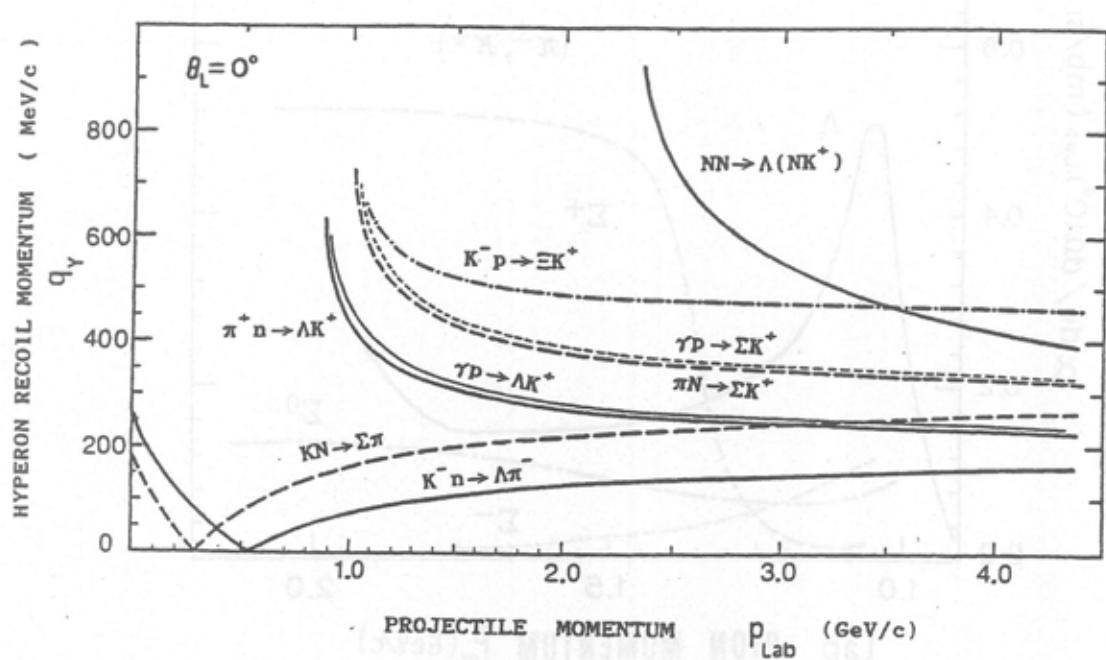


図 1.6: さまざまなハイペロン生成反応のハイペロンの recoil momentum[7]

第2章 $(e,e'K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核分光

2.1 はじめに

この章では、米国 Jefferson Lab での $(e,e'K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験の概要を述べる。2.2 節でこの実験の目的と計画について述べ、2.3 節で運動学的条件について述べる。2.4 節で加速器、スペクトロメーター、検出器について簡単に説明し、2.5 節で予想される計数率、S/N 比について述べる。最後に 2.6 節で予想される分解能について述べる。

2.2 Jefferson Lab での実験 (E89-09, E97-08)

1.4 節で議論したように、電磁相互作用により生成される Λ ハイパー核スペクトルは、 (K^-, π^-) , (π^+, K^+) を用いた反応とは違った特徴を持っている。 $(e,e'K^+)$ 反応の特徴を十二分に生かし、spin-flip, stretched state の励起スペクトルを 1MeV 以下の高分解能で測定し、核構造の研究、および核構造を通じての Λ -核子間相互作用の定量的研究を行う。これが、Jefferson Lab でのハイパー核分光実験の目的である。このため、我々は同研究所ホール C 実験室に HyperNuclear Spectrometer System(HNSS) を設置する準備を進めている。HNSS を用いて 2 つの実験 E89-09 と E97-08 が予定されており [10][11]、1999 年冬には電子線による初めてのハイパー核分光実験が行われる。E89-09 実験では軽いハイパー核の構造とスピンに依存する Λ -核子間相互作用の研究が行われる。E97-08 実験では、 $^{27}\Lambda$ Al などの比較的重いハイパー核の励起スペクトルを 1MeV 以下の高分解能で測定する。 Λ の p 軌道の ls splitting は、Si 領域で 1MeV 程度になることが予測されており [11][12]、ls splitting を直接観測することができると期待されている。

2.3 運動学的条件

図 1.3, 1.4, 1.5 に示されている各断面積を比べると、電磁相互作用による Λ ハイパー核生成断面積は π^- , K^+ などの二次ビームによる反応に比べて 2 枝から 3 枝小さいことがわかる。E89-09 実験において、収量を上げ、且つ高分解能を達成するために選ばれた運動学

的条件について述べる。

(e,e'K⁺) 反応の kinematics と各パラメータの定義を図 2.1 に示す。(e,e'K⁺) 反応によるハイパー核生成の 3 重微分断面積は、散乱電子と K⁺ を同一平面上で検出する時には次のように書ける [13]。

$$\frac{d^3\sigma}{dE'_ed\Omega'_ed\Omega_K} = \Gamma \left[\frac{d\sigma_T}{d\Omega_K} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_K} \right] \quad (2.1)$$

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_\gamma}{1 - \epsilon} \frac{E'_e}{E_e} \quad (2.2)$$

$$E_\gamma = \omega + \frac{q^2}{2 m_p} \quad (2.3)$$

$$\epsilon = \left[1 + \frac{2|\mathbf{q}|^2}{Q^2} \tan^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \right]^{-1} \quad (2.4)$$

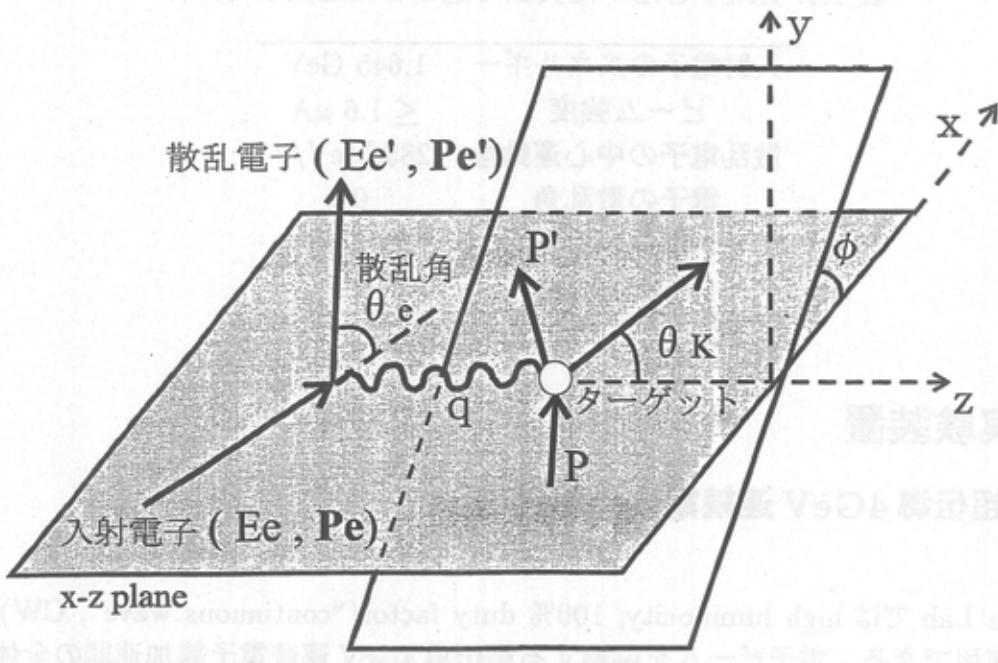
$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2} \epsilon \quad (2.5)$$

ここで σ_T, σ_L はそれぞれ Transverse, Longitudinal 断面積, Γ は virtual photon flux, E_γ は effective photon energy, ϵ, ϵ_L はそれぞれ virtual photon の transverse と longitudinal polarization を示している。 Ω'_e, Ω_K はそれぞれ散乱電子, K⁺ を検出する立体角, m_p は陽子の静止質量, α は微細構造定数である。(e,e'K⁺) 反応によるハイパー核生成の微分断面積は, virtual photon flux と K⁺ の photon からの生成断面積との積で表される。

virtual photon flux の角度分布を図 2.2 に示す。 Γ は 0° 付近で最大となり, また K⁺ photoproduction も 0° で生成率が最大となる [15]。従って, ハイパー核生成断面積を最大にするためには e', K⁺ 共に 0° で検出することが必要であり, それを実現するスペクトロメーターシステムが HNSS である。

散乱電子が 0° の時の virtual photon はほぼ real photon とみなせる。1 章の図 1.5 で示されるように 1.2 - 2 GeV では素過程の断面積はほぼ一定で, 1 章の図 1.6 より E_γ が高いほど recoil momentum は小さくなり, ハイパー核生成には有利である。一方, E_γ が大きくなると検出する K⁺ の運動量も大きくなり, K⁺ 中間子スペクトロメーターの運動量分解能が一定であるとすると, 相対的にエネルギー分解能が低下する。また, Σ^0 の生成断面積も増大し, バックグラウンドが増える。以上により, E_γ は 1.2 - 1.5 GeV 程度がハイパー核生成には良い。

0° の散乱電子検出で問題となるのは, 制動輻射でエネルギーを失った多量の電子の存在である。制動輻射を起こした電子が主に散乱電子スペクトロメーターの計数率を決定し, またこれにより偶発計数率が決まる。許容できる偶発計数率に抑えるため, ピーム強度を絞らなければならない。また, 散乱電子スペクトロメーターの運動量アクセプタンスは $p_{max}/p_{min} \sim 2.8$ である [16]。このことを考慮に入れて, 表 2.1 のように運動学的条件を選んだ。計数率については 2.4 節で再び述べる。



$$\mathbf{q} = \mathbf{Pe} - \mathbf{Pe}' \quad \mathbf{q} = (\mathbf{q}, \omega) \\ \omega = Ee - Ee' \quad Q^2 = -\mathbf{q}^2 > 0$$

図 2.1: ($e, e' K^+$) 反応の kinematics

Virtual Photon Flux

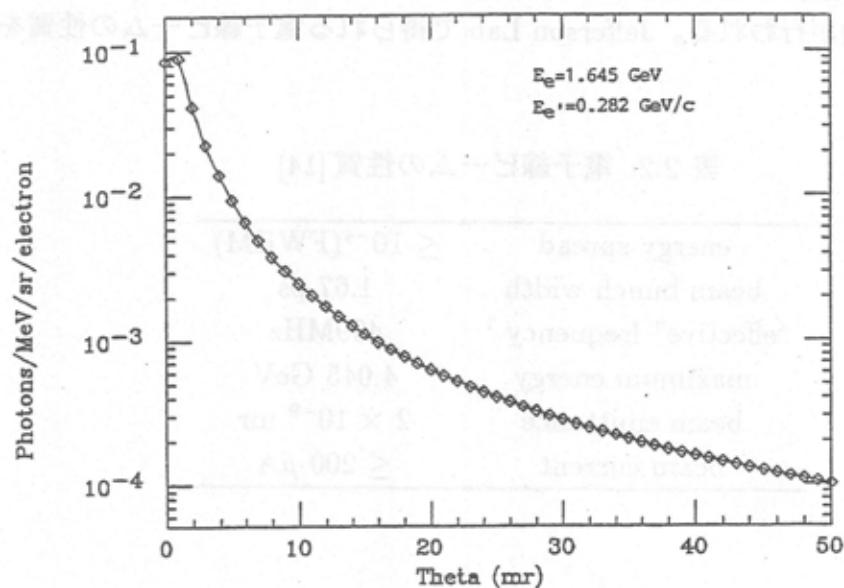


図 2.2: virtual photon flux の角度分布 [14]

表 2.1: HNSS を用いた実験で選ばれた運動学的条件

入射電子のエネルギー	1.645 GeV
ビーム強度	$\leq 1.6 \mu\text{A}$
散乱電子の中心運動量	$283 \text{ MeV}/c$
電子の散乱角	0°
K^+ の中心運動量	$1.055 \text{ GeV}/c$
K^+ の散乱角	3°

2.4 実験装置

2.4.1 超伝導 4GeV 連続電子線加速器

Jefferson Lab では high luminosity, 100% duty factor (“continuous wave”, CW) の電子ビームを使用できる。電子ビームを供給する超伝導 4GeV 連続電子線加速器の全体図を図 2.3 に示す [17]。Injector(図の左上)で電子が 45MeV に加速された後, north linac で 400MeV 加速される。その後, 超伝導電磁石のある east arc で 180° 曲げられ, south linac により再び 400MeV 加速される。Arc の入口で, エネルギーの大きさの違いにより電子は 5 つのラインのいずれかに分配される。それぞれのラインに異なった電流の流れる電磁石があり, それらにより各ラインに入ってくる電子は 180° 方向に曲げられる。その後, 電子ビームは arc 出口で 1 つのラインに集められ, linac で再び加速される。この過程の繰り返しにより, 最大で 4.045GeV までのエネルギーを持った連続電子線が得られる。必要なエネルギーにまで加速された電子は南西(図の左下)のカウンターホール ABC へと供給され, 各ホールで電子線を使った実験が行われる。Jefferson Lab で得られる電子線ビームの性質を表 2.2 に示す。

表 2.2: 電子線ビームの性質 [14]

energy spread	$\leq 10^{-4}(\text{FWHM})$
beam bunch width	1.67 ps
“effective” frequency ¹	499MHz
maximum energy	4.045 GeV
beam emittance	$2 \times 10^{-9} \text{ mr}$
beam current	$\leq 200 \mu\text{A}$

¹ 電子線ビーム全体の frequency は 1497MHz だが, それが各カウンターホールに分配されるので, 各ホール毎に受け取る “effective” frequency は全体の 3 分の 1 となる。

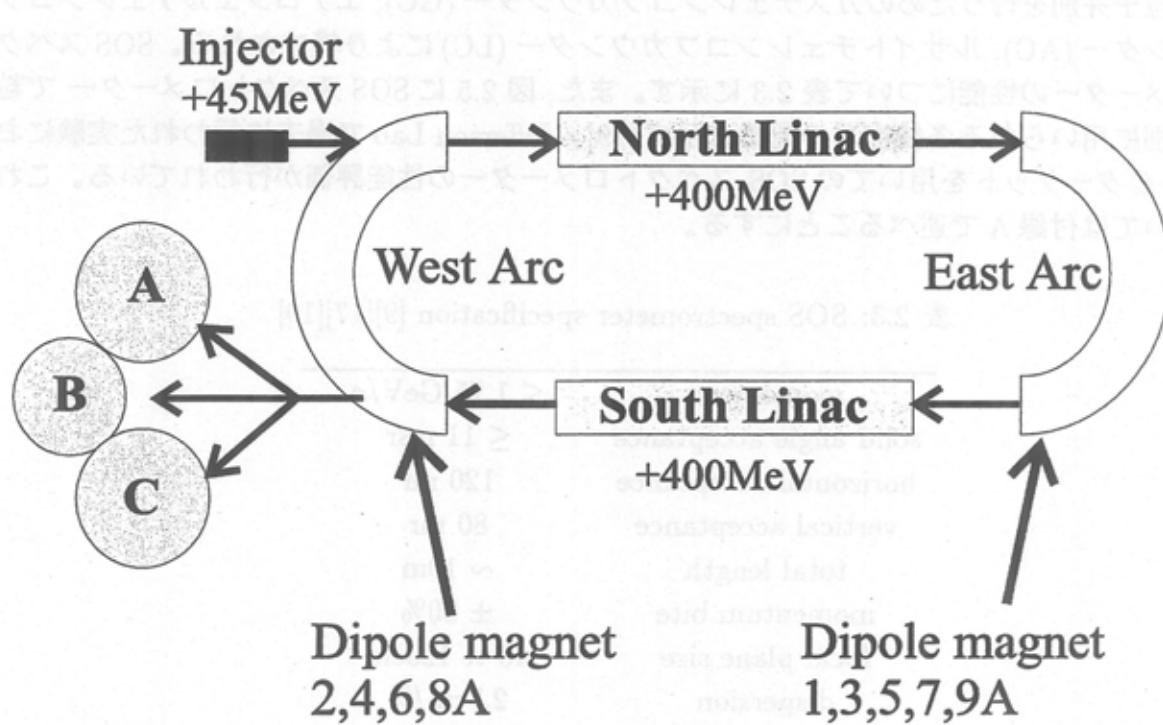


図 2.3: 超伝導 4GeV 電子線加速器

2.4.2 HyperNuclear Spectrometer System(HNSS)

E89-09 実験、および E97-08 実験は、ホール Cにおいて HyperNuclear Spectrometer System (HNSS、図 2.4) を用いて行われる。HNSS は、 K^+ を検出する SOS スペクトロメーター、散乱電子を検出する Enge スペクトロメーター、及び splitter magnet により構成される。

今回の実験条件である 0° , 3° には両スペクトロメーターを設置することが不可能である。そのためにターゲットの直後に splitter magnet を設置する。splitter magnet は、 0° 方向に散乱された電子を $+33^\circ$ の方向へ偏向し、 -3° 方向に散乱された K^+ を -13° の方向へ偏向する。偏向された散乱電子と K^+ は、それぞれの方向に設置された Enge, SOS スペクトロメーターへと導かれる。また反応を起こさなかった電子線ビームは、splitter magnet により $+8.5^\circ$ 方向に偏向され、ビームダンプへと導かれる。以下、各スペクトロメーターについて説明する。

2.4.3 SOS スペクトロメーター

K^+ の測定には SOS スペクトロメーターを用いる。この SOS スペクトロメーターは、QDD 構成の常伝導電磁石と、軌道測定のためのドリフトチェンバー (DC1, DC2)、及び粒子の速度測定とトリガーを作るための TOF ホドスコープ (SX1, SY1, SX2, SY2)、トリガーレベ

ルで粒子弁別を行うためのガスチェレンコフカウンター(GC), エアロジェルチェレンコフカウンター(AC), ルサイトチェレンコフカウンター(LC)により構成される。SOSスペクトロメーターの性能について表2.3に示す。また、図2.5にSOSスペクトロメーターで粒子弁別に用いられる各検出器の配置を示す[19]。Jefferson Labで過去に行われた実験において、Cターゲットを用いてのSOSスペクトロメーターの性能評価が行われている。これについては付録Aで述べることにする。

表2.3: SOS spectrometer specification [9][17][19]

momentum	$\leq 1.75 \text{ GeV}/c$
solid angle acceptance	$\leq 11 \text{ msr}$
horizontal acceptance	120 mr
vertical acceptance	80 mr
total length	$\sim 10\text{m}$
momentum bite	$\pm 20\%$
focal plane size	$40 \times 120\text{cm}$
dispersion	$2.7\text{cm}/\%$
expected $\delta p/p$	$5 \times 10^{-4} \text{ (FWHM)}$

ドリフトチェンバー(DC1, DC2)

ドリフトチェンバー(DC1,DC2)は、磁石出口下流のfocal planeをはさむようにして2台設置されている。2台のDCは、粒子の通過位置を測定し、その軌跡をtarget上までtransport matrixを使って再構成し、粒子の運動量、及び発生点を求めることに使われる。Anode, potential間隔は5mmで、UU'VV'XX'(Xはdispersion方向の測定面、U,VはXに対し30°方向傾いた面である。また、右肩の'は左右の不定性を解くために半セルずらした面を意味している)の6面より成る。ガスは、Ar : C₂H₆=50 : 50(質量比)を大気圧で用いている。

TOF ホドスコープ

TOFホドスコープは、DC2直後のSY1, SX1とSX1から1.5m下流に置かれたSY2,SX2の4面により構成される。トリガーカウンターとしての役割の他に、SX1,SY1とSX2,SY2との間のtime of flightによる粒子弁別を行う。一面あたりの時間分解能は約100psである。

チェレンコフカウンター

トリガーレベルでの粒子弁別を行う検出器としてガスチェレンコフカウンター(GC), エアロジェルチェレンコフカウンター(AC), ルサイトチェレンコフカウンター(LC)の3種類のカウンターを使用する。特定物質内において、電磁波の速度を越える速度を持った荷

電粒子はチェレンコフ光を発する。特定物質の屈折率の大きさにより、荷電粒子がチェレンコフ光を発する速度しきい値が変わる。GC は electron/charged hadron の分別に、AC は主に π^+/K^+ の分別に、LC は主に $K^+/proton$ の分別にそれぞれ用いられる。TOF で region of interest に入った場合を “TOF” と記すとすると、TOF とチェレンコフカウンターを使って K^+ トリガーを作る場合の coincidence logic は、 $TOF \times LC \times \overline{AC} \times \overline{GC}$ となる。

2.4.4 Enge スペクトロメーター

Enge スペクトロメーターは、split-pole 磁石 [16] 及びその焦点面上に置かれた焦点面検出器により構成されている。Enge スペクトロメーターについての specification を表 2.4 に示す [9]。また、Enge スペクトロメーターの全体図を図 2.6 に示す。

焦点面検出器は、位置を測定するシリコン・ストリップ検出器 (SSD) と時間情報を得るシンチレーター ホドスコープによって構成される。焦点面上に散乱電子は約 45° で入射する。斜め入射による多重検出を避けるため、検出器は 10 セグメントに分割され、入射方向に垂直に配置される。焦点面上での SSD とホドスコープの配置を図 2.7 に示す [17]。

表 2.4: Enge spectrometer specification [9][17]

central momentum	283 MeV/c
solid angle acceptance	1.6 msr
horizontal acceptance	25mr
vertical acceptance	20 mr
total length	~ 5m
momentum bite	± 20%
focal plane horizontal	74 cm
$\delta p/p$	5.0×10^{-4} (FWHM)

Scintillator ホドスコープ

1 つのホドスコープの幅は 11mm で、1 つの SSD の後方に 8 本のホドスコープが置かれる。時間分解能は σ で約 300psec である。ホドスコープにより得られる時間情報は、真事象と偶発事象を区別するために使われる。

2.5 計数率とSN比

今回の実験でSOSに入ってくる各粒子の計数率の見積もりを表2.5に示す。 e^+ の計数率が圧倒的に多いが、AC,GC,SCによりトリガーレベルでカットすることができ、全体としてのトリガー rateは十分低い。

散乱電子スペクトロメーターには、制動輻射を起こした大量の電子が入射し、バックグラウンドを形成する。その single rateは、この実験において用いる $1.6\mu A$ というビーム強度の時に、 $2 \times 10^8/\text{sec}$ になると見積もられている。このビーム強度は SOS 側との coincidence における S/N 比が 5 となるように決められたものである。

表 2.5: SOS flux [20]

particle	trigger rate(s^{-1})	singles rate (s^{-1})
K^+	0.4	0.4
π^+	0.5	180
p	6.0	18
e^+	5.0	4×10^4
total	12	4×10^4

2.6 エネルギー分解能

この実験で見積もられるエネルギー分解能を表 2.6 に示す。

SOS スペクトロメーターの運動量分解能の寄与が最も大きく 500keV 程度、ビームの運動量幅からの寄与は小さく 100keV 程度、散乱電子スペクトロメーターからの寄与は次章で説明する SSD が目標通りの位置分解能であれば 100keV 以下である。薄いターゲットを用いているために、ターゲットでのエネルギー損失からの寄与は無視できる。全体として約 600keV のエネルギー分解能が期待されている。

表 2.6: 予想されるエネルギー分解能

分解能に寄与する要素	分解能
SOS スペクトロメーターの運動量分解能	500 keV
ピームの運動量幅	200 keV
Enge スペクトロメーターの運動量分解能	≤ 100 keV
ターゲットでのエネルギー損失	20 keV(^{12}C)
散乱角分解能	200 keV(^{12}C)
合計	~ 600 keV

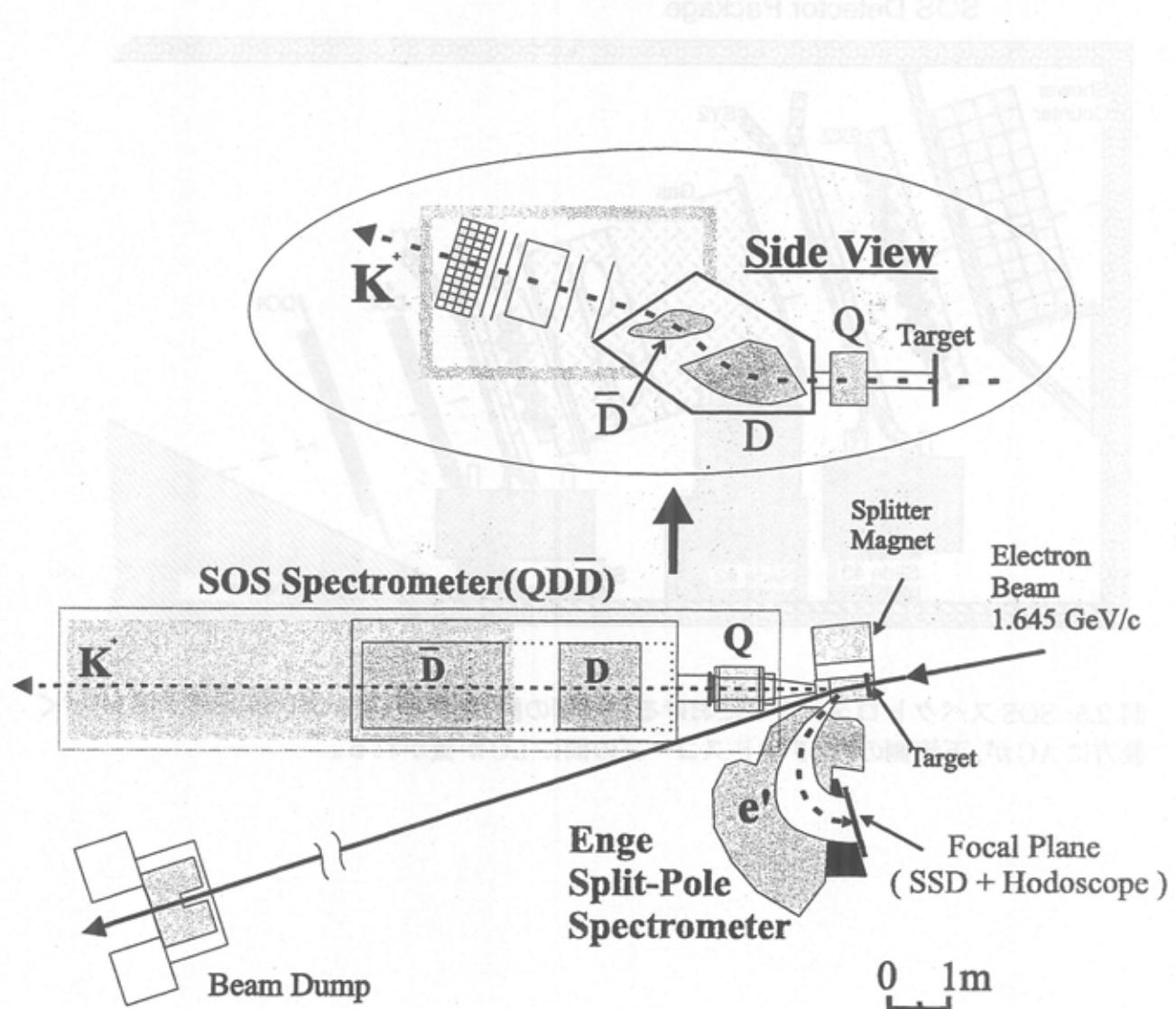


図 2.4: HNSS 全体図

SOS Detector Package

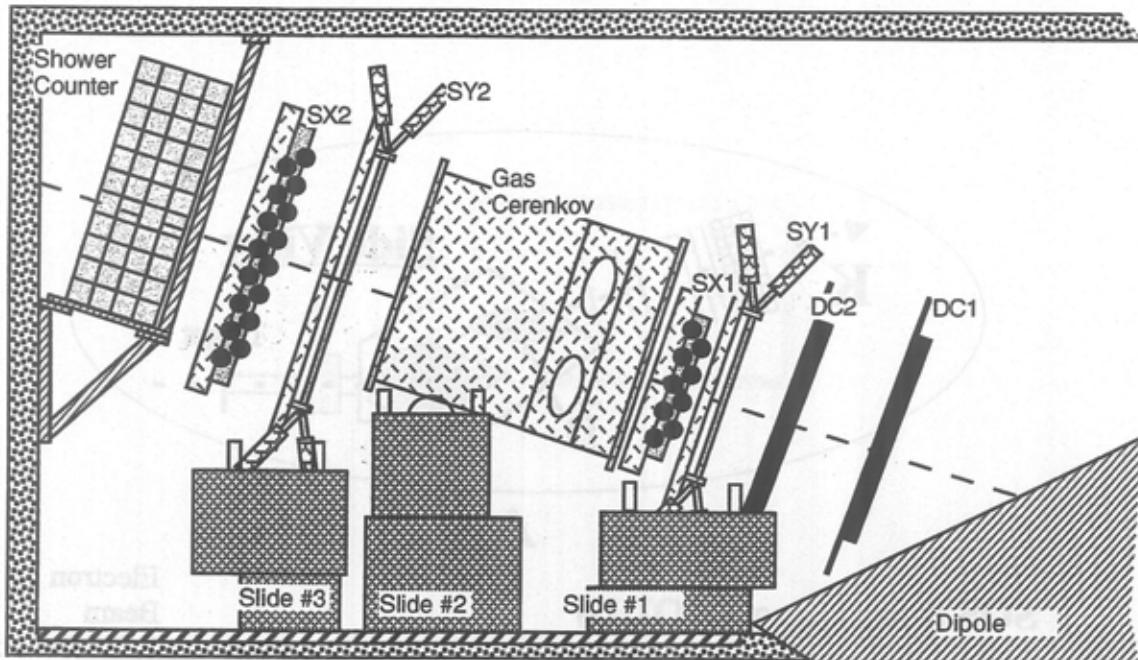


図 2.5: SOS スペクトロメーターにおける検出器の配置図 [19]。HNSS 実験では GC のすぐ後方に AC が、下流側の TOF ホドスコープの間に LC が置かれる。

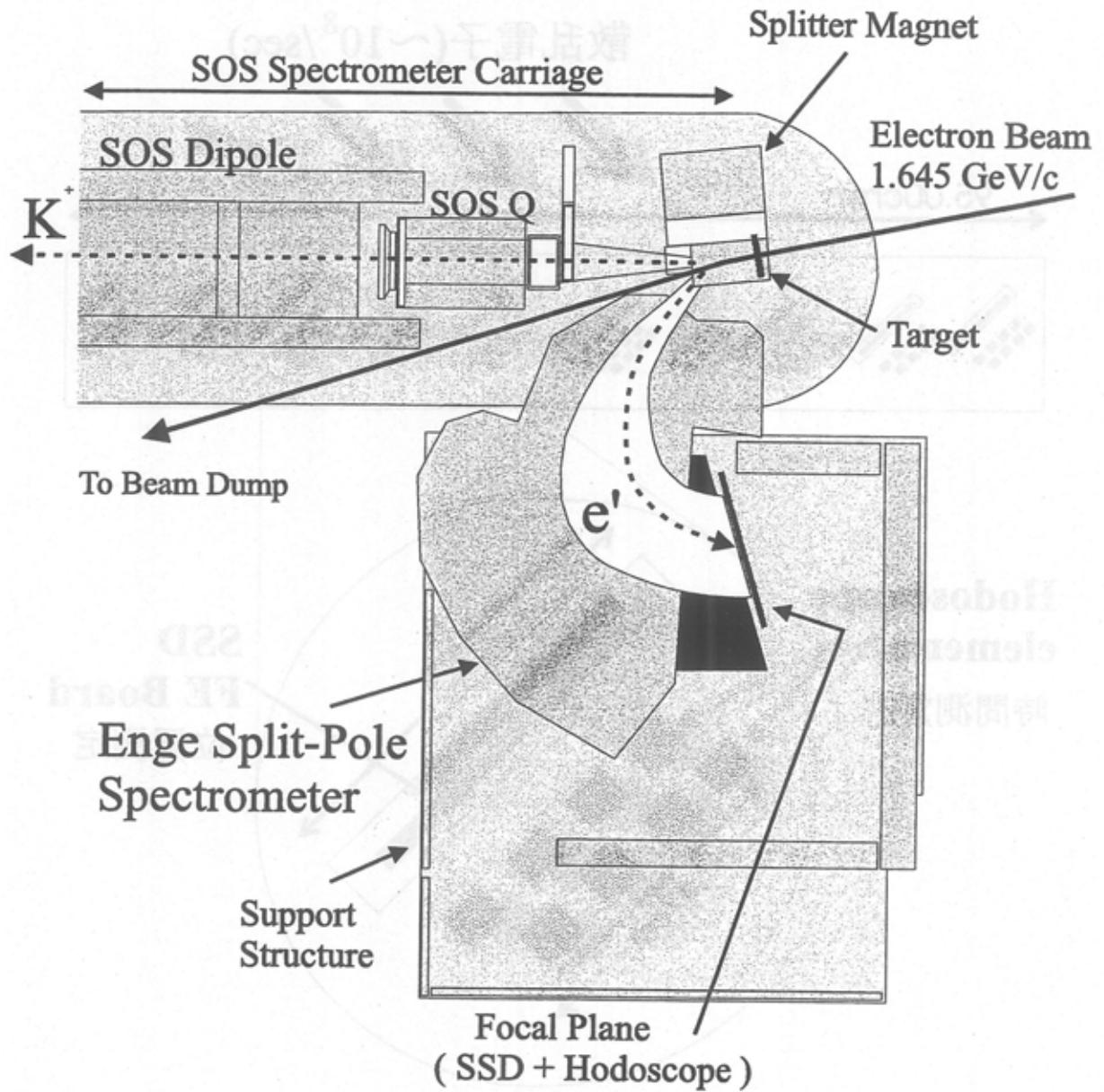


図 2.6: Enge スペクトロメーター 全体図 [16]

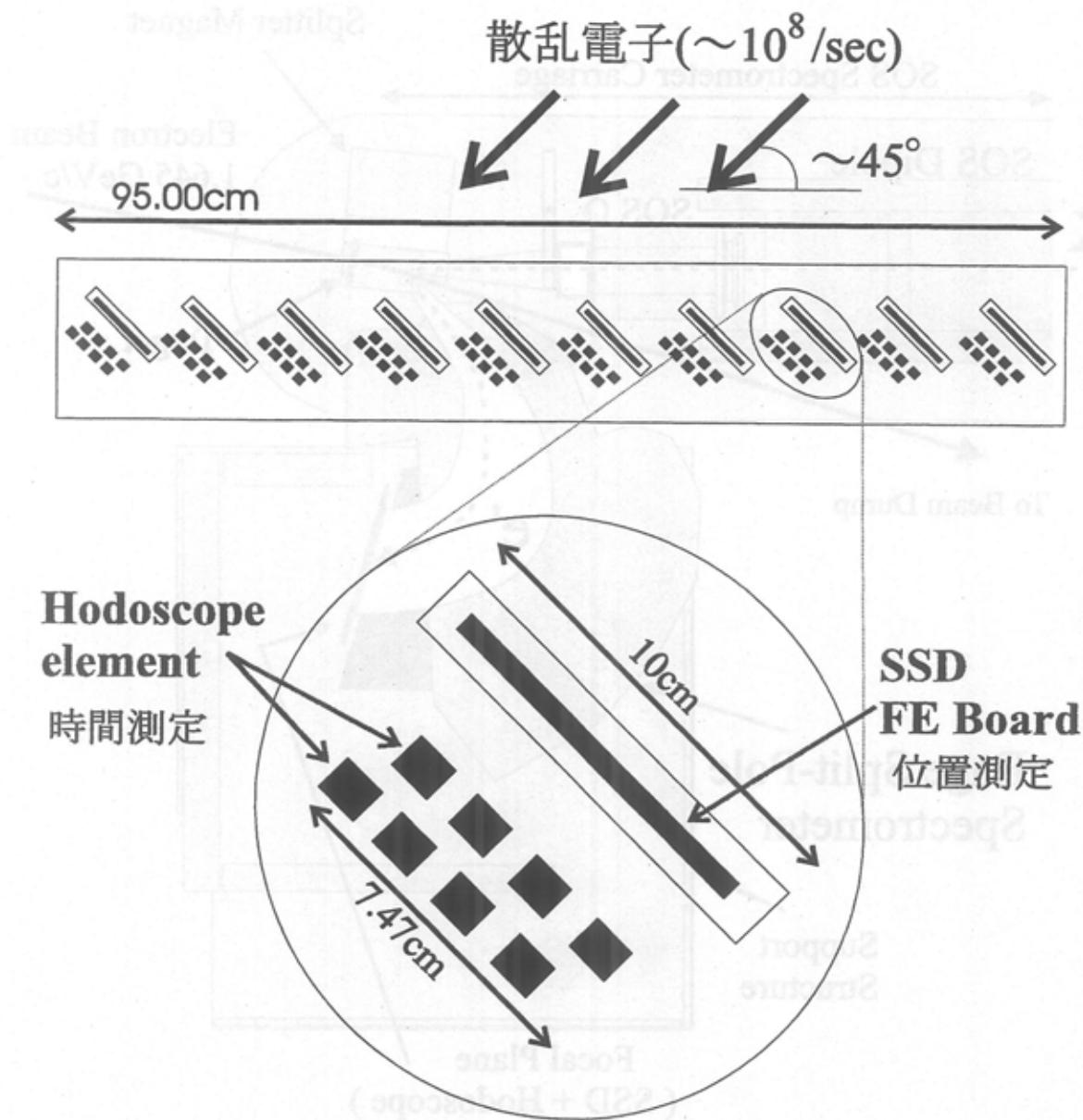


図 2.7: 電子スペクトロメーターの焦点面上での検出器の配置図

第3章 焦点面位置検出器とReadout Electronics

3.1 はじめに

この章では、電子線スペクトロメーターの焦点面位置検出器について述べる。3.2節で検出器に要求される性能について議論し、3.3節でその要求を満たすSSDの設計について述べる。SSDの動作で一番問題となる放射線損傷についても議論する。最後に3.4節でSSDからの信号の読みだし回路系について述べる。

3.2 焦点面位置検出器に要求される性能

E89-09、およびE97-08実験において、散乱電子の運動量測定にはEngeスペクトロメーターを用いる。Engeスペクトロメーターの運動量アクセプタンスは $220\text{-}330\text{MeV}/c$ で、約70cmの焦点面上に毎秒 10^8 個の電子が入射する。その時、焦点面位置検出器に必要とされる条件は、

- (1) 位置分解能が、スペクトロメーターの運動量分解能から要求されるものと同程度であること
- (2) 焦点面にくる散乱電子をすべて検出できる有効面積を持つこと
- (3) 検出器が測定期間での放射線量でも正常に測定を続けられる耐久性を持つこと
- (4) 検出器を含む読み出し回路系が高計数率でも正しくデータ収集できること

が挙げられる。

高精度の位置分解能を持つ検出器

電子スペクトロメーターの $\delta p/p$ は、焦点面上の位置分解能が0.4mmである時 5×10^{-4} となる。得られるハイパー核スペクトルのエネルギー分解能の向上のためには、散乱電子の運動量分解能は $100\text{keV}/c$ 以下を要する。これは検出器の位置分解能を1mm以下にすることによって達成される。よって、ストリップ幅を0.5mmとした。

E89-09が提案された時は、位置検出器としてMWPCを使用する予定であった。電子スペクトロメーターの焦点面上には 45° の角度で散乱電子が入射する。斜め入射のため、MWPCを用いる場合には配置が困難である。近年では位置検出器としてSSDが開発され、半導体加工技術の進歩により数 μm 幅でstripが刻まれる検出器も開発できるようになった。SSDの場合は $300\mu\text{m}$ の厚さにすることが出来、小型であるため焦点面上で入射電子に対して垂直に配置することができる。以上の利点により、焦点面位置検出器としてSSDを用いることにした。

検出器の有効面積

図3.1に、焦点面上におけるx, y方向の像の大きさと電子の運動量との関係を示す[17]。Y方向の像の大きさは1cm以下である。Y方向の像の大きさを考慮し、 $7.2\text{cm} \times 5\text{cm}$ の大きさのSSDを製作した。

放射線に対する耐久性

30日間の測定で、約 10^{14} 個の電子が焦点面全体に照射されると、検出器の吸収線量は最大30kGyにまで達する。従ってその吸収線量でも測定が続けられる性能を持つ検出器を開発しなければならない。このことについては3.3節で詳しく述べることにする。

高計数率での読みだし回路

0.5mm間隔(pitch)の検出器で70cmの焦点面を覆うとすると、チャンネル数は1000を越える。散乱電子が一様に入射すると仮定した場合、チャンネル当たりの計数率は約 $10^5/\text{sec}$ となる。従ってその計数率で正しい読み出しを行える回路系が必要となる。このことについては3.4で詳しく述べることとする。

3.3 シリコン・ストリップ検出器(SSD)

3.3.1 SSDの基本構造とその特徴

位置検出器についての研究は1970年代にはガス検出器について盛んに行なわれていたが、1980年代に入ってから高エネルギー素粒子物理の研究においてより高精度の位置分解能が要求されるようになった。その要求を満たすための検出器の一つとしてSSDについての研究開発が始まり、使用されるようになった。

半導体のpn接合の両端に、n側が電位が高くなるような電圧(逆バイアス電圧)をかけると、正孔(h)や電子(e)は互いに反対側に引き付けられ、接続面付近では自由に動くことが

できない空間電荷により電位差が生じ、電場ができる。この領域を空間電荷領域(空乏領域)と呼ぶ。空乏領域内に放射線、または荷電粒子が入ってくると、電離作用によって電子-正孔対(e-h pair)が生成され、これらは電場によりそれぞれの電極に掃引される。電圧を上げていくと、ある電圧(full depletion voltage)までは空乏領域は広がり、掃引される速度(キャリア移動度)は大きくなる。掃引された電子や正孔の総電荷により入ってきた放射線または荷電粒子の情報が得られる。

SSDは以下のようにして作られる。ベースとなる比抵抗の高いn型(あるいはp型)半導体に、数十～数百 μm 毎にストリップ状に濃度の高いp型、あるいはn型の層(p^+ 層、あるいはn⁺層¹)を刻む。その上に各ストリップ毎にAl電極を取り付けそこから信号を読み出す。直接Al電極を取り付けないで、間に絶縁膜(SiO₂など)をはさんで交流結合として信号を読み出す構造も開発されている。このような金属、酸化膜、半導体の3層構造のことをMOS(Metal-Oxide-Semiconductor)構造と呼んでいる。最近では両面に互いに垂直にstrip層を刻み、2次元の位置情報を得る両面読みだし型SSDが主流となっている。

SSDの特徴は、

- (1) 広い範囲のエネルギー領域に対して、パルス波高対放射線エネルギーの応答特性の比例性がよいこと
- (2) ガスに比べて密度の高い物質を使用しているので、一定の寸法の検出器で比較した場合、検出効率が高くなること
- (3) ガス検出器に比べてパルスの立ち上がり時間が速いこと(数十ns)
- (4) 真空中でも動作させることができること
- (5) 磁場の影響を受けにくいくこと

などが挙げられる。欠点としては、

- (1) ガス検出器のような增幅作用がないので信号が小さく、それを取り出すのに難しいこと
- (2) 小型のものしか作れないので広範囲の位置測定をしたい時に多数のチャンネルが必要となり、データ処理が大変になること

などがある。

小さい信号を増幅するには電荷積分型のプリアンプと波形整形が必要となる。増幅させる時には、基盤上のパターンなどの浮遊容量からのノイズができるだけ小さくなるように、検出器からプリアンプまでの距離を小さくするなどの工夫を施さなければならない。

¹ 右肩の+は不純物濃度が高いことを意味している。

3.3.2 SSD の放射線損傷

SSD を実験で用いる時に一番問題となるのは、検出器が放射線を受けた後の放射線損傷による性能の劣化である。今回の実験では最大で約 30kGy の吸収線量が予測されている。照射中に起こる検出器の性能の変化をモニターすることと、放射線に対する耐久性がより強い SSD を開発することが実験を遂行する上で重要である。

SSD の放射線損傷には大きくわけて 2 種類あり、一つは結晶そのものへの損傷 (bulk damage), もう一つがシリコン結晶を覆っている保護膜 (SiO_2) への損傷 (surface damage) である。

Bulk damage

シリコン結晶全体に対する放射線損傷の原因として主要なものは、Non Ionizing Energy Loss(NIEL) による displacement damage である。NIEL によりシリコン結晶格子の一部が損傷を受け、点欠陥が生じたり不純物で補われることにより結晶の性質が一部変化したりする。また、放射線により原子が散乱を受け、'Cluster' と呼ばれる部分的に無秩序な領域も生じる。このような結晶全体へのダメージが大きくなると、

- (1) 結晶の純度に変化が生じ リーク電流によるノイズの増加
- (2) full depletion voltage(空乏層の厚さが最大となる時のバイアス電圧。以下、単に空乏層電圧と称す) の増加による検出効率の低下
- (3) 欠損部への正孔、電荷のトラッピングによる電荷収集効率の低下
- (4) n 型から p 型へ、またその逆への型変換によるリーク電流の急激な増加

などの性能劣化が起こる。

シリコン結晶への損傷により、結晶内のドナー濃度 (N_D) とアクセプター濃度 (N_A) に変化が生じる。その濃度差(有効不純物濃度) N_{eff} は、空乏層電圧 V_{depl} との間に

$$N_{eff} = N_D - N_A = \frac{2\epsilon}{q_0 d^2} V_{depl}, \quad (3.1)$$

のような関係を持っている [22]。ここで ϵ はシリコンの誘電率、 q_0 は素電荷、 d は SSD の厚さである。

図 3.2 は N_{eff} と粒子フルエンス ϕ との関係を示している [21][22]。中性子の場合、 ϕ が $10^{12}/\text{cm}^2$ から $10^{13}/\text{cm}^2$ の間でアクセプター濃度とドナー濃度の大きさが逆転し、型変換が起こる。電子の場合 $10^{14}/\text{cm}^2$ までは濃度の急激な変化はなく、式 (3.1) より空乏層電圧の大きな変化もない。

図 3.2 はシリコン結晶内の電子、中性子、陽子の NIEL の入射粒子のエネルギー依存性を示している。電子の NIEL はハドロンの NIEL と比べて一桁以上小さい。従って電子によるシリコン結晶の放射線損傷は小さいことがわかる。

Surface damage

シリコン結晶を覆っている酸化膜での損傷は主に ionization が原因で生じる。照射された粒子によりイオン化した e-h pair は SSD にかかる電場により再結合せず、互いに反対符号の電極の方へと離れ、電場の不均一が生じる。

SiO_2/Si 接続面では、膜形成時に伴う酸素不足や互いの結晶の間の不整合によって SiO_2 は正に弱く帯電しており、バイアスがかからず状況でもシリコン結晶の接続表面に電子蓄積層を形成している。バイアス電圧がかけられると、ある電圧で SiO_2 内での電場は打ち消される。その時の電圧を flatband voltage という。放射線によって SiO_2 内の帶電量は増加し、そのため flatband voltage は増加する。

その増加量 ΔV_{FB} は、

$$\Delta V_{FB} = \frac{q_0 d_{ox}}{\epsilon} \Delta N_{ox}, \quad (3.2)$$

で表される [24]。ここで d_{ox} は SiO_2 の厚さ、 ϵ は SiO_2 の誘電率、 ΔN_{ox} は SiO_2 内の帶電量の変化である。flatband voltage の増加により full depletion voltage が増加し、検出効率の低下につながる。

また、図 3.4 に吸収線量に対する flatband voltage の増加 (3.4a.) と SiO_2 内に発生する電流 (表面電流) の増加 (3.4b.) を示す [24]。吸収線量が 10kGy を越えると SiO_2 内の帶電量は飽和し、飽和値は $10^{12}/\text{cm}^2$ 、図 3.4b. より飽和電流値は $2\text{-}3\mu\text{A}/\text{cm}^2$ であると予測できる。

放射線損傷についてのまとめ

電子照射によるシリコン結晶そのものへのダメージは、電子の質量がハドロンに比べて小さいこともありさほど問題にならない。バルクで発生するリーク電流はストリップ当たり 100nA 以下であり、電子線照射により酸化膜内で発生するリーク電流に比べて少ない。従って、酸化膜でのリーク電流増加による検出器の性能劣化をどう軽減するかが重要なテーマとなってくる。性能劣化が重大であったり、局所的に電子線が照射されている部分があった時の対策として、SSD の荷台全体を実験中に上下に $1\text{-}2\text{cm}$ 動かす方法も考えている。そうすれば、シリコン結晶、及び酸化膜内での局所的な損傷を軽減することができる。

3.3.3 SSD 設計時の注意点

焦点面位置検出器に要求される条件を満たすように SSD を設計した。以下では、設計時に要求されている条件を満たすように考慮した点を述べる。SSD の全体図、側面図は図 3.5, 3.6 に示す。

読み出し方法

SSD の二種類の読み出し方法を図 3.7 に示す。DC 読み出しの場合（図 3.7 上図），リーク電流が直接電極に流れる。放射線損傷によりリーク電流は増えるので DC 読みだしは適さない。従って間に絶縁体（今の場合には酸化膜 (SiO_2)）を介してそれを capacitor として読み出す AC 読み出し（図 3.7 下図）を用いる方法が主となっている。その時，バイアス電圧は poly-Si を用いたバイアス抵抗を通じて各ストリップにかけられる。

バイアス電圧

p^+ ストリップにバイアス電圧をかけると，Al 電極はプリアンプ入口側の電位になっているために酸化膜での電位差が大きくなり， SiO_2 が帶電しやすくなる [25]。今回製作する SSD は片面読みだしであり， n^+ 層にバイアス電圧をかけ， p^+ ストリップの電位をグラウンドにする。これにより，Al 電極と p^+ との電位差が小さくなり，酸化膜の帶電をなるべく生じないようにすることができる。

Al 電極と p^+ の幅

読みだし用の Al 電極と p^+ の大きさは Al 電極のほうがひとまわり小さい。参考文献 [26] によると，Al 電極は p^+ よりも端の長さが短いほうが breakdown 電圧（リーク電流が急激に上がり始める電圧）は高くなる。今回製作した SSD では p^+ の幅を $360\mu\text{m}$ ，Al 電極の幅を $352\mu\text{m}$ とし，長さ方向については p^+ が poly-Si 抵抗の方向に伸びている構造になっている（図 3.6 参照）。

SSD の厚さ

SSD が厚いと，入射粒子一個に対する e-h pair の数は増えるが，より高い空乏層電圧を要する。製作した SSD の厚さは $325\mu\text{m}$ で，minimum ionizing particle につき e-h pair は約 24,000 個生成される。ノイズレベルを $2000\text{-}3000\text{e}^-$ に抑えられるならば，この電荷量でも十分測定できる。

p^+ の width と pitch の関係

p^+ の width(w) と pitch(p) の比 w/p が小さいと空乏層電圧が大きくなる。一方， w/p が大きい時は interstrip capacitance(二つの Al 電極間の capacitance) の値が大きくなり，ノイズが増加する。従って w/p は $1/2$ 前後の値にするのが適当である。今回は $w=360\mu\text{m}$ ， $p=500\mu\text{m}$ とした。この時， w/p は 0.72 となる。

Guard-ring 構造

MOS 構造で問題となるのは、端の部分での局所的に強い電場による microdischarge である。端の部分は低い電圧でも microdischarge が発生し、リーク電流が急激に増加する。端の電場強度を軽減するために、ストリップ全体を guardring で覆う。

Guard-ring 構造についての研究は参考文献 [27]-[30] などで報告されている。図 3.8 左図は、breakdown 電圧の設計値依存性についてテストした時の、6 種類の設計方法を示している。それぞれの設計の SSD に γ 線を 15kGy 照射した時の、Al 電極へのリーク電流とバイアス電圧との関係を図 3.8 右図に示している [28]。この実験データからわることは、

- (1) バイアスリングは p^+ より端を拡張したほうがより高いバイアス電圧をかけられる。
拡張した長さに対する依存性はない。
- (2) floating guardring² には、Al 電極を取り付けたほうがより高いバイアスをかけられる。

ということである。今回の SSD の設計では、バイアスリング、poly-Si バイアス抵抗、DC pad を通じて p^+ の電位をグラウンドにする。ストリップ全体を Al 電極付きの floating guardring で覆う。

最後に今回開発した SSD の specification を表 3.1 にまとめておく。

表 3.1: SSD specification

有効面積	72mm × 50mm
ストリップ間隔	0.500mm
p^+ ストリップ幅	0.360mm
Al 電極幅	0.352mm
厚さ	0.325mm ± 0.015 mm
# of channels	144
poly-Si 抵抗	10MΩ
ストリップ capacitance	≤ 20 pF

3.4 SSD Readout Electronics

3.4.1 Readout electronics に要求される性能

² floating は guardring をグラウンドに落とさないことを意味している。

Jefferson Lab の実験では焦点面全体で毎秒 10^8 個、焦点面に置かれる SSD のチャンネル当たりでは毎秒 10^5 個の電子が入射する。高計数率で SSD の信号を読み出すために回路に要求されることは

- (1) 低ノイズでの動作
- (2) 速い shaping time
- (3) 高密度実装
- (4) 低い消費電力
- (5) multihit TDC の使用

などがある。

低ノイズでの動作

SSD では minimum ionizing particle 当たりで約 24,000 の e-h pair が生成される。S/N 比ができるだけ大きくなるように低ノイズのプリアンプが必要となる。

速い shaping time

本実験ではチャンネル当たりの single rate は約 10^5 /sec になる。100ns 以下の速い shaping time を持った増幅回路が必要となる。

高密度実装

SSD の信号出力口は 0.5mm 幅と非常に狭い。SSD のすべてのチャンネルの信号を読み出すため、高密度実装のプリアンプチップが必要である。

低い消費電力

多くのチャンネルの増幅を行なう時に消費電力が大きいと、発熱により増幅回路が故障するおそれがある。従って低い消費電力をもつた集合増幅回路が必要となる。

Multihit TDC

高計数率で時間情報を得るために通常の、一つのトリガー入力に対し一つの時間情報を得る TDC では効率は悪い。従って一つのトリガー入力に対し、あるストップ信号入力までにヒットした時間情報を各チャンネル毎にすべて記録できる multihit TDC が必要となる。

以上の要求を満たした readout electronics について以下の節で説明する。

3.4.2 Front-End Board(FEB)

SSDからの信号は電荷積分型プリアンプで増幅され, shaper で整形される。毎秒 10^5 /sec の高計数率の信号のそれぞれについて電荷量の情報を得ることは難しいので, shaper からの信号を discriminator を通してデジタル信号とする。増幅, 整形, デジタル化は, California 大学 Santa Cruz 校で ZEUS 実験のために開発された TEKZ と呼ばれる Fast Amplifier-Shaper-Discriminator(ASD) Chip によりなされる [31]。

TEKZ は約 5mm 四方の小型な chip の中に 64 チャンネルの ASD が集積されており, 1 チャンネル当たりの消費電力は 2.5mW である。TEKZ の簡略化した回路図を図 3.9 に示す。動作させるには 3 種類の電圧 (5.6V, 3.2V, 2.2V) と discriminator threshold 用電圧が必要である。また 4 つのテストパルス入力があり, 15fF の capacitor を介して電荷を入力できるようになっている。gain やノイズレベル測定はテストパルスを入力して行なう。TEKZ の specification を表 3.2 にまとめておく。

SSD と TEKZ chip は一つの Front-End Board(FEB) 上に設置する。今回製作された FEB を図 3.10 に示す。SSD を設置する場所にはバイアス用の電極があり, そこから正のバイアス電圧が SSD の n^+ 層にかけられる。SSD の信号は AC pad から, また p^+ ストリップをグラウンドに保つためのバイアスは DC pad からそれぞれ Al ワイヤーボンディングにより FEB に接続される。

SSD 1 個当たりのチャンネル数は 144 である。1 枚の FEB に TEKZ は 3 個取り付けられ, TEKZ 1 個当たり 48 チャンネルの logic パルスを出力する。各 TEKZ からのデジタル信号はそれぞれ 68 pin ケーブルを通じて ECL driver board へと送られる。また各電圧, テストパルスはこのケーブルを通じて FEB へと送られる。

表 3.2: TEKZ specification

大きさ	5.385mm × 4.904mm
チャンネル数	64
入力幅	0.072 mm
Shaping Time	32 ns
出力パルス幅	40ns
出力パルスの高さ	800mV
消費電力	2.5 mW/チャンネル

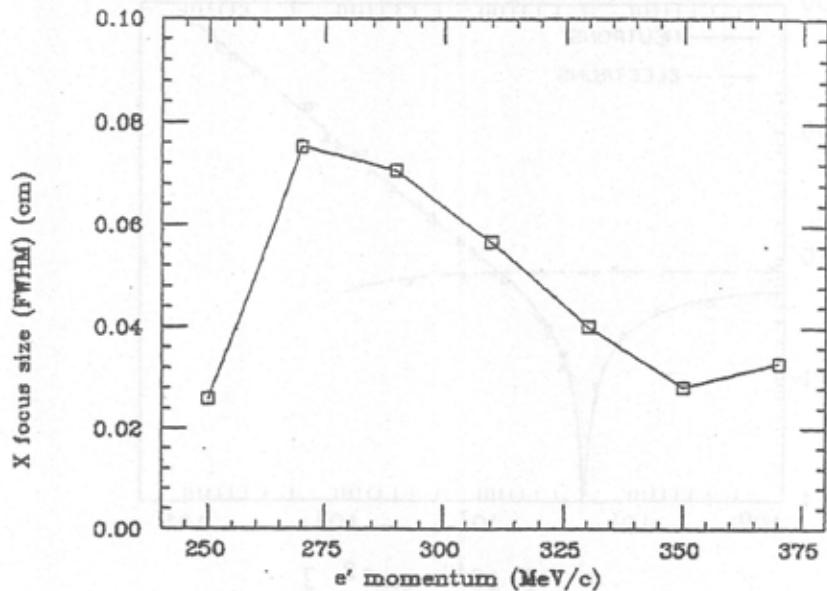
3.4.3 ECL driver と Fastbus multihit TDC

Jefferson Lab での実験では, SSD からの信号の時間情報を得るために LeCroy 社の Fastbus multihit TDC(1877) を用いる。信号入力は ECL 入力でなければならないため, TEKZ で

logic パルスに変換された信号をさらに ECL 信号に変換するためにマキシム社の dual ECL driver(MAX906) を用いる。この chip は、一つの chip で二つの入力信号を ECL 信号に変換でき、flip-flop 回路により外部クロックに同期した信号を出力するようになっている。図 3.11 に、TEKZ からの信号 48 チャンネル分を ECL 信号に変換するための driver board の全体図を示す。Board 上には 24 個の ECL driver chip が取り付けられている。クロック信号は board に取り付けられている 50MHz のクロック信号出力用 chip から出力される。変換された ECL 信号は twist pair cable を通じて FASTBUS multihit TDC へと送られる。

以上の読みだし系により、 $10^5/\text{sec}$ の高計数率でのデータ収集が実現する。Readout electronics 全体の流れ図を図 3.12 に示す。

X focus (FWHM) along the detector plane



Y focus (FWHM) along the detector plane

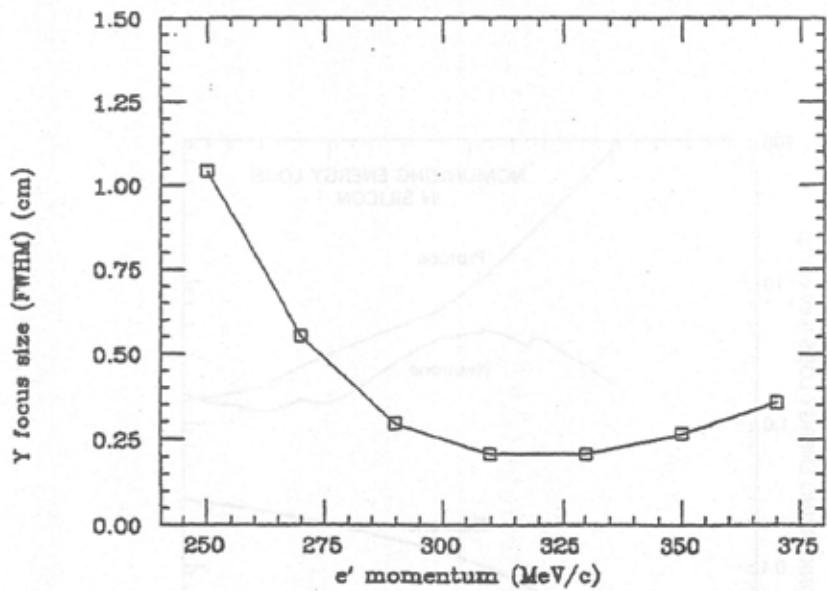


図 3.1: 電子スペクトロメーターの焦点面における, vertical focus size の散乱電子の運動量依存性。[17] 上手が x 方向の focus, 下図が y 方向の focus を示している。

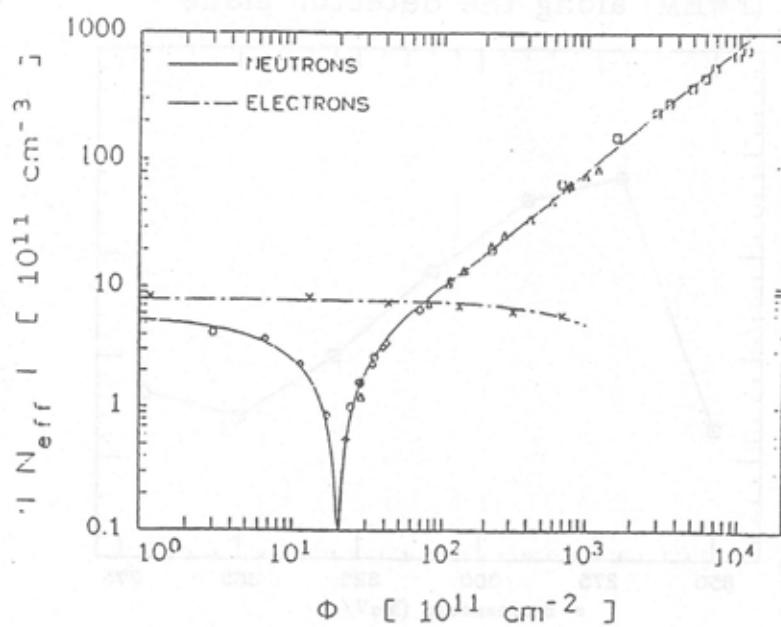


図 3.2: 有効不純物濃度と粒子フルエンスとの関係 [21][22]

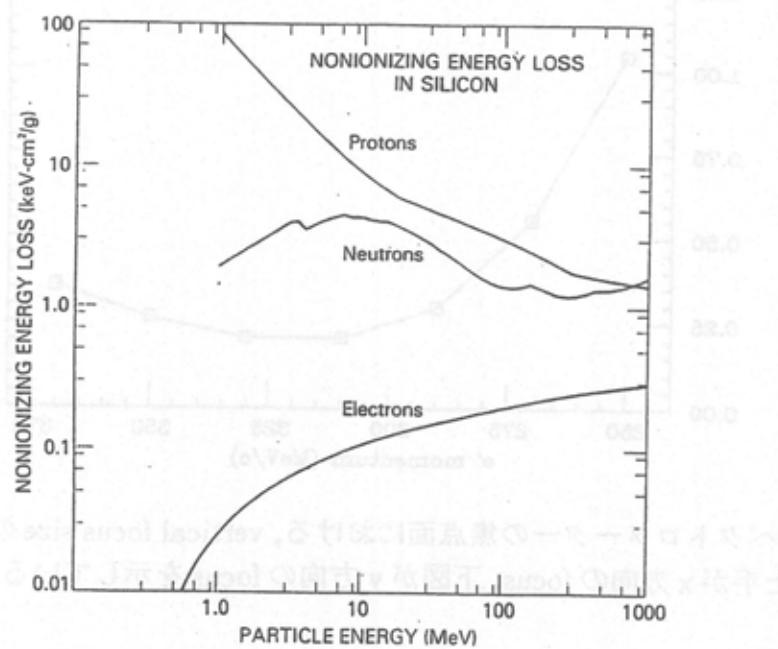


図 3.3: シリコン結晶内での NIEL の入射粒子のエネルギー依存性 [23]

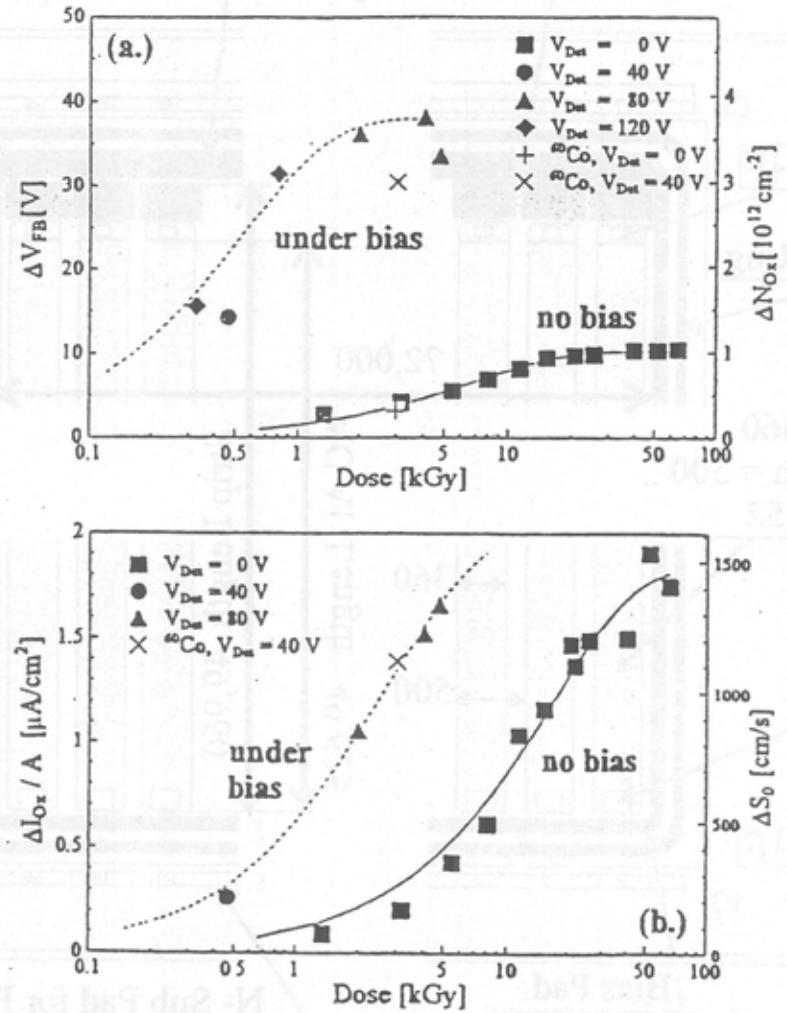
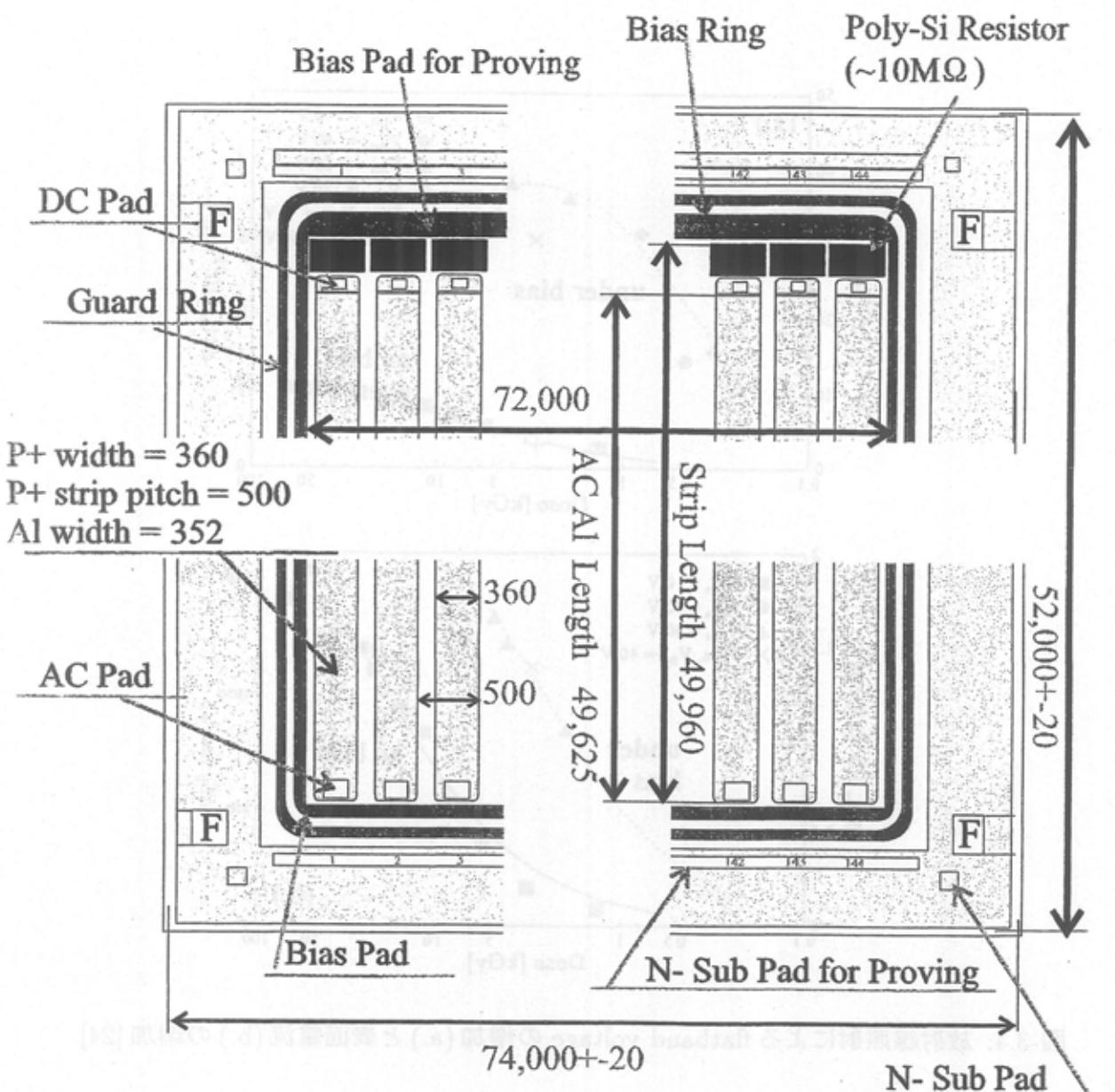
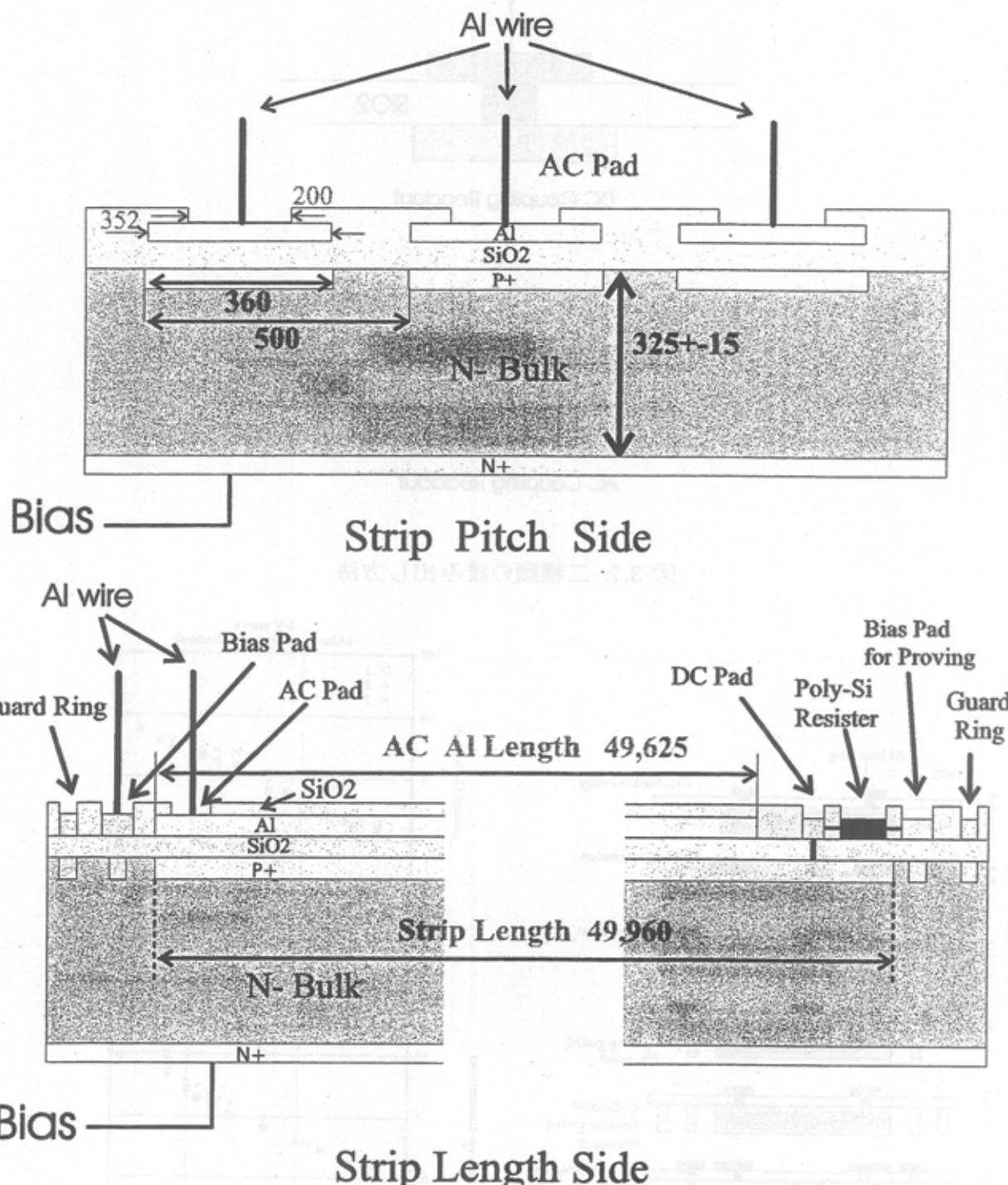


図 3.4: 放射線照射による flatband voltage の増加 (a.) と表面電流 (b.) の増加 [24]



(注：単位はすべて μm)

図 3.5: SSD 全体図



(注：単位は全て μm)

図 3.6: SSD 側面図

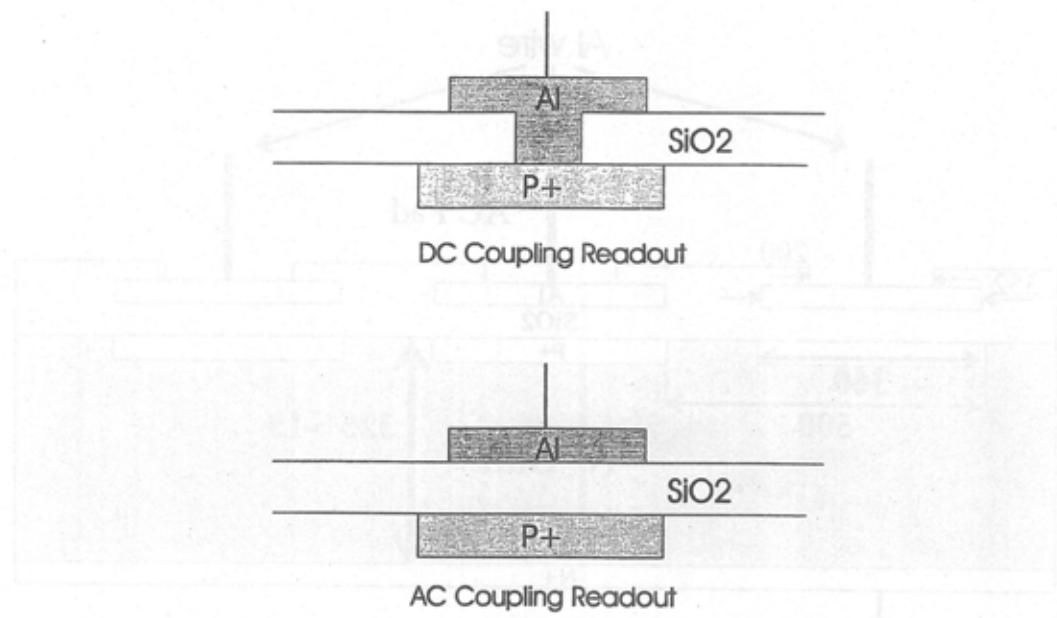


図 3.7: 二種類の読み出し方法

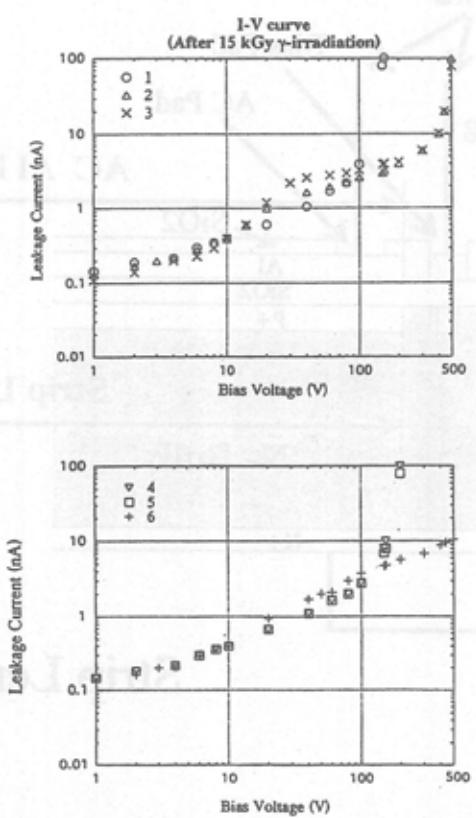
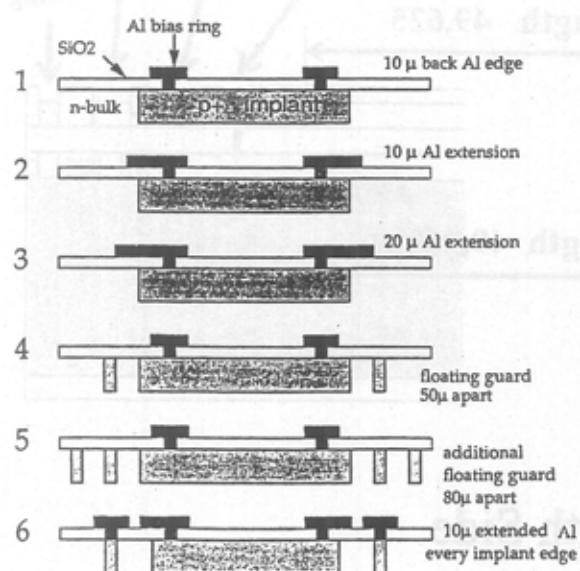


図 3.8: γ 線照射後のバイアス電圧に対するリーク電流の変化。[28] バイアスリング、guardring の設計を変えた時の breakdown 電圧の違いを測定している。

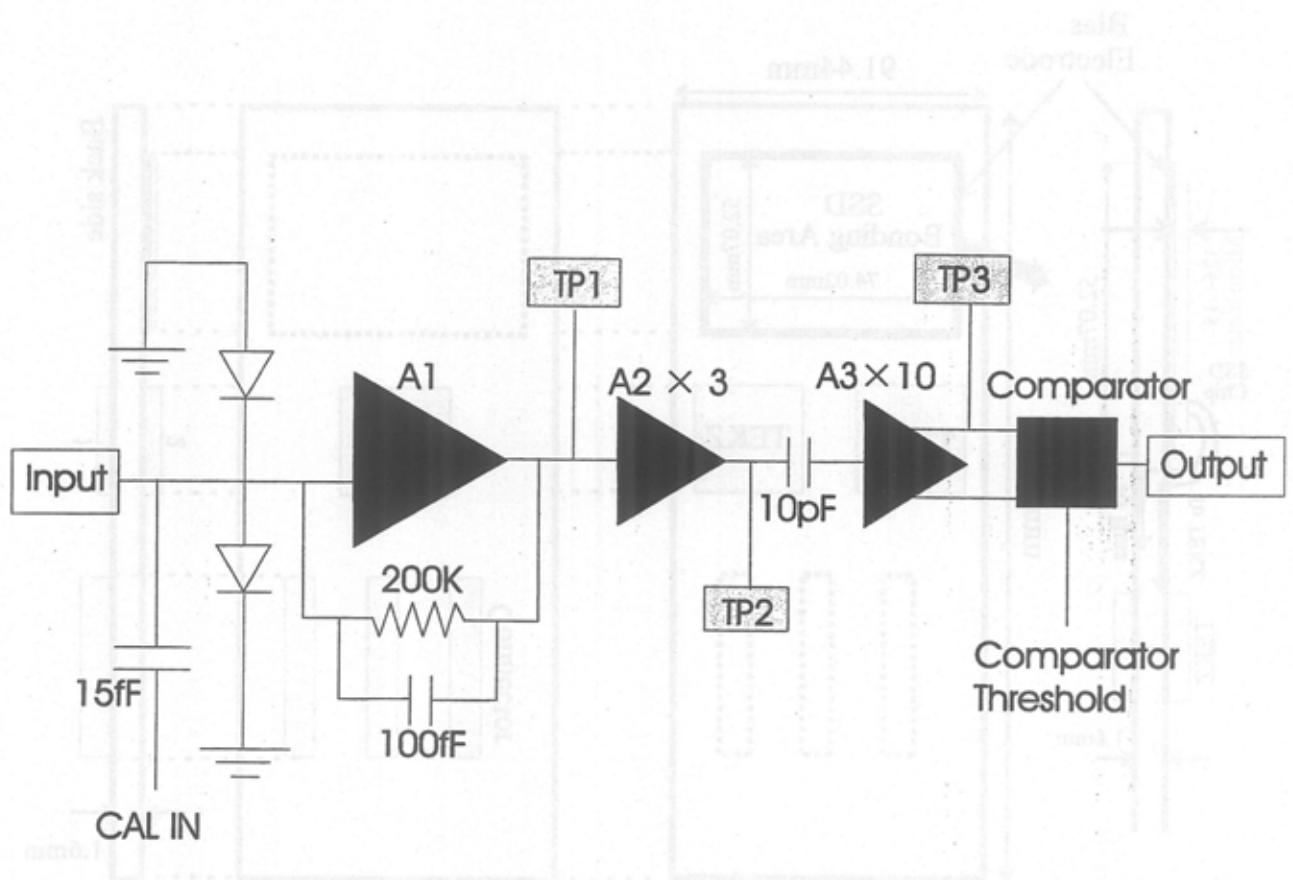


図 3.9: TEKZ の簡略化した回路図

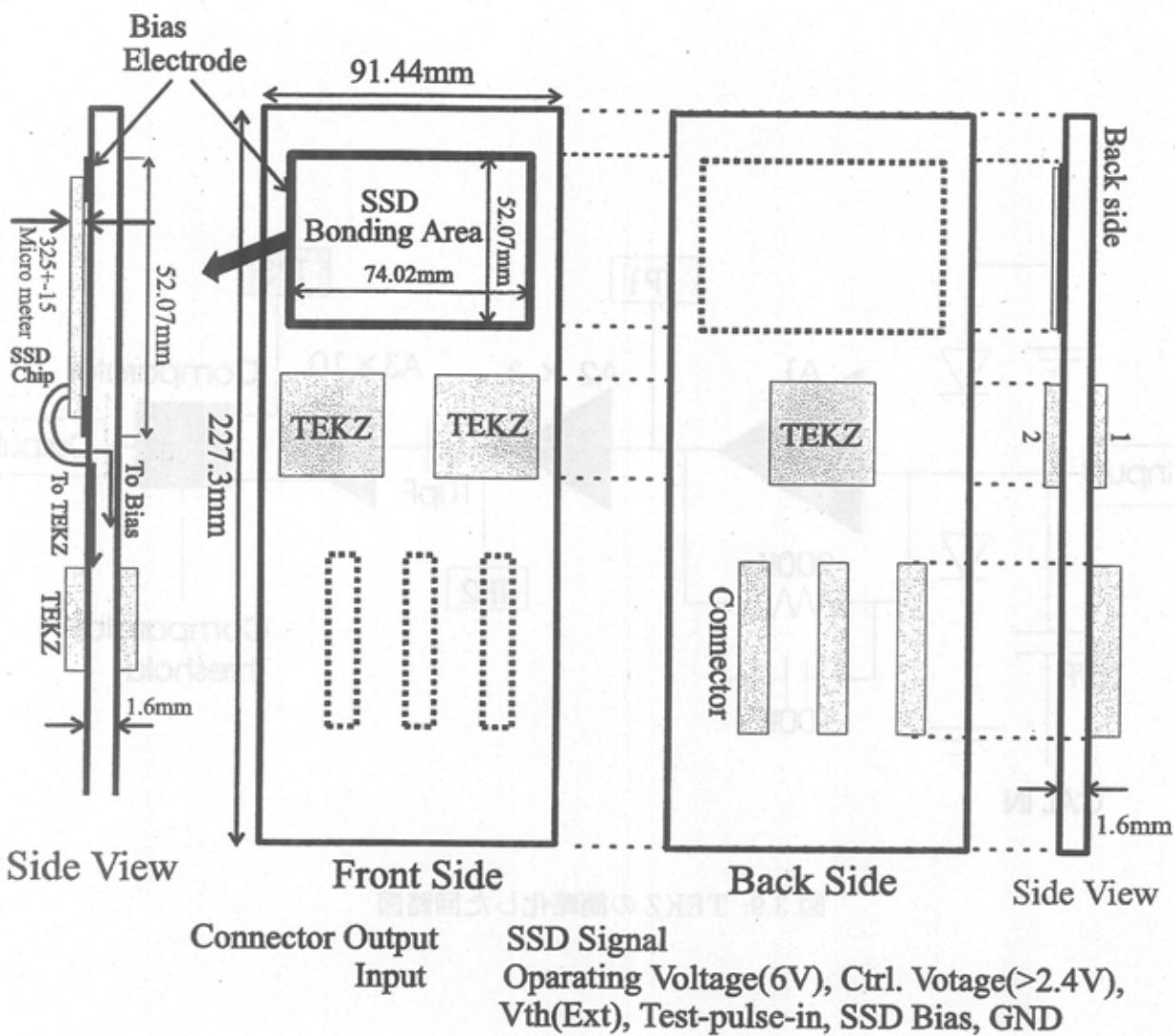


図 3.10: FEB 全体図

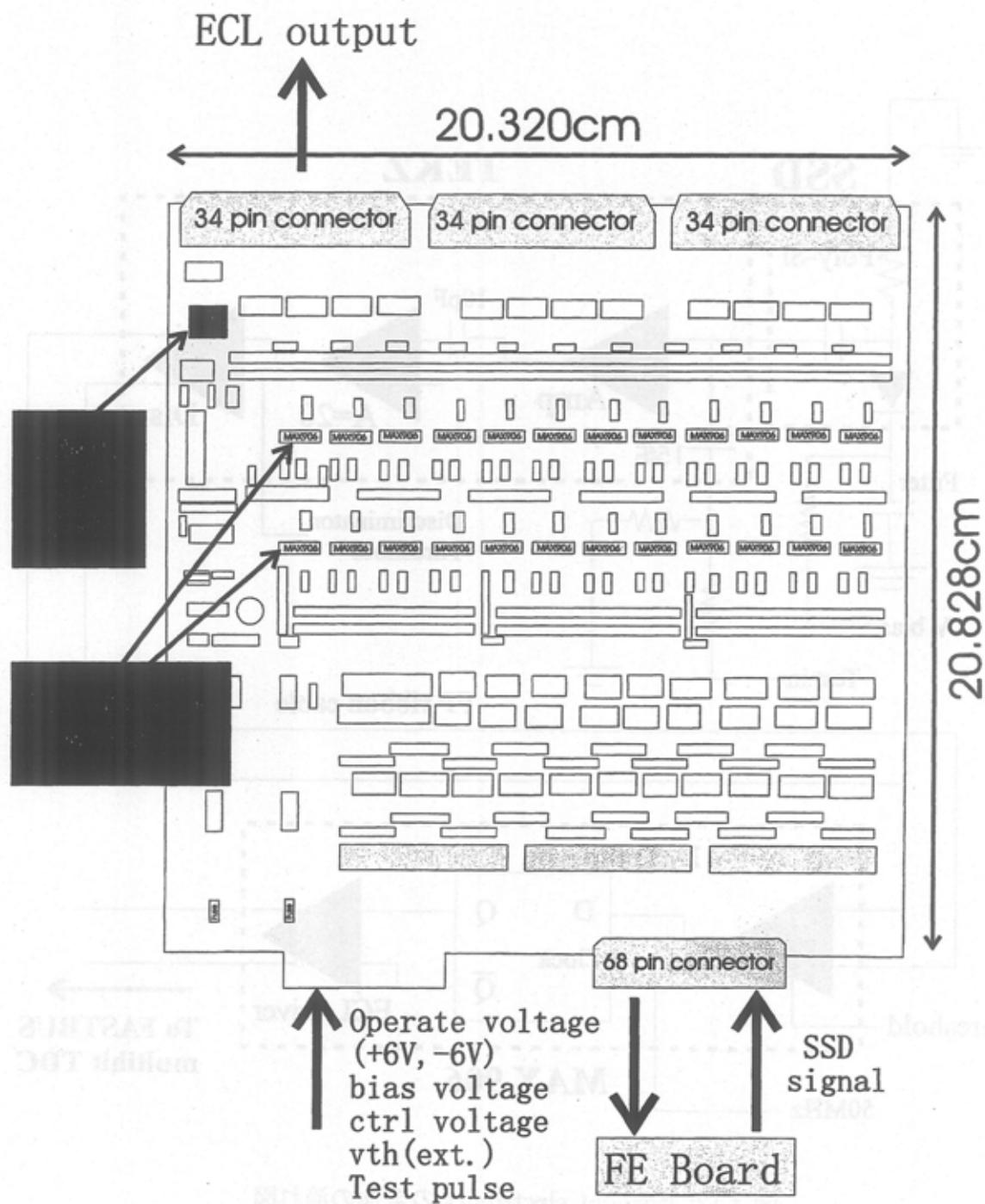


図 3.11: ECL driver board の全体図

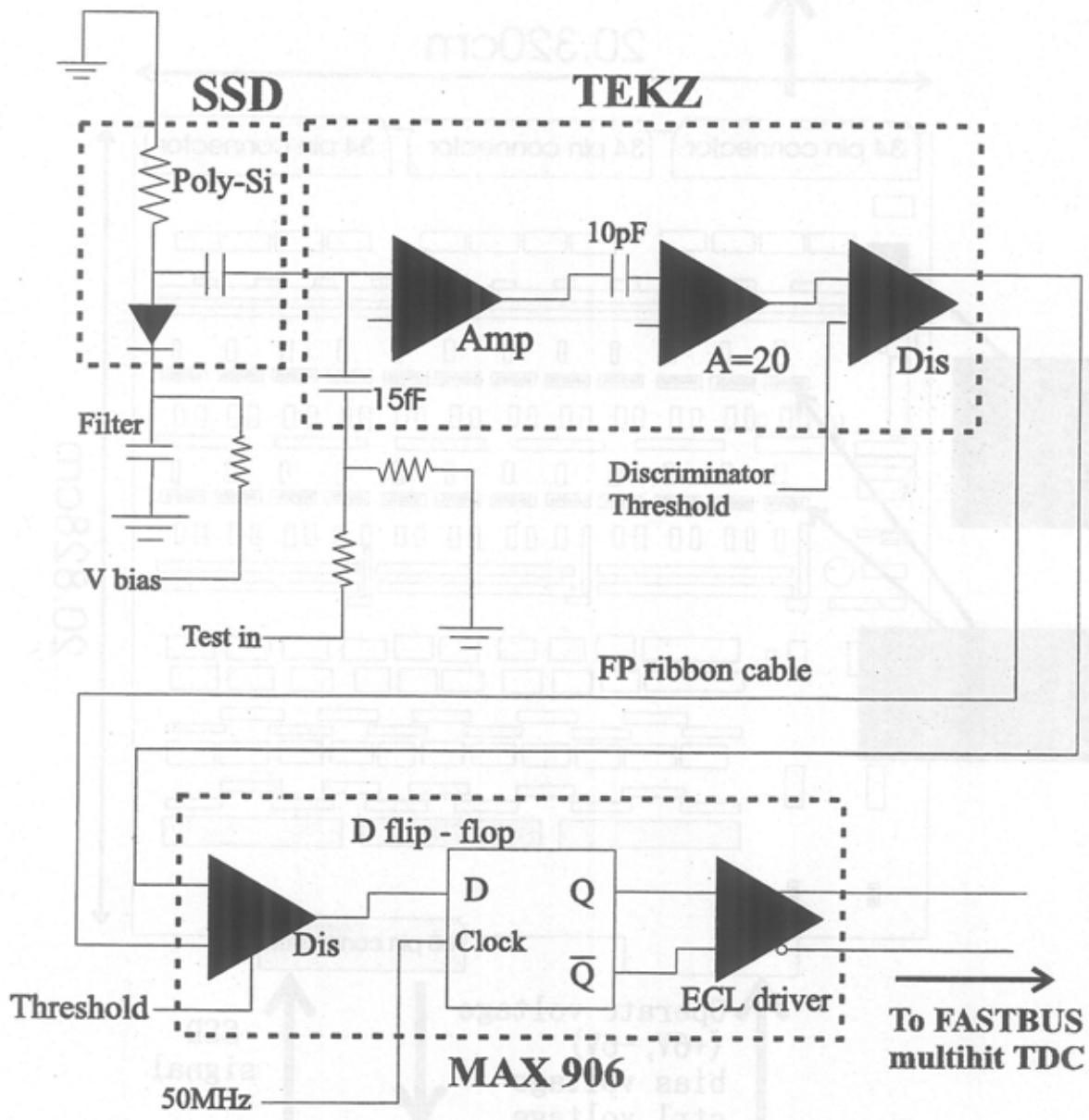


図 3.12: Readout electronics の全体の流れ図

第4章 SSDの動作テスト

4.1 はじめに

この章では、prototype SSD を用いた3つの動作テストについて述べる。prototype SSD は二種類あり、

- (1) 1mm pitch SSD + 1-TEKZ and 8-ECL driver board (図4.1)
- (2) 0.5mm pitch SSD and 3-TEKZ FE board + ECL driver board (図3.10, 図3.11)

である。以下、(1)を prototype A, (2)を prototype B と呼ぶことにする。

prototype A, B を用いて3種類のテストを行なった。4.2節では放射線照射前のノイズレベルの大きさについて述べ、prototype B を用いた照射前のノイズレベルの測定結果について考察する。4.3節ではランダムノイズの定義とその測定理由について述べ、prototype B を用いたランダムノイズのテスト結果について述べる。4.4節では prototype A を用いた時間分解能の測定について述べる。

4.2 ノイズレベルの測定

4.2.1 SSDのノイズレベル

Jefferson Lab での実験中に SSD について問題となるのは、測定中に放射線損傷がどの程度進むのか、ということである。放射線損傷の影響はリーク電流の増加となって現れる。リーク電流の増加によりノイズが増え、検出効率の低下につながる。そのために、照射量によるノイズレベルの変化を測定することと、照射前のノイズレベルを正しく測定し、S/N 比が測定できる値に維持されているかを確認することは非常に重要である。実験中も S/N 比を知るためにノイズレベルを測定し、ノイズが増加した時には threshold を上げるなどの対策を行う。

SSD のノイズレベルに対しては、

- (1) SSD の capacitance に依存するノイズ

(2) 放射線損傷によるリーク電流の増加によるノイズ
の二つの寄与が主となる。

4.2.2 照射前のノイズレベル

放射線照射前の SSD のノイズレベルは TEKZ の入力側から見た SSD の capacitance で決まる。参考文献 [31] で TEKZ のノイズレベルの入力 capacitance 依存性はテストされていて、SSD の入力 capacitance を C_{tot} とおくとノイズレベル (N) は、

$$N(ENC) = 650e^- + 43 \times C_{tot}(\text{pF}) \quad (4.1)$$

で与えられる。SSD の total capacitance は 20pF 以下になるように設計されているので、照射前のノイズレベル (ENC) は 1510(約 0.24 fC) と計算される。

4.2.3 測定方法

ノイズレベルの測定方法には二つあり、一つは TEKZ の comparator threshold を一定値にしておき、入力電荷量を変えて測定する方法、もう一つは入力電荷量を一定値にしておき threshold を変えて測定する方法である。両者は等価であり、今回は入力電荷量を変える方法を用いて測定した。一定電荷の入力に対して、增幅器からの出力波高はノイズの波高分布に対応した分散を持つガウス分布を示す。ある threshold に対して、それを越える信号の割合の入力電荷依存性を測定すると、それは積分ガウス分布を示している。測定装置の構成を図 4.2 に示す。TEKZ には、calibration 用にコンデンサーを介して電荷入力を実行するテスト入力端子があり、そこにテストパルスを入力した。pulser は ORTEC の research pulser 448 を用いる。テストパルスの立ち上がり時間は 20ns(最小)、decay time は 10 μs に設定し、テストパルス波高は 50mV、あるいは 100mV 毎に変えて測定する。計数測定には CAMAC scaler、またはそれと併用して TDC を用いる。

計数率は、SSD の各チャンネルからの出力の数をテストパルスの数で割って求める。得られた計数率をテストパルス波高の関数として plot し、occupancy curve を得る。

occupancy curve を積分ガウス関数で fit し、計数率が 50% の時のテストパルス波高 (50%IP) と σ 値を得る。 σ 値はノイズレベルを表しており、テスト入力部の実効静電容量が得られれば、 σ 値 (mV) を入力電荷量に変換することができる。

TEKZ のテスト入力部の静電容量の設計値は 15fF であるが、テストパルス入力ラインと他の入力ライン間の浮遊容量の影響により実効静電容量が変化している。従って、テストパルスの高さと入力電荷量の関係を求め、その関係式から実効静電容量を求める。そのためには、少なくとも一つのパラメーターの仮定が必要である。今回は、TEKZ の gain を 160mV/fC と仮定して入力電荷量を求める。gain の 160mV/fC の値は、参考文献 [31] などで求められた典型的な値である。

入力電荷量が小さい時には、50%IP と threshold は比例関係にあり [32]、その傾きの逆数が実効静電容量に相当する。いくつかの threshold の値で occupancy curve を作り、50%IP

を求める。50%IP を threshold の関数として plot し, 得られた傾き a から実効静電容量が得られる。製作された FEB では, テスト入力部の抵抗により TEKZ 入力時のテストパルス波高は入力テストパルス波高の 10 分の 1 となる。従って, 実効静電容量 $C_{eff}(\text{fF})$ は,

$$C_{eff}(\text{fF}) = 10 \times (a \times 0.16(\text{V}/\text{fC}))^{-1} \quad (4.2)$$

となる。

実効静電容量を用いて, occupancy curve の σ 値 (mV) を電荷量に換算する。

4.2.4 測定結果

SSD ch.17 についての結果を例にして示す。

まず最初に, threshold を 400mV に設定した時の occupancy curve を積分ガウス関数で fit した時の図を図 4.3 に示す。図中の P2 が 50%IP, P3 が σ 値を表している。

以下, 傾き a に gain(160mV/fC) を掛けた値を ΔIP と記す。 ΔIP を求めるための occupancy curve の測定は, threshold を 300mV から 525mV まで 25mV 刻みで設定し, 合計 10 個の threshold の値に対して行なった。得られた 50%IP を threshold の関数として plot し, 直線で fit した図を図 4.4 に示す。図中の P2 が勾配 (式 (4.2) の a) である。従って,

$$\Delta IP = a \times 160\text{mV} = 400 \pm 16(\text{mV}/\text{fC}) \quad (4.3)$$

となる。また, 実効静電容量は,

$$C_{eff} = 10 \times (\Delta IP(\text{mV}/\text{fC}) \times 0.001)^{-1} = 25 \pm 1(\text{fF}) \quad (4.4)$$

である。

得られた ΔIP を使って図 4.3 の σ 値を電荷量に換算し,

$$N = 103.8(\text{mV})/400(\text{mV}/\text{fC}) = 0.260 \pm 0.01(\text{fC}) = 1621 \pm 65 (\text{ENC}) \quad (4.5)$$

が得られる。誤差は, fitting 誤差を用いている。

横軸を入力電荷量に換算した occupancy curve を図 4.5 に示す。

4.2.5 考察

まずははじめに, 得られたノイズレベルの測定データについて考察する。SSD ch.17 - ch.24 の 8 channel についての ΔIP を図 4.6 に, 得られた ΔIP を用いて電荷量に換算したノイズレベルを図 4.7 にそれぞれ示す。図 4.7 より, ノイズレベルは threshold 依存性がなく, この channel 領域では 0.2 - 0.3 fC である。これは, 4.2.2 で計算した照射前のノイズレベル (0.24fC) の予測値と良く一致している。これにより, 系全体の正常な動作が確認できた。ただし, 今回は TEKZ の gain を仮定して得られたものである。参考文献 [33] によれば, 図 4.4 の線形性は広範囲の入力電荷量に対しては成り立たず, 入力電荷量が大きくなるにつれて

gain も一定でなくなる。入力電荷量が未知の状態で、さらに図 4.4 の線形性が保たれてない入力電荷量の範囲では、この節で述べてきた方法ではノイズレベルの値(mV)を電荷量に正確に換算することはできない。電子の照射量が増加するとノイズレベルは増加する。以上の理由により、ここで求めたノイズレベルは、照射後のノイズレベルとの比較のための相対値として記録される。

次に、E89-09 実験での散乱電子の測定可能性について考察する。今回得られた値 0.3fC を ENC に換算すると $1,875\text{ e}^-$ である。minimum ionizing particle 当たり $24,000$ 個の e-h pair が生成されるため、本実験では S/N 比は約 13 となる。この結果から、現在のノイズレベルは本実験で使用可能な値であることが確認された。

今後、実験で使用するすべての SSD のチャンネルに対して照射前のノイズレベルを確認する。放射線照射量が増えるにつれてリーク電流が増加し、それに伴いノイズレベルが増加する。そのため実験中に必要に応じてノイズレベルを隨時自動的にモニターする方法を考える必要がある。このことについては付録 B で述べる。

4.3 ランダムノイズの測定

4.3.1 SSD のランダムノイズ

TEKZ の threshold が低いとランダムノイズによる計数は増える。ランダムノイズ計数率が高くなると、偶然同時計数が多くなり、S/N 比が低下する。threshold が高いとランダムノイズは減少する。しかし、threshold が高過ぎると、散乱電子からの信号もカットしてしまい、検出効率が低下する。また、放射線損傷の影響が出てくるとランダムノイズも増加するので、実験中は threshold の設定を調節する必要が生じ得る。以上のことにより、ランダムノイズの threshold 依存性は実験中の threshold を決定する上で重要となる。

4.3.2 実験方法

threshold の値を約 25mV 毎に変えていく、その threshold でのランダムノイズ計数率を測定する。

4.3.3 測定結果と考察

例として SSD ch.17 についての結果を図 4.8 に示す。縦軸がランダムノイズ計数率、横軸は threshold を gain(160mV/fC) の値を用いて電荷量に換算した値である。その分布から、ランダムノイズはおよそ指數関数的に増加していく様子がわかる。ch.17 について、threshold が 1.1fC 以上でランダムノイズ計数率は $10^3/\text{sec}$ 以下である。この計数率だと、本実験におけるチャンネル当たりの散乱電子の計数率 ($10^5/\text{sec}$) との比率は 1% 以下に抑えられる。

られる。また、散乱電子当たり 3.8fC の信号が SSD の 1 つのチャンネルで読み出される。threshold が 1.1fC の時には、 3fC 以上の入力電荷量に対して検出効率は 100% となる。従って、threshold の初期設定値は 1.1fC とする。

散乱電子の照射量が増えるとランダムノイズが増加する。実験中はランダムノイズの増加の度合により threshold を変えることを考慮しなければならない。threshold を変える電子照射量を決めるためにはランダムノイズの電子照射量依存性を知ることが必要である。それを知るために、本実験に先駆けて電子ビーム照射テストを行う予定である。

4.4 時間分解能の測定

4.4.1 SSD の TDC スペクトルの分解能

ここでは SSD の時間分解能の測定について述べる。今回の読みだし回路で時間分解能に最も寄与するのは ECL driver である。ECL driver を動かすために 50MHz のクロック信号が使われる。ECL 信号はこのクロックに同期して出力されるため、時間分解能は $20\text{ns}(\text{FWHM})$ 以上になる。今回は prototype A を用いた測定結果を示す。

prototype A

この実験では prototype A を用いてテストを行う。prototype A は、TEKZ と ECL driver を用いた SSD readout system が正しく動作することを確かめるために、FEB の設計に先駆けて Houston 大学の共同実験者のグループによって製作された。strip pitch は 1mm で、strip capacitance は $20\text{-}25\text{pF}$ になるように設計されている。時間分解能はおもに読みだし回路からの寄与が支配的なので、prototype B を用いた時も同様の結果が得られると予測する。

4.4.2 実験方法

時間分解能測定の回路図は図 4.9 に示す。 ${}^{90}\text{Sr}/{}^{90}\text{Y}$ β 線源(最大エネルギー 2.28MeV)と宇宙線を用いて、 5cm (縦) \times 5cm (横) \times 1cm (厚さ) の plastic scintillator と SSD との coincidence をとる。トリガーのタイミングが scintillator になるように、scintillator の信号の時間幅を 20nsec 、SSD からの信号の時間幅を 200nsec にして coincidence をとった。

β 線源を用いた測定では同時計数率は大きいので、SSD 1 チャンネルと scintillator との coincidence をとって 1 チャンネル毎に 4500sec の測定を行なった。

宇宙線を用いた測定では同時計数率が非常に小さいので、SSD 8 チャンネルの信号と scintillator との coincidence をとって SSD 8 チャンネル分を同時に約 26 日間測定した。

4.4.3 測定結果と考察

時間分解能測定の結果について述べる。

β 線源を用いた場合

β 線源での測定で得られた SSD の TDC スペクトルを図 4.10 に示す。横軸は時間差を表していて、スペクトルデータが TDC の測定領域に完全に入るように調節したので絶対的な値には意味はない。なお、1 channel は 0.4nsec に相当している。4500sec で 10^6 個の coincidence があり、coincidence rate は 223.3/sec であった。

fitting 領域を指定せずに Gaussian で fit すると、ピーク位置が右にずれる(図 4.10 の点線)。非対称 Gaussian であるために、ピークの左側 fitting と右側 fitting を行い時間分解能を求める。左側 fitting をかけた結果を図 4.10(実線)に、右側 fitting をかけた結果を図 4.11 に示す。sigma の値は左側中心の fitting で 10.02 ± 0.02 、右側中心の fitting では 10.98 ± 0.05 であった。右側と左側の fitting 結果で平均することにより SSD の時間分解能を計算する。SSD の時間分解能(FWHM)は、

$$\text{分解能(ns)} = 2.35 \times (10.02 + 10.98)/2 = 24.68 \pm 0.08(\text{ns}) \quad (4.6)$$

となった。誤差は fitting からくる系統誤差である。

宇宙線を用いた場合

26 日間の測定で coincidence カウントは合計 8123 になった。1 時間当たりに換算すると平均 13 個となり β 線源を用いた場合と比べると統計量が圧倒的に少ない。

図 4.12 は宇宙線を用いた coincidence 測定での TDC スペクトルである。全範囲にわたって Gaussian で fit した。統計が少ないためにわかりづらいが、このスペクトルも時間の遅いほうに計数の偏りが見られる。この場合の時間分解能は全範囲にわたって fit した数値で求める。宇宙線データからの SSD の時間分解能(FWHM)は、

$$\text{分解能(ns)} = 2.35 \times 11.52 = 27.1 \pm 0.2(\text{ns}) \quad (4.7)$$

となった。

総合的考察

β 線源、宇宙線どちらの場合も時間分解能は 30 ns(FWHM) 以下の値になった。前に述べていたように ECL driver は 50MHz の clock に同期して動作するので、時間分解能に対して 20ns 程度となる。この寄与を除くと、検出器系の時間分解能は 20ns 程度となる。これは、TEKZ のコンパレータ部分における time walk 20ns[17] からの寄与と思われる。

得られた分解能が、Jefferson Lab での実験にとって充分な値であるかを考察する。この実験では、1 ホドスコープ当たり SSD 18 チャンネル分をカバーしている。そのため、ヒッ

トしたホドスコープに対して SSD に 2 チャンネル以上のヒットがあるとトラックが区別できることになる。計数率が n のとき、ある時間間隔 τ 内に 2 イベントが起きる確率 P は、

$$P = \frac{(n\tau)^2}{2} \exp^{-(n\tau)} \quad (4.8)$$

で与えられる。焦点面全体での計数率が $10^8/\text{sec}$, 時間間隔 τ が 30ns のとき, 確率 P は 0.01 以下となる。よって, 今回得られた 30ns 以下の時間分解能は, 本実験での測定に十分使用できる値であると結論できる。

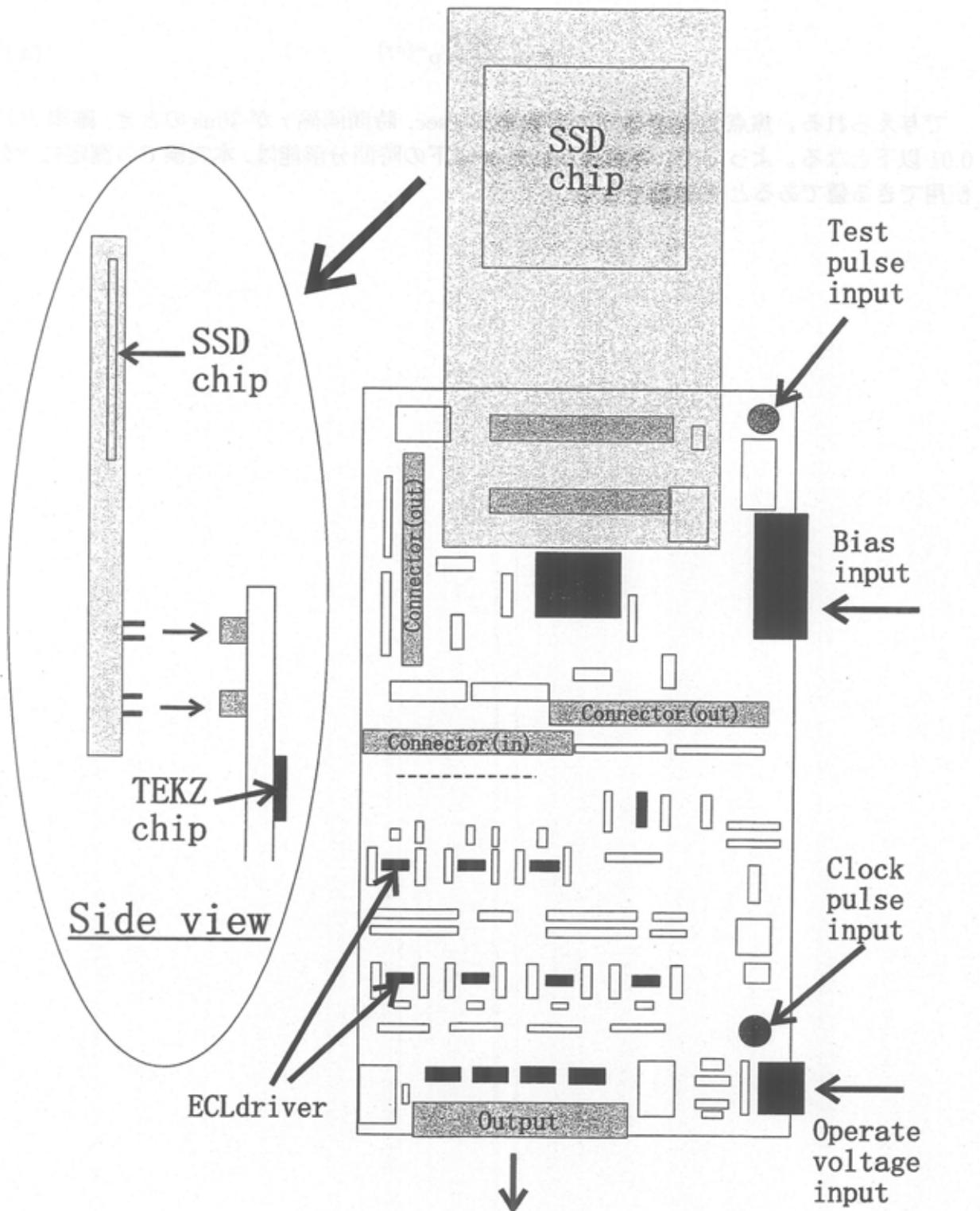


図 4.1: prototype A の全体図

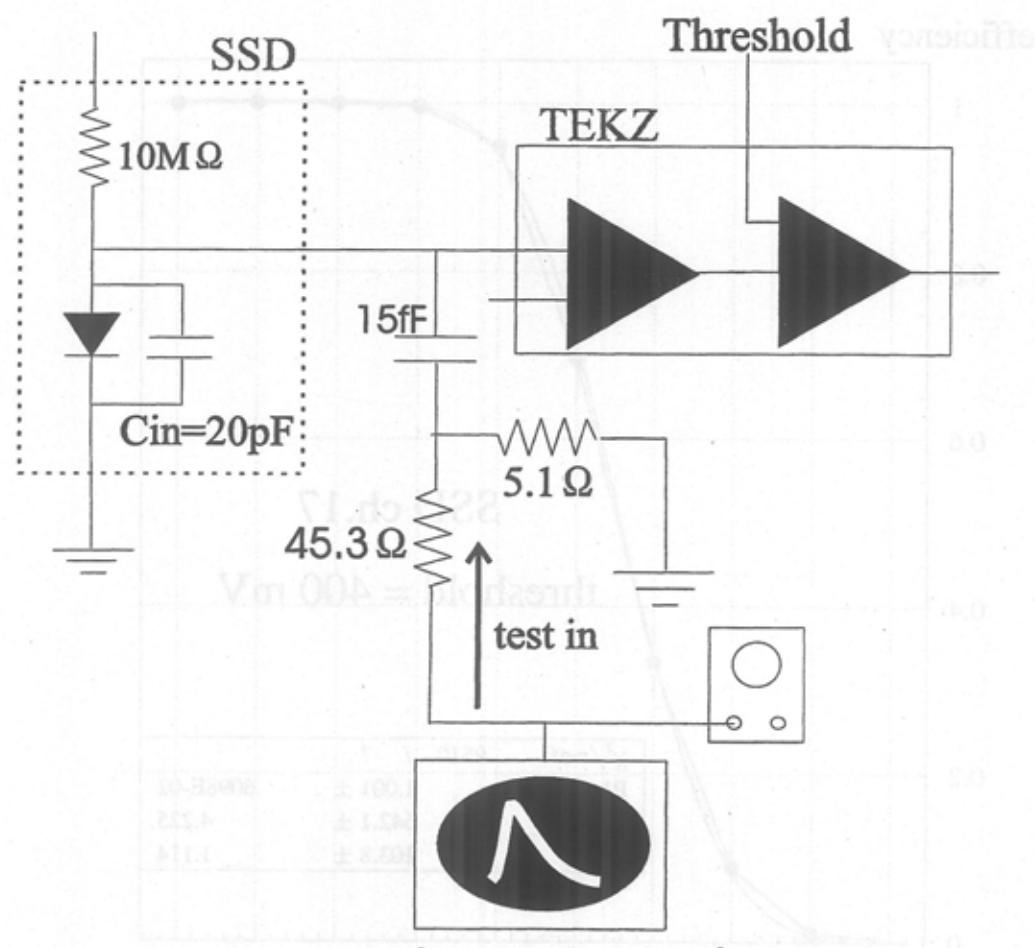


図 4.2: ノイズレベル測定の構成

Occupancy Curve

efficiency

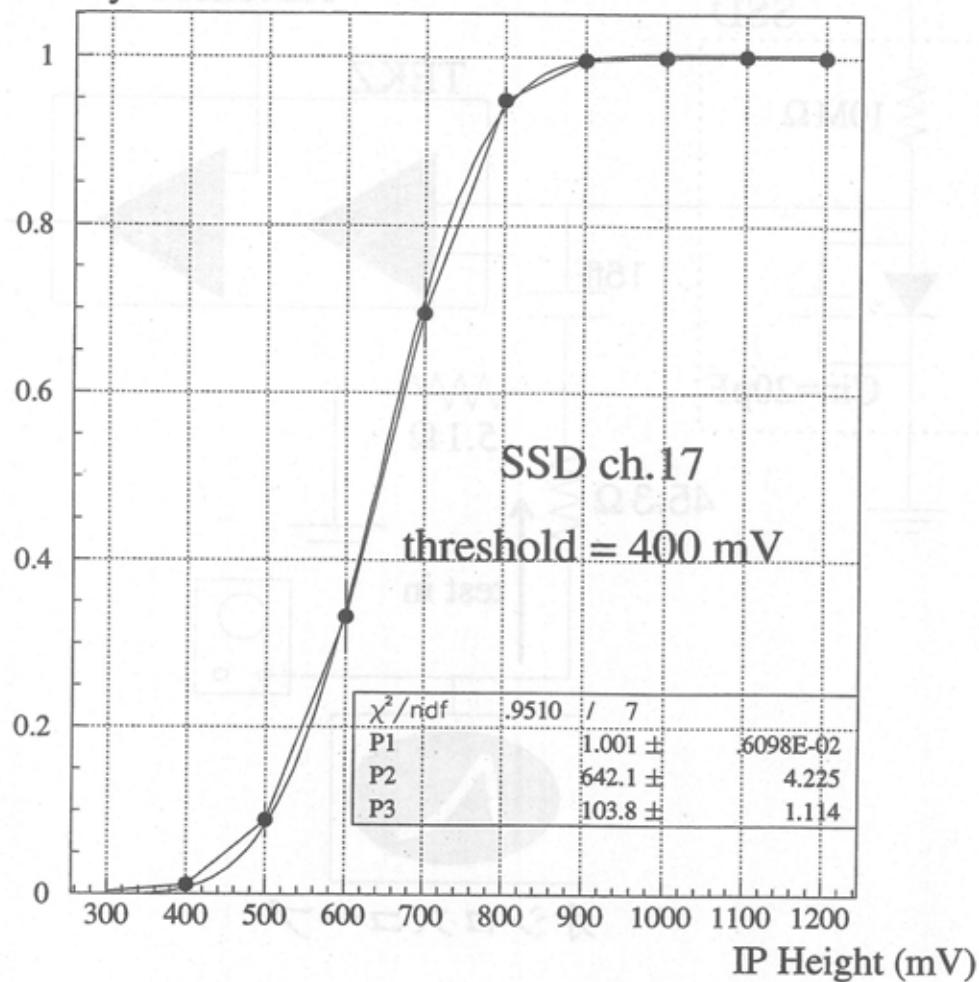


図 4.3: occupancy curve

50 % IP(mV)

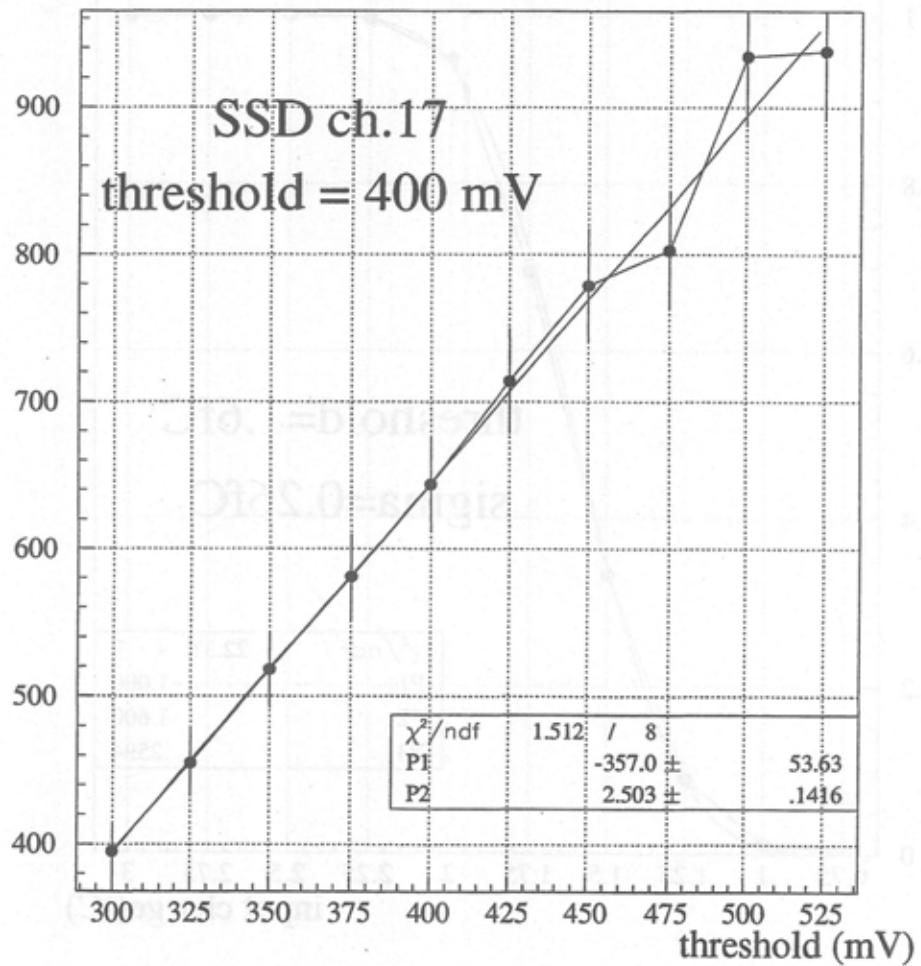


図 4.4: 50%IP と threshold の関係

efficiency

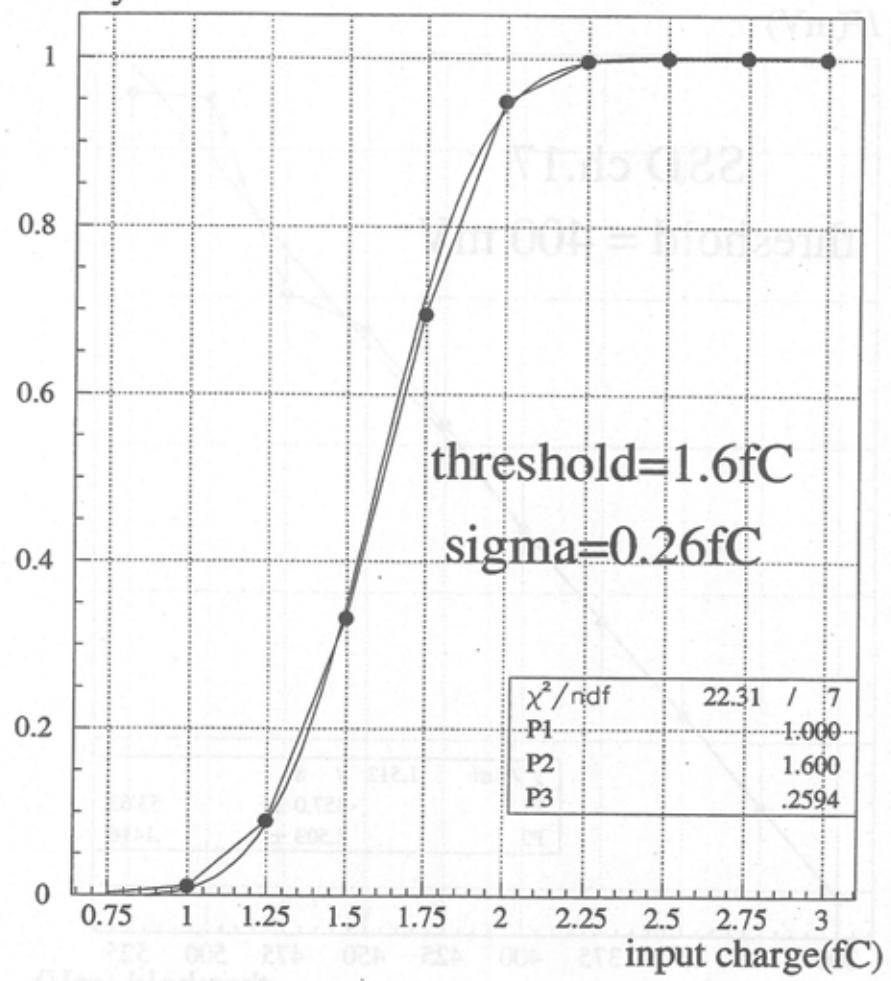


図 4.5: occupancy curve(横軸は入力電荷量)

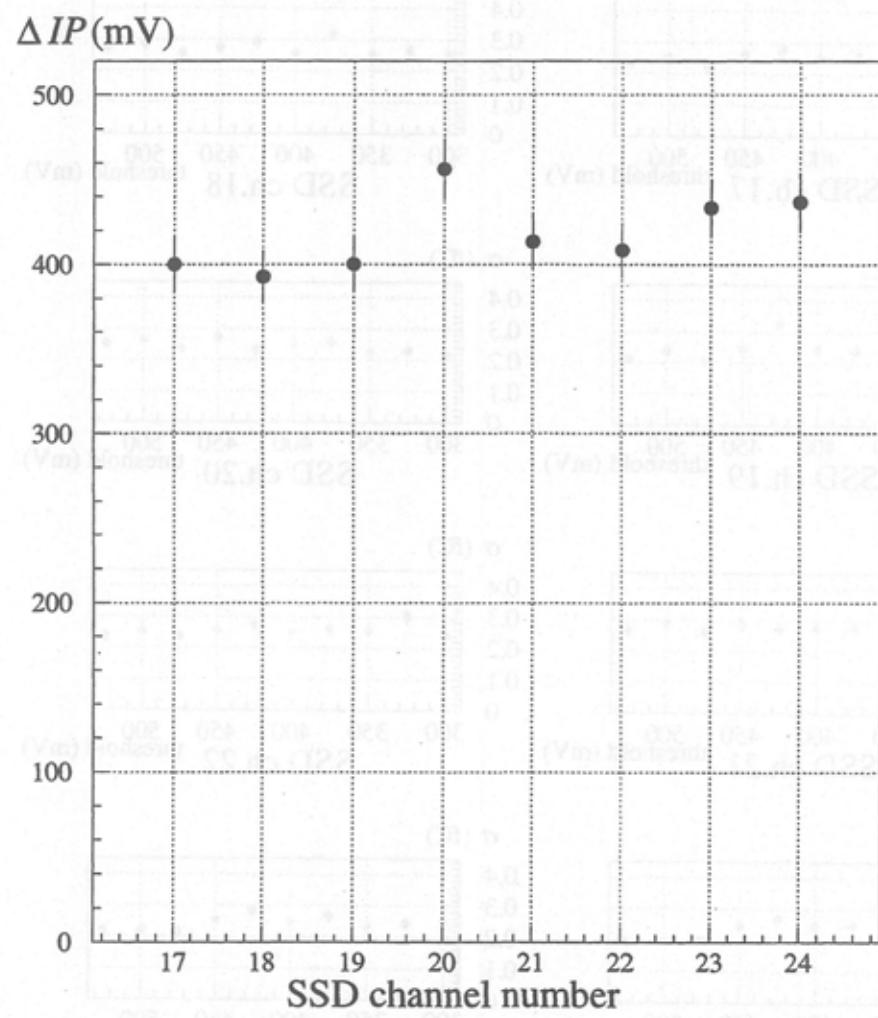


図 4.6: ΔIP の測定結果 (ch.17-ch.24)

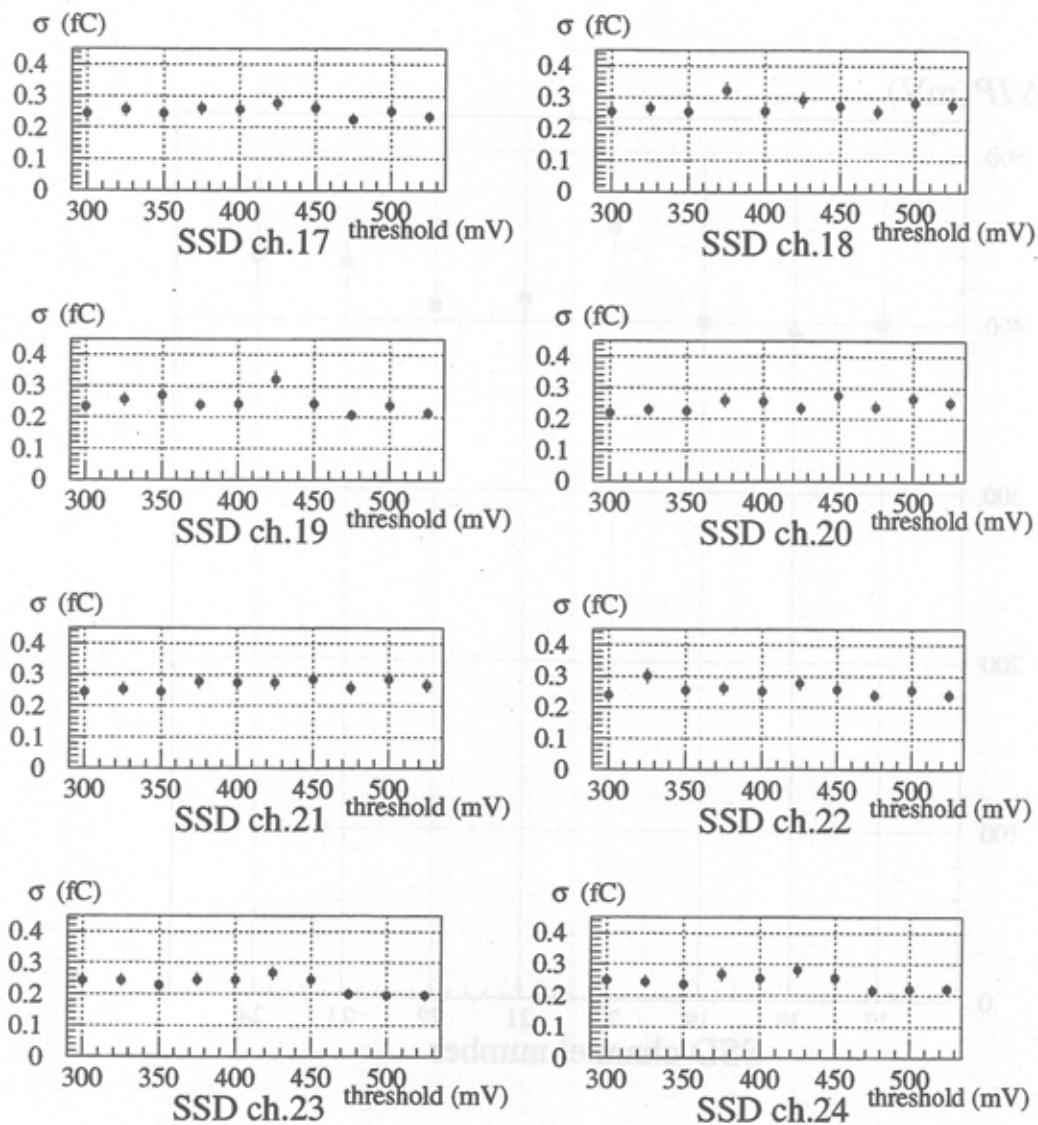


図 4.7: ノイズレベル (fC) の測定結果 (ch.17-ch.24)

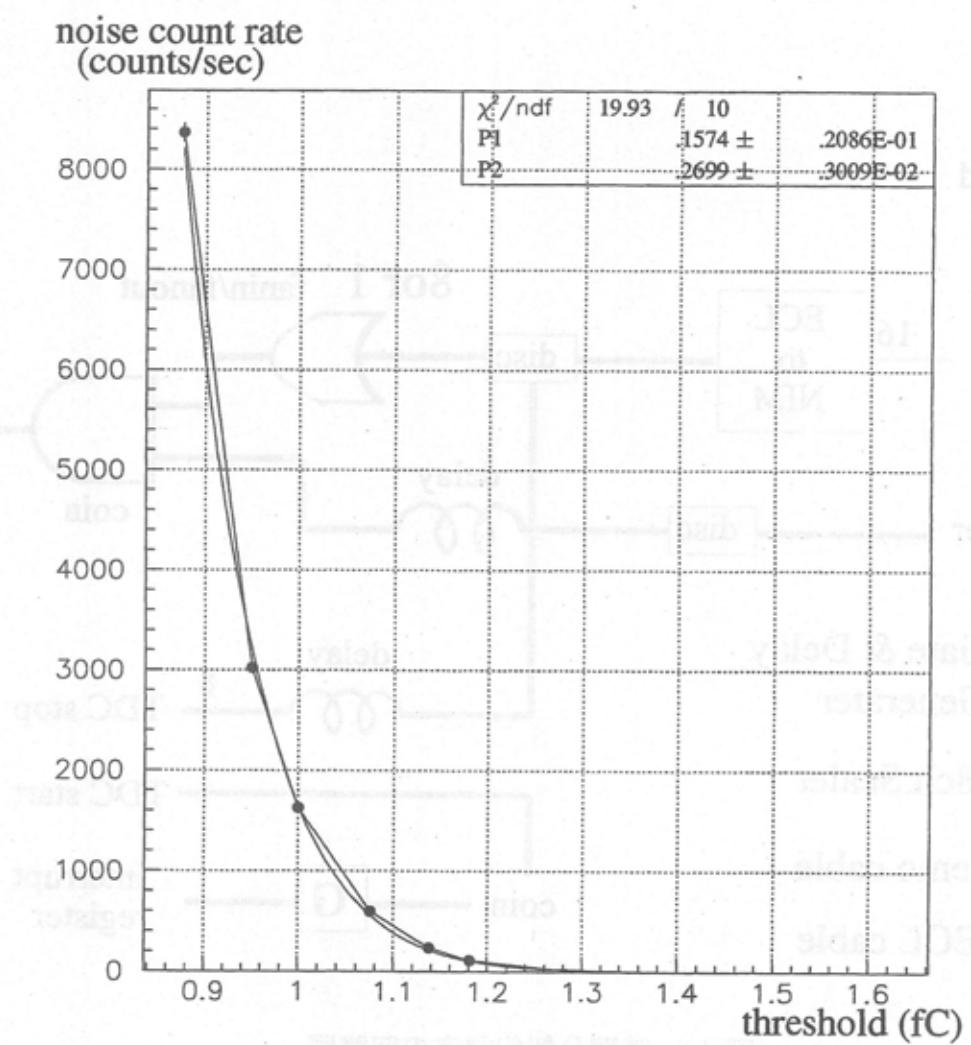


図 4.8: ランダムノイズの threshold 依存性 (ch.17)

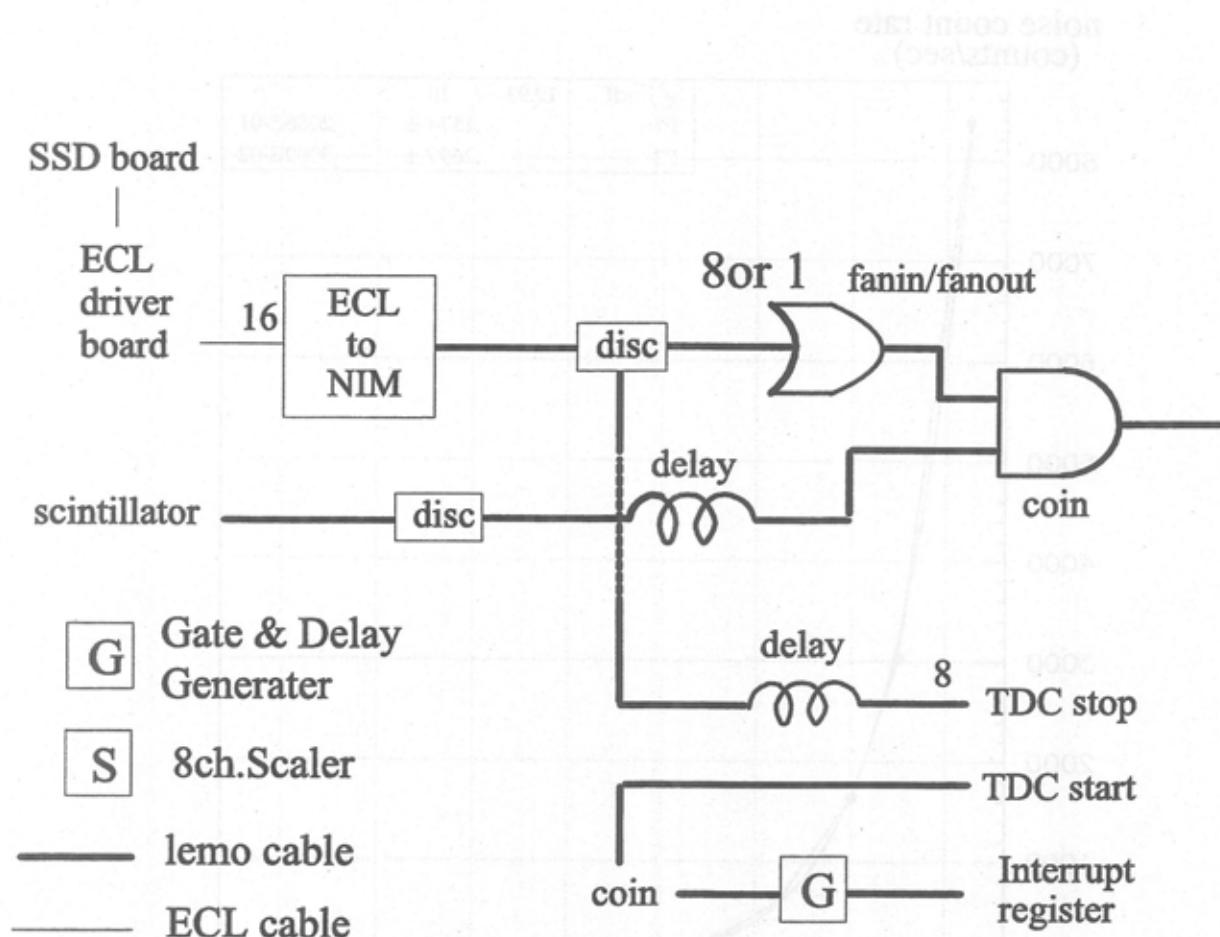


図 4.9: 時間分解能測定の回路図

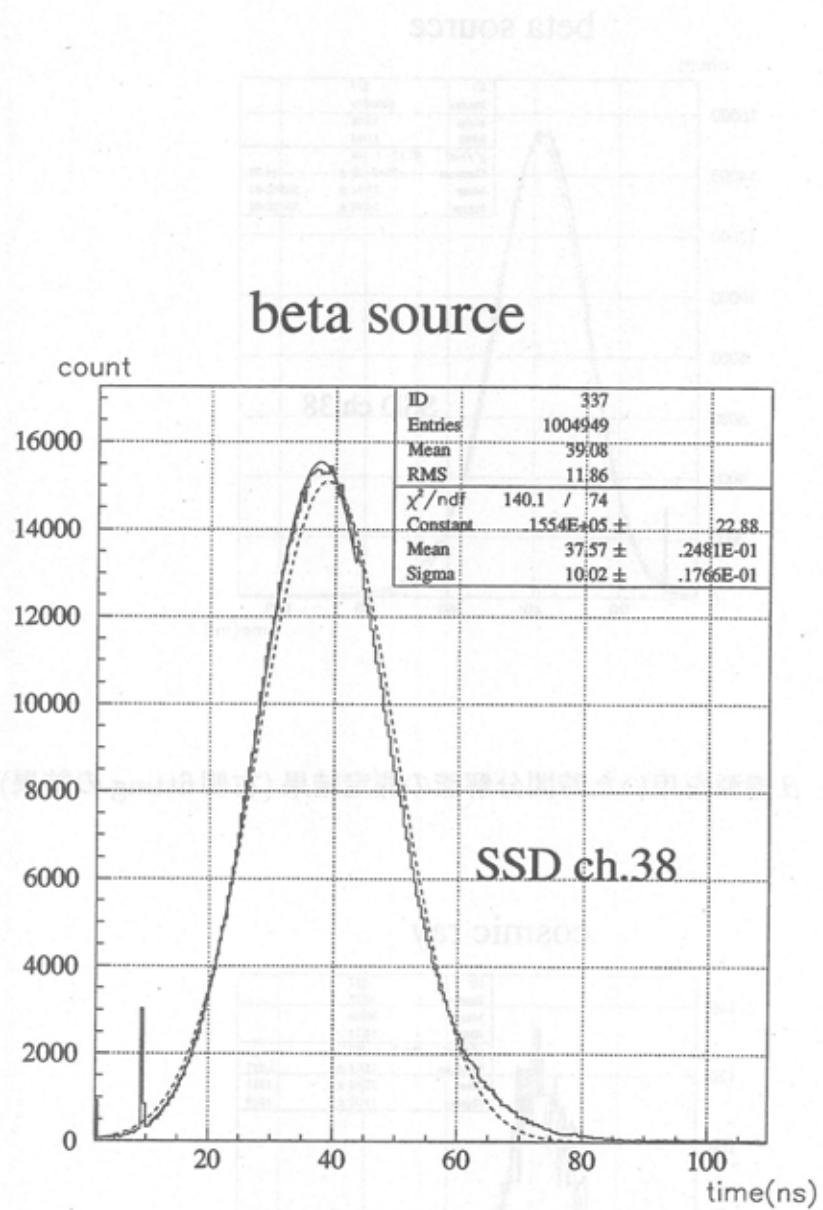


図 4.10: β 線源を用いた時間分解能の測定結果 (実線が左側 fitting の結果, 点線が全領域 fitting の結果)

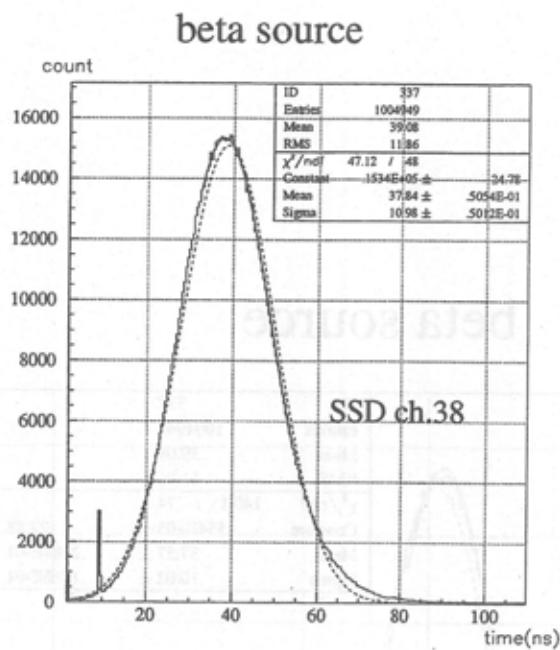


図 4.11: β 線源を用いた時間分解能の測定結果 (右側 fitting の結果)

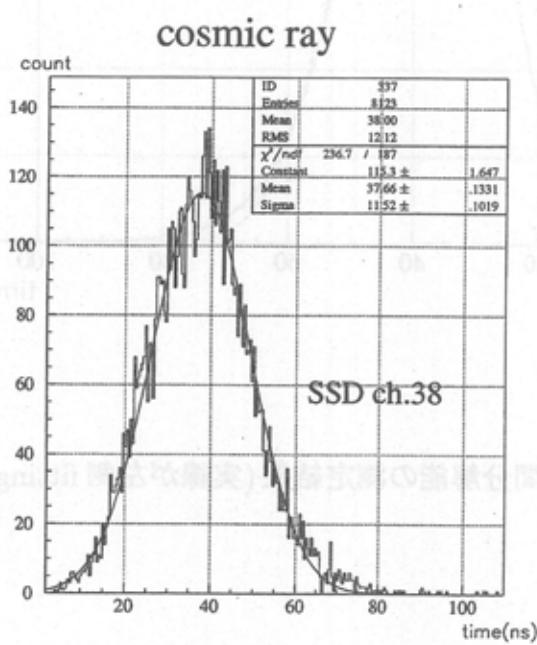


図 4.12: 宇宙線を用いた時間分解能の測定結果

第5章　まとめ

1999年の冬に, $(e, e' K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験が Jefferson Lab において開始される。この実験では今までに観測されたことがない高分解能 Λ ハイパー核スペクトルが得られることが期待されている。それを実現させるために必要不可欠となるシリコン・ストリップ検出器を開発した。それは電子スペクトロメーターの焦点面上に置かれ、焦点面上に高計数率で入射する散乱電子を高い位置分解能で測定する。焦点面位置検出器に対して要求されるいくつかの条件を満たすべく、検出器、読みだし回路の設計、製作、テストを行った。

今回は 3 つの動作テストを行った。

threshold を一定にし、入力電荷量を変化させてノイズレベルを測定し、 $N(ENC) = 1621 \pm 65 \text{ e}^-$ を得た。これは使用する TEKZ の持つノイズレベルに相当し、読みだし回路が正しく設計され、動作していることを確認した。

ランダムノイズ計数率の threshold 依存性を測定した。その結果、threshold の初期設定値 1.1 fC を得た。

SSD の時間分解能を測定した。 β 線源、宇宙線を用いた時の分解能の測定結果はともに $30\text{ns}(\text{FWHM})$ 以下であった。これは ECL driver, TEKZ からの寄与が主であり、設計から予想される値と同程度であった。

以上の動作テストにより、今回開発された SSD と readout electronics は焦点面位置検出器として要求される性能を備えていることを確認し、最終設計を決定した。

以下、SSD readout electronics についての今後の研究予定を述べる。

放射線の照射量が増えるにつれて、リーク電流によるノイズレベルの増加が予測され、検出器の性能劣化が心配される。それを未然に防ぐために実験中に自動的にノイズレベルがモニターできるシステムを構築する。それにより、SSD への放射線損傷による性能への影響をモニターし、放射線損傷での性能劣化に即座に対応することができる。また電子線ビームによる照射テストを行い、検出効率測定や放射線量による性能の変化を調べる。

電子線による Λ ハイパー核分光実験でこの SSD と readout electronics を用いて散乱電子の運動量測定を行う。実験中に検出器の性能をモニターし、本研究の成果を生かして一ヶ月に渡る実験を遂行させる。これが、今後の研究における最大の目標である。

謝辞

本論文をまとめるにあたり、様々の方々の御協力、御指導をいただきました。

指導教官である橋本治教授には、Jefferson Labでの実験について詳しく説明していただき、また普段の物理の議論やこの論文の作成に当たり細やかな御指導をしていただきました。深く感謝致します。

田村裕和助教授には実験においての基本的事柄から実験の現場でしか学べない重要な事柄まで、多彩に渡る詳しい御指導をしていただきました。深く感謝致します。

高橋俊行氏、藤井優氏にはデータ解析、実験や物理の基本的事柄、測定装置の使い方などあらゆる面において熱心に御指導いただきました。また、本論文をまとめるに当たり、文章の校正などで細やかな御指導をいただきました。深く感謝しております。

原子核物理研究室の里嘉典氏、遠藤卓哉氏にはデータ解析について御指導していただいたことをはじめ、小さな質問などにも進んで相談にのっていただきました。深く感謝しております。

原子核素粒子核物理講座の中川武美教授、小林俊雄教授、田中英二助教授、加藤守夫氏、大津秀暉氏、川村直子氏からは多くの助言、励ましの言葉をいただきました。深く感謝致します。

Jefferson Labで行われる E89-09 実験の共同研究者である Hampton 大学の L.Tang 教授、Houston 大学の E.V.Hungerford 教授、A.K.Lan 氏には米国滞在時に様々な援助、助言をいただきました。深く感謝致します。

同じ博士、修士課程の大学院生である山崎 明義氏、葛巻剛氏、佐藤創氏、西田淳氏、平井正人氏、荒木公太氏、佐々尾淳一氏、小沢健一郎氏、阿部大輔氏、奥田貴志氏、関口晶嗣氏、氏家徹氏には普段から様々な面で協力していただき、研究で行き詰った時にも心の支えとなつてもらい、充実した大学院生生活を送る事ができました。深く感謝致します。

付録A SOS Kaon Identification

Cターゲットを用いた($e, e' K^+$)反応実験のtest runはE91-016, E93-018実験で行なわれ、SOSでの K^+ のparticle identificationの評価がなされている[34]。ここではtest runで行われた K^+ particle identificationについて述べる。Test runは二種類のセットアップで行われた。エネルギーが3GeV前後、ビーム電流が35, または $20\mu A$ の電子線ビームを用い、 15.5° , または 14.3° 方向の散乱電子をHall Cに常設されているHigh Momentum Spectrometer(HMS)で測定し、 15.5° 方向の K^+ をSOSで測定した。SOSへ入射してくる K^+ の中心運動量は $1.2\text{GeV}/c$ 前後である。

主にTOFホドスコープからの信号を用いて作ったオンライントリガーの数については、大量のハドロンバックグラウンドからのイベントが支配的である。Test runではエアロジェルカウンターにより95%の π^+ が、ルサイトカウンターにより70%以上のprotonがカットされ、トリガー率は大幅に減少する。この時、 K^+ の検出効率は98%以上であり、重大な数の K^+ 損失は観測されていない。オンライントリガーにおける、エアロジェルとルサイトによるバックグラウンドハドロンのカットを含む時と含まない時のトリガー数を比較したデータを図A.1に示す。横軸は散乱電子トリガーとSOSトリガーとの時間差(coincidence time)である。

次にオフライン解析で、TOF測定から導出される粒子の速度 β の分布(TOFスペクトル)によりproton, π^+ と K^+ の粒子弁別を行う。図A.2に、エアロジェルとルサイトによるハドロンバックグラウンドのカットを行った後のTOFスペクトルを示す。また、図A.3に β の分布とcoincidence timeとの二次元プロットを示す。 K^+ と他の荷電ハドロンのピークが分かれていることが示されている。

TOFスペクトルによるバックグラウンドのカット(TOFカット)を行った後の K^+ のcoincidenceスペクトルを図A.4に示す。電子線ビームは2ns毎にやってきているために、2ns毎にピークが分かれて見える。それらは主にランダム計数であるが、coincidence timeが -2.5ns のところに高いピークが見られる。これは、ランダム計数と真事象とが混合しているピークである。

図A.5に、missing massスペクトルを示す。横軸は Λ の束縛エネルギーであり、ゼロ点は Λ 生成のthresholdである。主に二つのピークからなっていて、高いピークのほうがquasifree K^+ 生成によるもの、低いピーク(斜線部)がaccidentalバックグラウンドによるものである。図A.4のcoincidence timeスペクトル中のランダム計数のみのピークによるmissing massスペクトルを見ると、accidentalバックグラウンドの分布がわかり図A.5のバックグラウンド部分はカットすることができる。図A.6は、バックグラウンドカット後のmissing massスペクトルである。今回のセットアップではハイパー核生成断面積が非常に小さいために ^{12}C の束縛領域での統計は非常に少ない。

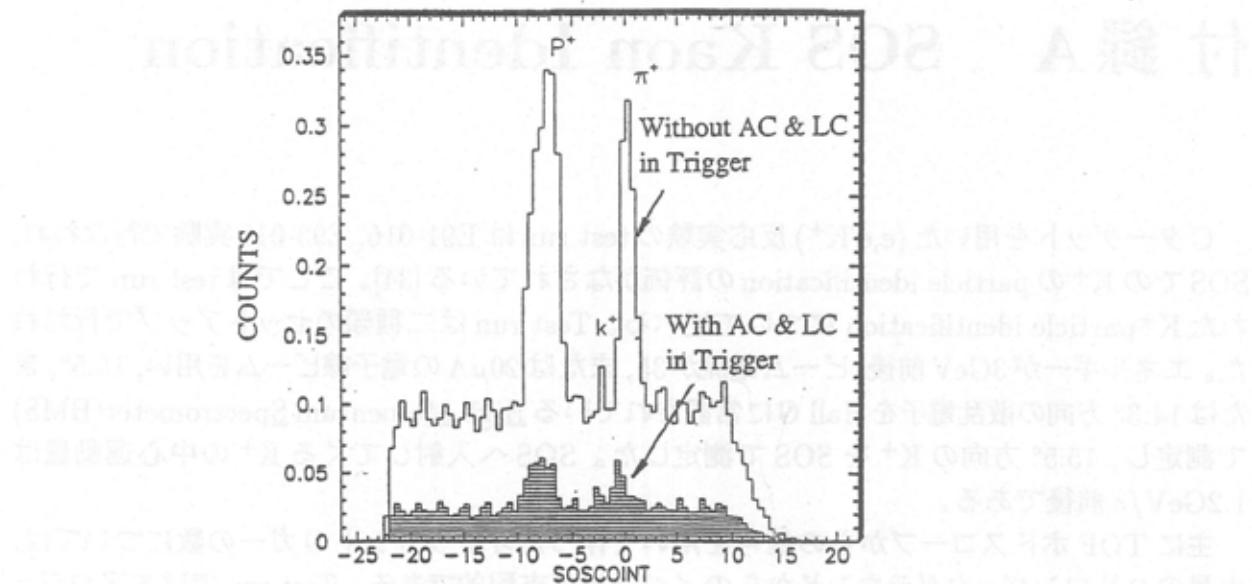


図 A.1: バックグラウンド veto あり、なしでのデータの比較

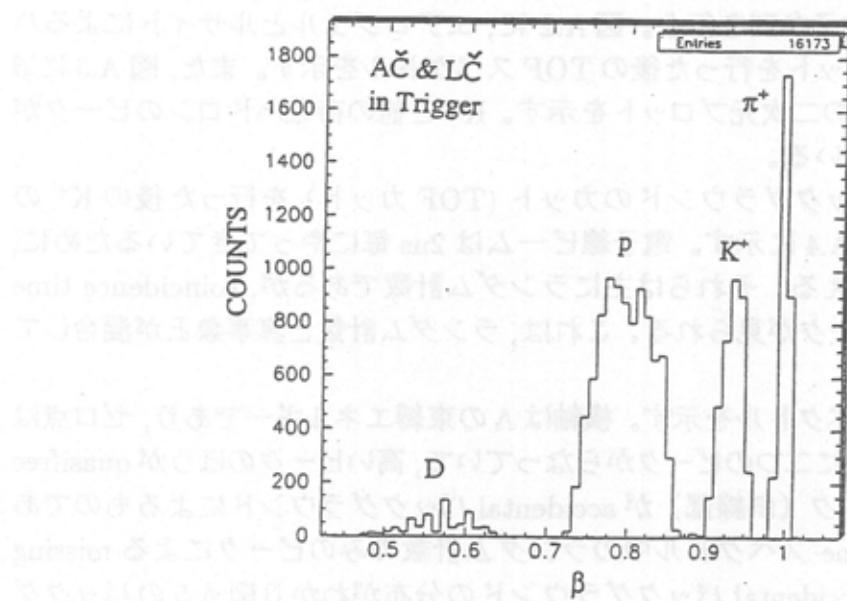


図 A.2: TOF スペクトル

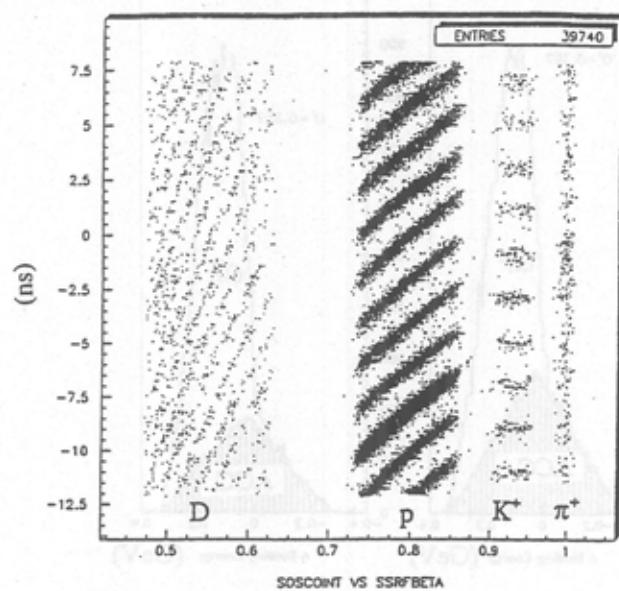


図 A.3: TOF vs. coincidence time

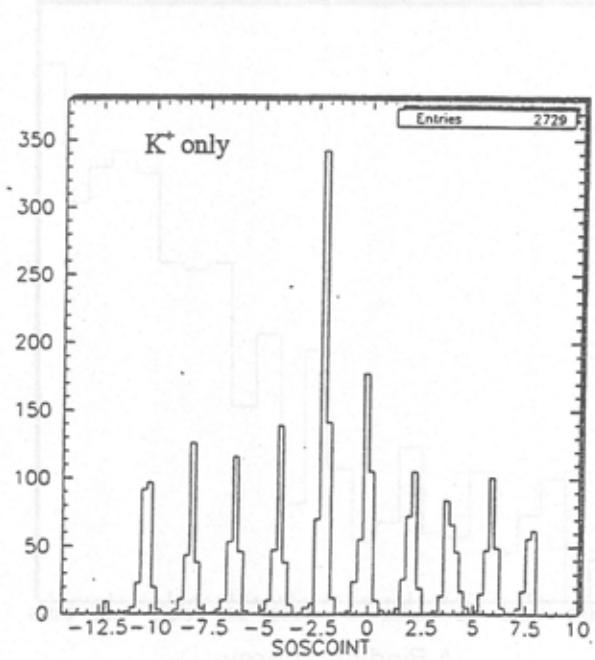


図 A.4: K⁺ の coincidence スペクトル

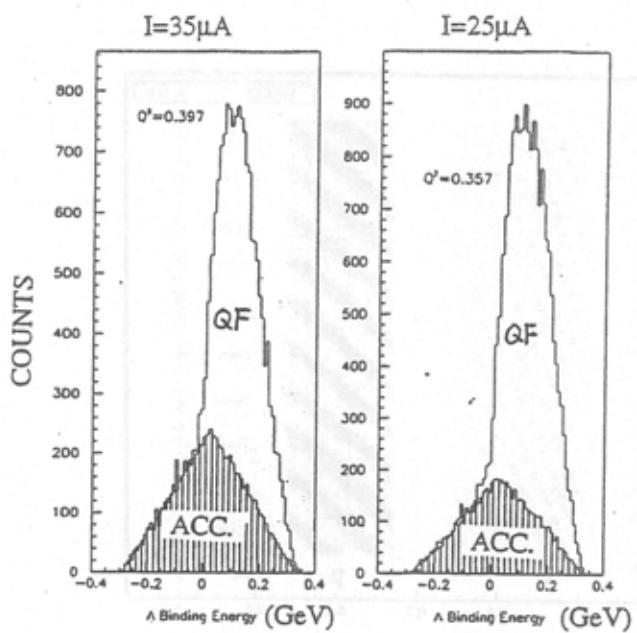


図 A.5: Missing Mass スペクトル

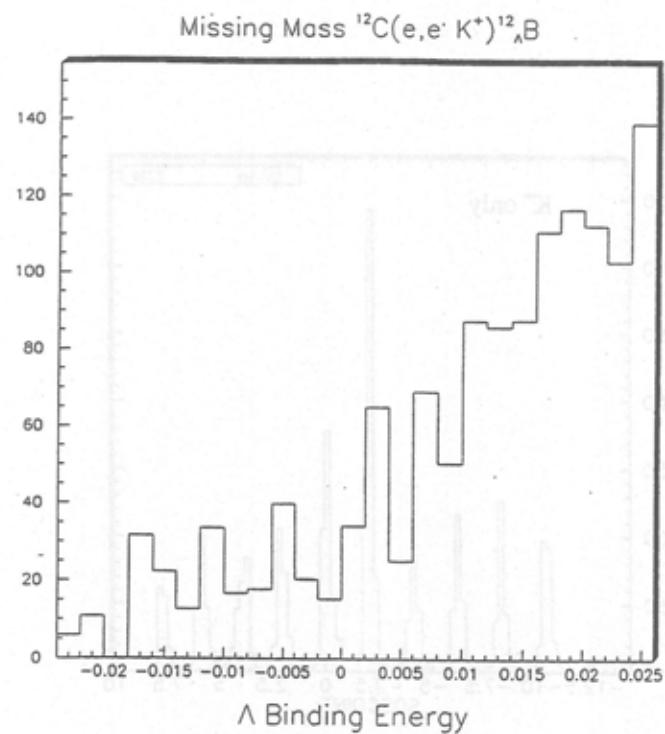


図 A.6: Accidental バックグラウンドをカットした後の Missing Mass スペクトル

付録B SSDノイズレベル自動測定システム

B.1 ノイズレベル自動測定プログラム

Jefferson Labでの実験で、SSDは毎秒 10^8 個の電子を焦点面上で受ける。実験は長期に渡るので、途中でどれくらい放射線損傷の影響が出ているのかをモニターすることは実験を成功させる上で非常に重要となってくる。放射線損傷によりリーク電流が増加し、それはノイズレベルの増加として確認できる。実験中にノイズレベルを測定することで、放射線損傷の度合を調べる。SSDのチャンネル数は1440もあるので、時間と労力をなるべくかけずに自動的にノイズレベルをモニターするシステムを構築しなければならない。以下にその方法を示す。

第4章で述べてきたように、ノイズレベルの測定方法は二通りある。そのうち、FEBには外部から threshold を制御できる機能がついているため、本実験では threshold を変化させて測定する方法をとる。threshold 制御は2つのDC電圧を用いて行う。一つは外部/内部 threshold の切り替えに、もう一つは外部 threshold の設定に使用する。DC電圧を与える手段として CAMAC DAC を用いる。CAMACシステムを用いてノイズレベル測定を行なう時のプログラムフローチャートを B.1 に示す。

テストパルスの数と SSD 出力の数を TDC で数える。TDC START はテストパルスとする。ある一定の間隔で、threshold を上げると同時に TDC のスペクトル領域を横にシフトさせる。このようにプログラムを走らせるだけで occupancy curve を作れるだけのデータセットを記録することができる。

具体例として、threshold を自動的に変えていって得られた TDC スペクトルの一画面を B.2 に示す。threshold の初期値は 340mV にし、テストパルスを 3000 カウント数える毎に threshold を 20mV ずつ上げ、スペクトル領域を右にシフトする。threshold が大きくなるとオーバーフローカウントが増え始め、SSD からの TDC スペクトルピークはだんだん小さくなる。

こうして得られた TDC スペクトルの面積をテストパルスのカウント数で割り、横軸を threshold 電圧としてプロットすることにより occupancy curve を得る。この時得られた efficiency curve を図 B.3 に示す。

B.2 Jefferson Lab のおける自動測定システムの実際

Jefferson Lab での実験時には、CODA と呼ばれるデータ収集システムを使用する。Jefferson Labにおいてノイズレベルの自動測定を実現するにあたって、既存のシステムの変更を最小限にするため、threshold 制御のみ独立したシステムで行なう。このように、CODA そのものには手を加えない方法を採用した。この方法では、threshold 電圧をピークホールド ADC を用いて各イベント毎に記録することにより、ノイズレベル測定中の設定 threshold とイベントとの対応をとることができる。

このようにして、実験中にノイズレベルを自動的にチェックするシステムが確立される。図 B.4 に、Jefferson Lab でのシステムについて図式的に示す。



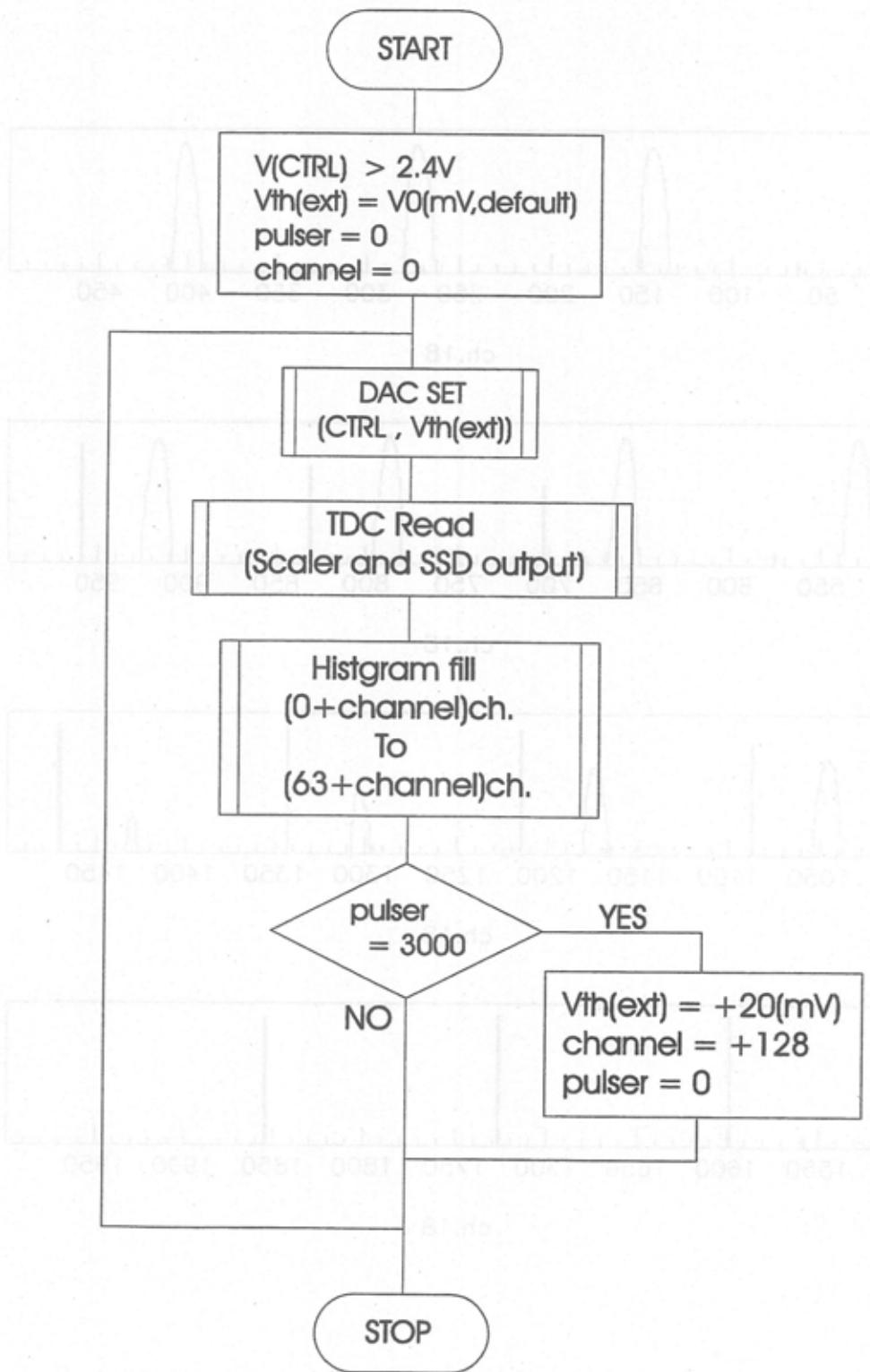


図 B.1: ノイズレベル自動測定プログラムのフローチャート

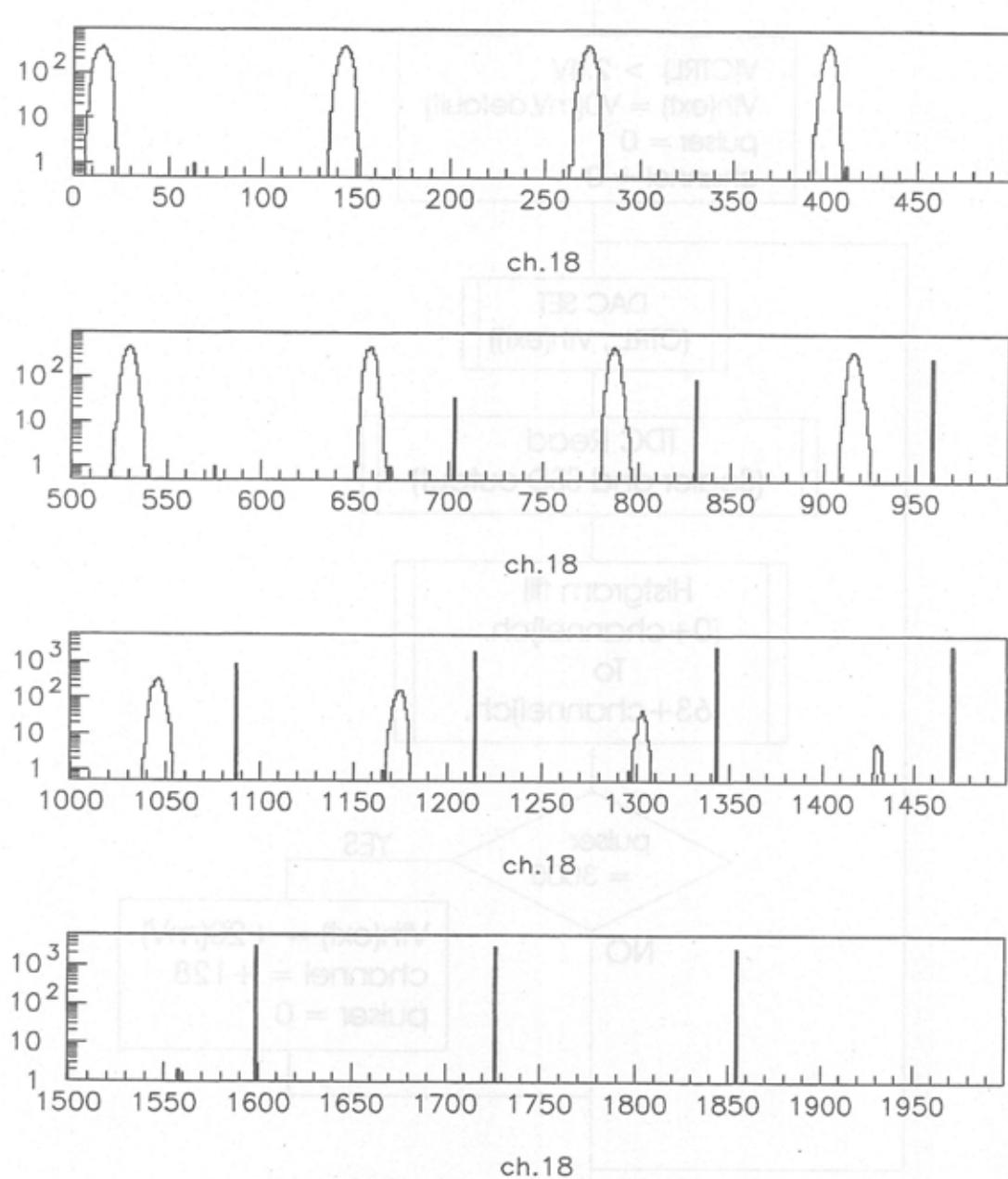


図 B.2: ノイズレベル自動測定プログラムで測定した TDC スペクトル

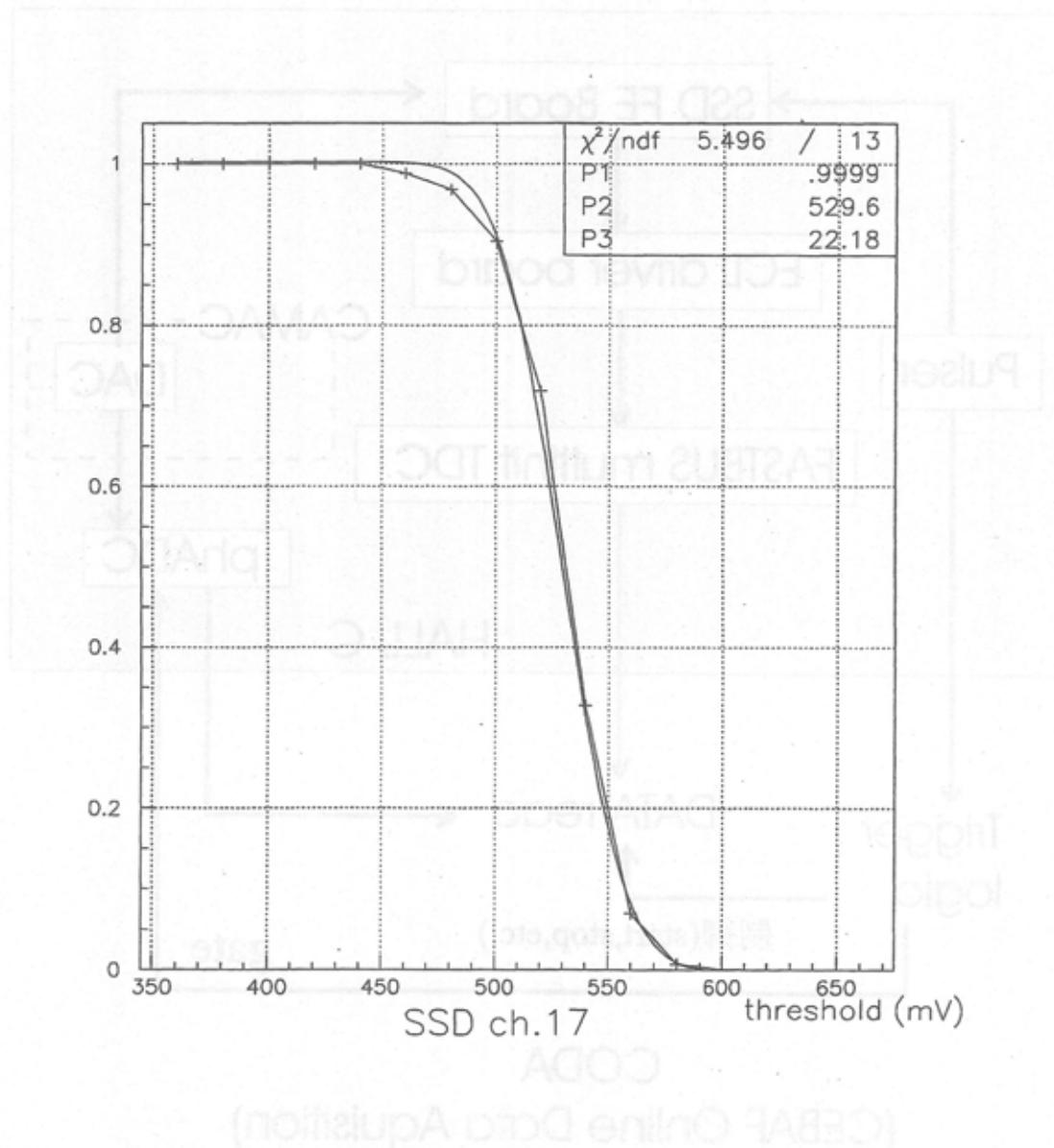
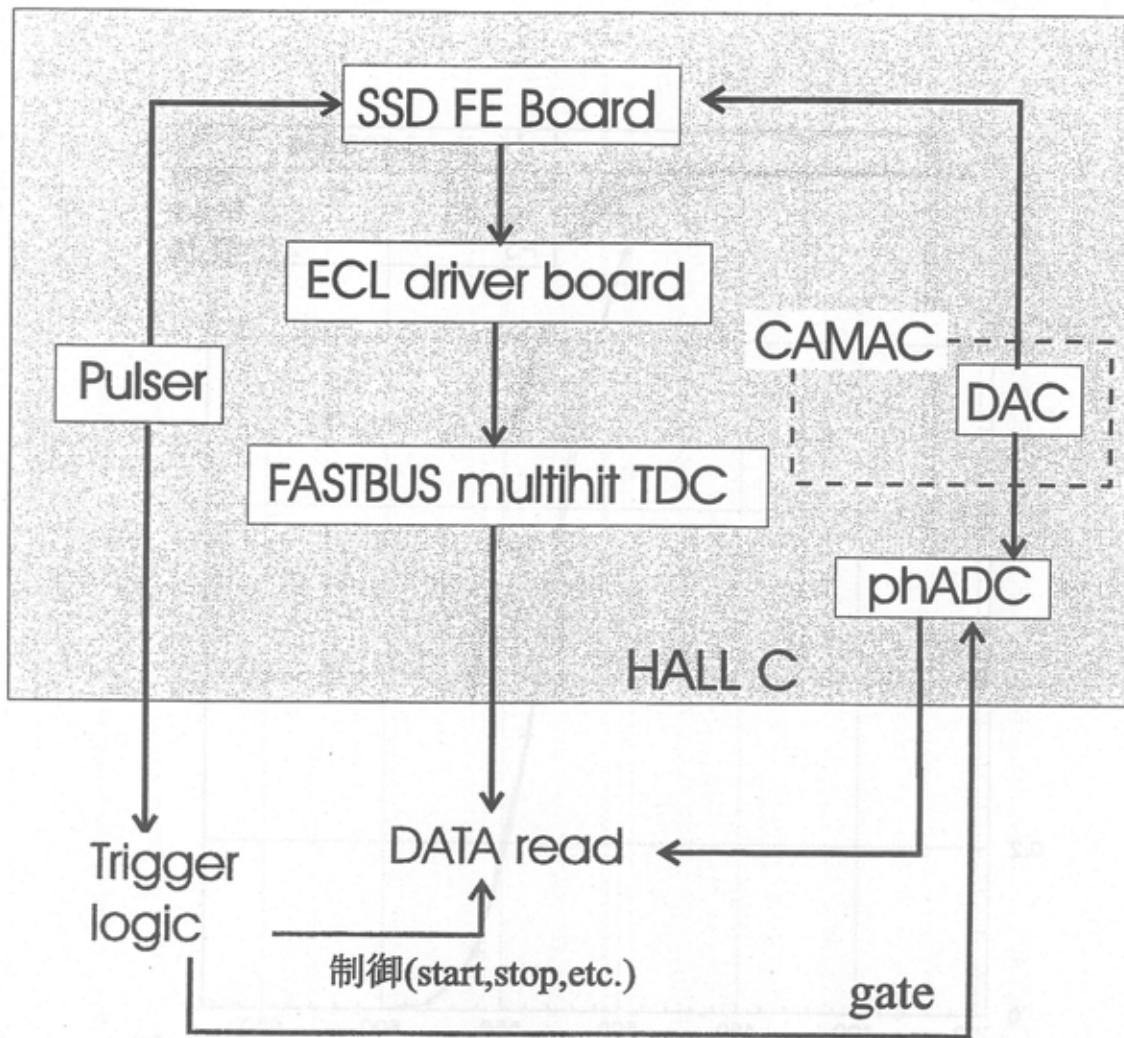


図 B.3: Threshold を変えて測定した Efficiency Curve



CODA
(CEBAF Online Data Aquisition)

図 B.4: Jefferson Lab でのノイズレベル自動測定システム

関連図書

- [1] M.Juric *et al.*, Nucl. Phys. **B52** (1973) 1.
- [2] W.Brückner *et al.*, Phys. Lett. **79B** (1978) 157.
- [3] 斎藤 佳宏, 修士論文, 東北大学 (1998)
- [4] H. Noumi, *Sendai International Workshop on the Spectroscopy of Hypernuclei* (Sendai, Japan, 1998), 65
- [5] T.Takahashi, private communication.
- [6] T.Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 224.
- [7] H. Bandō, T .Motoba, and J. Žofka, International Journal of Mod. Phys. A Vol.5 No.21 (1990) 4021.
- [8] C. Bennhold and L. E. Wright, Phys. Rev. C **36** (1987) 438.
- [9] Ed V.Hungerford, Prog. Theor. Phys. Suppl. **No.117** (1994) 135.
- [10] Ed V.Hungerford *et al.*, Proposal to JLAB PAC E89-09 (1989)
- [11] O. Hashimoto *et al.*, Proposal to JLAB PAC E97-08 (1997)
- [12] T. Motoba and J. Žofka, unpublished (1984)
O. Hashimoto, "Perspectives of Meson Science" p.547, edx. T, Yamazaki, K.Nakai and K. Nagamine, North Holland,1992.
- [13] M. Sotona, S. Frullani, Prog. Theor. Phys. Suppl. **No.117** (1994) 151.
- [14] L. Tang, *Sendai International Workshop on the Spectroscopy of Hypernuclei* (Sendai, Japan, 1998), 111
- [15] C. Bennhold and L. E. Wright, Phys. Rev. C**39** (1989) 927.
- [16] J.E.Spencer and H.A.Engen, Nucl. Instr. and Meth. **A49** (1967) 181.
- [17] E89-009 collaboration meeting, unpublished(1998)

- [18] L.Tang, C.Yan, E.V.Hungerford, Nucl. Instr. and Meth. **A366** (1995) 259.
- [19] W.J. Cummings, SOS Handbook (Jefferson Lab., Newport News, VA, 1996)
- [20] E.V. Hungerford, L. Tang, R. E. Chrien, unpublished Report on the Status of E89-09 to the Readiness-Review Committee (1998)
- [21] R.Wunstorf, Ph.D thesis, Universität Hamburg, DESY-FHIK-92-01(1992)
- [22] R.Wunstorf *et al.*, IEEE NS **44** (1997) 806.
- [23] Cheryl J. Dale *et al.*, IEEE NS **33** (1989) 1208
- [24] R.Wunstorf *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A377** (1996) 290.
- [25] 山本晃永他, 「両面ストライプ型シリコン半導体放射線検出器の開発」
- [26] T.Ohsugi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A342** (1994) 22.
- [27] A.Bischoff *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A326** (1993) 27.
- [28] T.Ohsugi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A383** (1996) 166.
- [29] C.Gößling *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A377** (1996) 284.
- [30] B.S.Avset L.Evensen, Nucl. Instr. and Meth. **A377** (1996) 397.
- [31] E.Barberis *et al.*, Nucl. Phys. **B32** (1994) 513.
- [32] E.Barberis *et al.*, IEEE Nucl. Sciences Symp., Orlando, FL, Nov. 1992 SCIPP 92/40
- [33] J.DeWitt *et al.*, IEEE NS **42** (1995) 445.
- [34] Wendy L.Hinton, Nucl. Phys. **A639** (1998) 205c.