第 2 章

JLC-I 測定器

2.1 全体設計

JLC の衝突点は当面一ケ所であるため、そこに設置される測定器は、想定されるあらゆる物理だけでなく、予想外の物理に対しても十分対応可能な高性能かつ汎用の物でなければならない。具体的にはまず W 粒子や Z 粒子のジェットを用いた再構成が精度よく出来なければならない。また、ヒッグス粒子の発見及び研究のため、非常に良い質量分解能が要求される。またトップクォークの研究やヒッグス粒子に対するバックグラウンドを抑えるため、 b ジェット識別が効率良く行える必要がある。さらには、超対称粒子探索のため十分広い立体角を隙間なく覆う測定器でなければならない。これらの条件をシミュレーションを行って検討した結果、「標準測定器」として図 2.1に示すような構成の測定器を考え、表 2.1に示すような性能を達成することを目標として設定した。以下の節では各測定器についてシミュレーションの結果を交えながら、何故そのような性能が必要であるのか、その性能を得るためにはどのような設計をすべきかを概説する。

2.2 バーテックス測定器

2.2.1 概要

バーテックス測定器は衝突点の極めて近傍で荷電粒子の飛跡を精密に測定するためのもので、 B 中間子や D 中間子の崩壊点を測定して b クォークや c クォークを同定する役割をもつ。特に b クォークの同定は中間質量のヒッグス粒子の探索において非常に重要である。またバーテックス測定器は非常に良い位置分解能をもつので、飛跡再構成時に中央飛跡検出器 (CDC) と併用することにより運動量分解能を約 2 倍に向上させることが出来る。

反応の重心系エネルギーが高いため、ジェットは強くコリメートされ粒子の密度は非常に高い。このためバーテックス測定器は位置を二次元的に読み出せる必要がある。そこで通常バーテックス測定器として用いられるシリコンストリップ型ではなく、二次元読み出しの可能なピクセル型の CCD を用いる。この Si-CCD バーテックス測定器を円筒型に 2 層ならべた時のインパクトパラメーター分解能 δ は

$$\delta^2 = \sigma^2\{(\frac{r_{out}}{r_{out}-r_{in}})^2 + (\frac{r_{in}}{r_{out}-r_{in}})^2\} + (\frac{0.014 r_{in}}{p\beta})^2 \frac{X_r}{\sin^3\theta}$$

と書ける。ここで σ は位置分解能、 r_{in}、 r_{out} は 2 層の半径、 X_r は内層の厚さ、 p は粒子の運動量 (GeV)、 θ は粒子の角度である。第一項は測定誤差によるもので、第二項は内層での多重散乱によるものである。この式から、分解能を良くするには r_{in} を出来るだけ小さく、 r_{out} を出来るだけ大きくとるのが良いことが分かるが、 r_{in} をあまり小さくするとバックグラウンドが増える事、 r_{out} をあまり大きくとるとコストが飛躍的に増える事などの制約がある。このような条件を考慮し、 r_{in}=2.5cm、 r_{out}=7.5cm と設定した。この時のインパクト・パラメーター分解能 δ は、図 2.2に示すように殆んどのパラメーター領域で 20μm 以下となる。

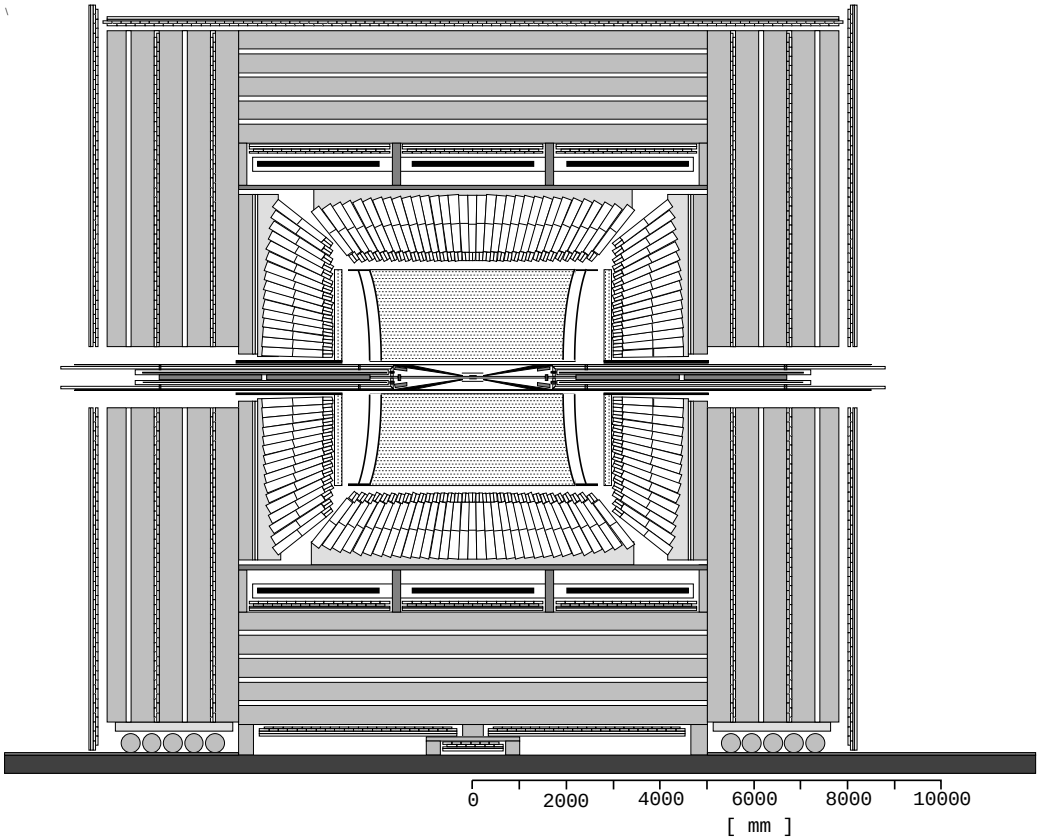

図 2.1: JLC 測定器の概略図

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
VTX (Vertex Detector)	Silicon CCD	Pixel Size ; 25 μm Number of Layers ; 2 layers Layer Position ; r=2.5cm & 7.5cm Thickness ; 500 μm / layer $\|\cos\theta\| < 0.95$	Position Resolution ; σ = 7.2 μm Impact Parameter Resolution δ [μm]; $\delta^2 = 11.4^2 + (28.8/p)^2 / \sin^3\theta$
CDC (Central Drift Chamber)	Small-cell Jet Chamber	Radius ; r = 0.3 - 2.3 m Length ; l = 4.6 m Number of Sampling = 100 $\|\cos\theta\| < 0.70$ (full sampling) $\|\cos\theta\| < 0.95$ (20 samplings)	Position Resolution ; σ_x = 100 μm (/ axial wire) σ_z = 2 mm (/ stereo wire) Momentum Resolution ; σ_{Pt} / Pt = 1.1x10^{-4} Pt $\oplus$ 0.1% σ_{Pt} / Pt = 5 x10^{-5} Pt $\oplus$ 0.1% (with vertex constraint)
CAL	Lead + Plastic Scintillator Sandwitch (Compensated)	EM part ; thickness = 29 Xo cell size = 10cm x 10cm HAD part ; thickness = 5.6 λo cell size = 20cm x 20cm Si Pad ; pad size = 1cm x 1cm $\|\cos\theta\| < 0.99$	Energy Resolution ; $\sigma_E / \sqrt{E}$ = 15% / $\sqrt{E}$ $\oplus$ 1% (e & γ) $\sigma_E / \sqrt{E}$ = 40% / $\sqrt{E}$ $\oplus$ 2% (hadron) Si Pad Position Resolution ; σ = 3 mm Si Pad e/π Rejection = 1/50
MUON	Single Cell Drift Chamber	Number of Superlayers ; 6 $\|\cos\theta\| < 0.99$	Position Resolution ; σ = 500 μm Pt > 3.5 GeV (barrel)

* All momentum and energy are expressed in [GeV].

表 2.1: JLC 測定器の諸性能

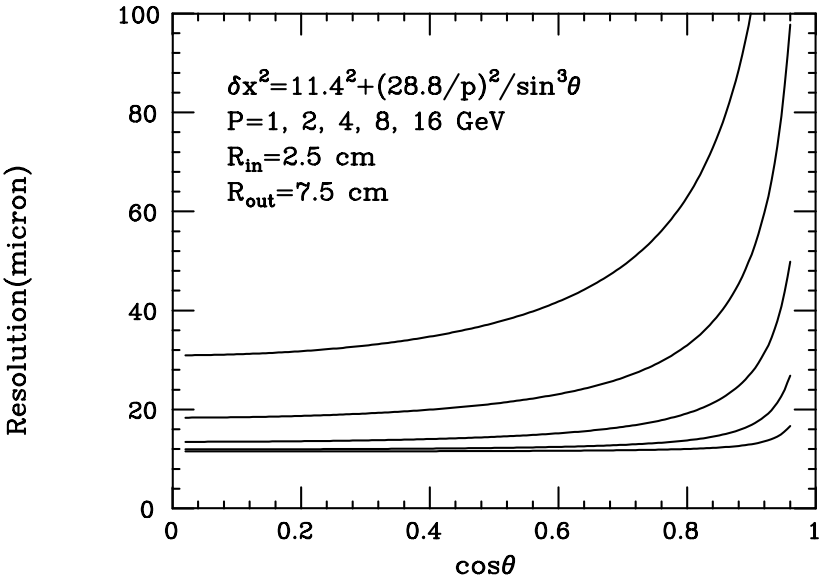

図 2.2: 運動量と角度の関数としてのインパクト・パラメーター分解能

2.2.2 CCD 測定器の動作

CCD は取り扱いの容易さを考えて、室温（０度以上）で動作させることを考える。一般に CCD を室温で動作させると大きな暗電流を生じ、これによるショットノイズは最小イオン化粒子（MIPS）の測定に対して深刻な問題となりうる。また暗電流の非一様性により出力ベースラインの変動を生じる。これらの問題は以下のようにして解決することが出来る。

1. ショットノイズは暗電流の積分値の統計的変動なので、読み出しを速くすることにより減らすことが出来る。

2. CCD の空乏層を厚くして信号を大きくすることによりノイズの影響を減らせる。

JLC においては衝突の繰り返しは 150Hz である。この衝突の間の 6.7msec の間 CCD を連続的に読みだし続けることにより、同一垂直軸上の各ピクセルは暗電流による電荷を同じ分量だけ蓄えることになるので、ベースラインの形は常にどの水平軸上でも等しい。従ってベースラインの非一様性は容易に補正出来る。暗電流の大きさを $5\mathrm{nA/cm^2}$ と仮定すると、ノイズは約 40 電子となるが、これは他の原因によるノイズと同程度である。空乏層の厚さは高抵抗シリコン（1kΩ 程度）を用いることにより、それほど暗電流を増やすことなく $30\mu\mathrm{m}$ 程度まで厚くすることが出来る。この場合 MIPS の飛跡に対して 2000 電子以上の信号を得ることが出来る。またもし将来格子欠陥のない高抵抗シリコンが得られれば、さらに厚い空乏層が得られる可能性がある。

CCD の面積は 6.7msec の間に読み出せるくらい小さくなければならない。もし現在のビデオカメラに用いられているのと同じ読み出し速度を仮定すると、6.7msec の間に $0.4\mathrm{cm^2}$ を読み出すことが出来る。バーテックス測定器は全部で $2400\mathrm{cm^2}$ の面積があるので、CCD の数は 6000 個となる。

各々のピクセルからの電荷は出力端まで転送され、チップ上の FET によって読み出される。出力信号は二重同期サンプリング回路によって処理され、FADC によってデジタル化される。

2.2.3 期待される性能

バーテックス測定器を用いて b クォークを選びだすには二つの方法がある。一つは B 中間子と D 中間子の連鎖崩壊を見つけて b クォークを同定する方法、もう一つは０でないインパクト・パラメーターを持つ飛跡が一定数以上あることをもって重いクォークが出来ているとする方法（重クォークタギング）である。後者は前者よりも容易でかつ効率も良いが、c クォークと b クォークをきれいに分けることは難しい。ここでは、前述したようなバーテックス測定器を仮定して、インパクト・パラメーターを用いた重クォークタギング法のモンテカルロシミュレーションを行った結果を述べる。まず、$\sqrt{s}$=90GeV で、$e^+e^- \to u\bar{u}$、$s\bar{s}$、$c\bar{c}$、$b\bar{b}$ による 2 ジェット事象を発生させ、荷電粒子

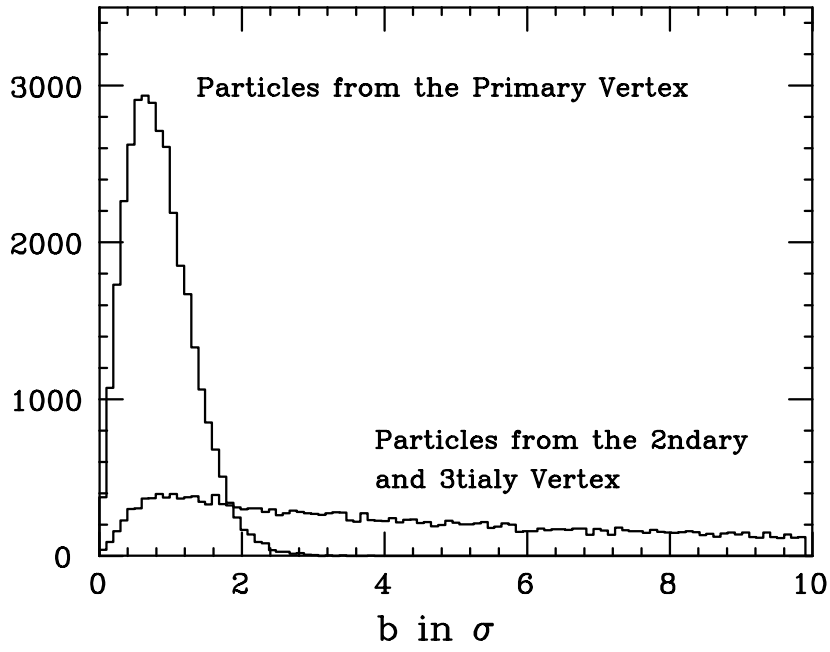

図 2.3: 衝突点、二次バーテックス、三次バーテックスからの粒子の三次元的インパクト・パラメーターの分布 (インパクト・パラメーター分解能 σ で規格化) 。

の飛跡をバーテックス測定器の位置分解能に応じてぼかす。重いクォークによるジェットを見つけるため、衝突点からずれて発生した飛跡を選び出す。もしジェット中に 2 本 (あるいは 3 本) 以上の $b/\sigma > \sigma_{cut}$ を満たすインパクト・パラメーターを持った飛跡があればそのジェットは重いクォークによるものと判定する。ここで b は三次元でのインパクト・パラメーター、 σ は前述の式を用いて運動量と角度から計算されるインパクト・パラメーターの分解能である。もし 2 本の飛跡の不変質量が K_S に一致する場合はこれらの飛跡は除外して考える。図 2.3に σ で規格化したインパクト・パラメーターの分布を、衝突点から発生した粒子、二次バーテックスからの粒子、三次バーテックスからの粒子について示した。また図 2.4には b、 c、 s クォークからのジェットのカット通過率を σ_{cut} の関数として示した。もし 2 本 (3 本) 以上の飛跡について $b/\sigma > 2.5$ を要求すると b クォークに対するカット通過率は $78\%(63\%)$ になる。これに対して軽いクォークでは約 $0.5\%(0.25\%)$ しかカットを通過しない。 c クォークについては b クォークよりも小さなインパクト・パラメーターを持つため通過率が低く、ある程度は c クォークを除去することが出来る。 $H \to b\bar{b}$ に対する W 対生成のバックグラウンドを取り除くという目的のためには、 $W \to c\bar{b}$ の崩壊が非常に小さな崩壊比しか持たないので、単なる重クォークタギングでも十分その目的を達することが出来る。一方、 $e^+e^- \to ZZ$ からのバックグラウンドについては $Z \to b\bar{b}$ の崩壊モードがあるために W 対生成ほどは取り除けないが、 ZZ 生成

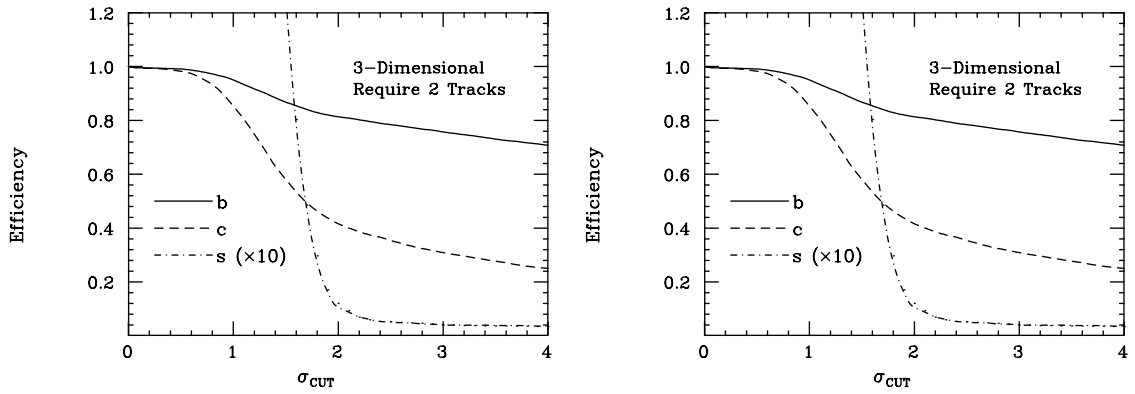

図 2.4: σ_{cut} の関数としての s、 c、 b クォークジェットのタギング効率。

断面積が WW 生成断面積よりもかなり小さいためそれほど厳しく除去する必要はない。この場合、少なくとも一本のジェットが 3 本以上の大きなインパクト・パラメーターを持つ飛跡を含むことを要求すると ZZ 反応は 24% に落とすことが出来、この時の ZH 反応の検出効率は 86% である。

2.2.4 バックグラウンド

JLC におけるバックグラウンドは、ストレージ・リングにおけるものとはかなり異なっている。主なバックグラウンドはビーム・ビーム相互作用で作られた e^+e^- 対が最終収束Q電磁石の前面を叩いた時に発生する光子であるが、ビームラインの近くに置かれたバーテックス測定器に対しては e^+e^- 対そのものもバックグラウンドとなりうる。発生したバックグラウンド光子はマスクの開口部を通り直接バーテックス測定器の内層に、またマスクやビームパイプで散乱してバーテックス測定器の外層へと入射する。今最悪の場合を考えて、マスクから洩れ出た光子に直接バーテックス測定器がさらされると仮定すると、バーテックス測定器のバックグラウンド光子によるヒット数 N_{bg} は

$$N_{bg} = N_p V_p \lambda I$$

と書ける。ここで N_p はピクセルの総数、V_p はピクセルの体積 ($= 25 \times 25 \times 50\ \mu\mathrm{m}^3$)、λ はシリコン中での光子の減衰率 ($200\mathrm{keV}$ の光子に対して $0.3/\mathrm{cm}$) である。I は入射する光子のフラックスで、Q電磁石に当たる e^+e^- の数を $\sim 5 \times 10^6$、e^+e^- が光子をだす変換率を 1、Q電磁石とバーテックス測定器との距離を $2\mathrm{m}$ とすると、$I = 5 \times 10^6 \times (2\pi \times 200^2)^{-1} \sim 20$ となる。これらを代入すると $N_{bg} = 75$ となり、無視出来るくらい小さい。

2.3 中心飛跡測定器

2.3.1 概要

中心飛跡測定器は測定器の中でも中心的役割を果すが、特にヒッグス粒子の探索においては極めて高い運動量分解能とカロリメーターとの対応付けが要求される。また測定器はビーム・ビーム相互作用から予想される高いバックグラウンドに耐えなければならない。以下において小ジェットセル型の円筒形ドリフトチェンバー (以下 CDC と略す) が、現在利用出来る技術を用いて要求される性能を満たしうることを示す。

2.3.2 要求される性能

運動量分解能に対する最も厳しい要求は、$e^+e^- \rightarrow ZH$ の反応でつくられた Z がレプトン対に崩壊した時の、レプトン対から計算される質量欠損の分解能から課せられる。測定誤差がビームのエネルギーの広がりよりも十分小さいことを要求すると、運動量分解能は $50\mathrm{GeV}$ の粒子に対して 0.4% よりも良い必要がある。もしこれが達成されれば、運動量分解能は $5\mathrm{TeV}$ の粒子に対してその電荷を判別出来るくらい良い。

横方向の運動量 P_t の逆数 $\kappa = 1/P_t$ に対してその分解能 σ_κ は

$$\sigma_\kappa^2 = \left(\sigma_\kappa^{meas}\right)^2 + \left(\sigma_\kappa^{MS}\right)^2$$

で与えられる。ここで右辺第一項は位置測定の誤差、第二項はチェンバーガスでの多重散乱によるものであり、各々

$$\begin{aligned} \sigma_\kappa^{meas} &\simeq \left(\tfrac{\alpha\sigma_x}{BL^2}\right)\sqrt{\tfrac{720}{n+4}} \\ \sigma_\kappa^{MS} &\simeq \left(\tfrac{\alpha C}{BL}\right)\sqrt{\tfrac{10}{7}\left(\tfrac{X}{X_0}\right)}\ \cdot\kappa \end{aligned}$$

と書ける。ここで $\alpha = 333.56$ ($\mathrm{cm}\cdot\mathrm{T}\cdot\mathrm{GeV}^{-1}$)、$C = 0.0141$ (GeV)、L は測定される飛跡の長さ (cm)、B は磁場の強さ (T)、$\left(\frac{X}{X_0}\right)$ は輻射長で表したチェンバーガスの厚さ、n は測定点の数である。各パラメーターとして L=200cm、B=2Tesla、$\sigma_x = 100\mu$m、n=100、X/X_0=1.1% (CO_2- イソブタン) を用いると、

$$\left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)^2 = (1.1 \times 10^{-4} \cdot p_T[GeV])^2 \ + \ (1.5 \times 10^{-3})^2$$

となるが、これは殆んど目標性能に近い。これに衝突点座標拘束もしくはバーテックス測定器による座標情報を加えるとどれだけ分解能が向上するかを見るために、多重散乱についてもう少し詳しく計算する。測定器の物質としては

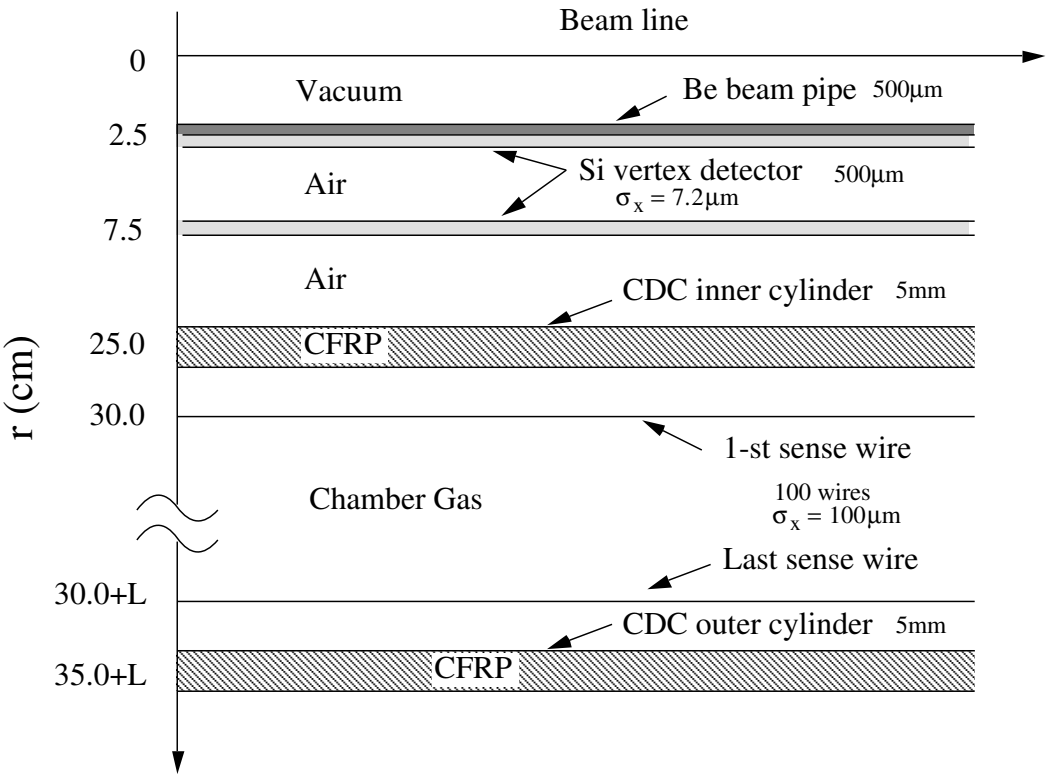

図 2.5: 測定器の物質量の配置

Material	X_0^{-1}(%/cm)
Be	2.8
Si	10.7
CFRP	3.0
Air(1atm)	0.0035
CO_2/C_4H_{10}(90/10)	0.0055

表 2.2: 測定器の材質の単位厚さ当たりの輻射長厚

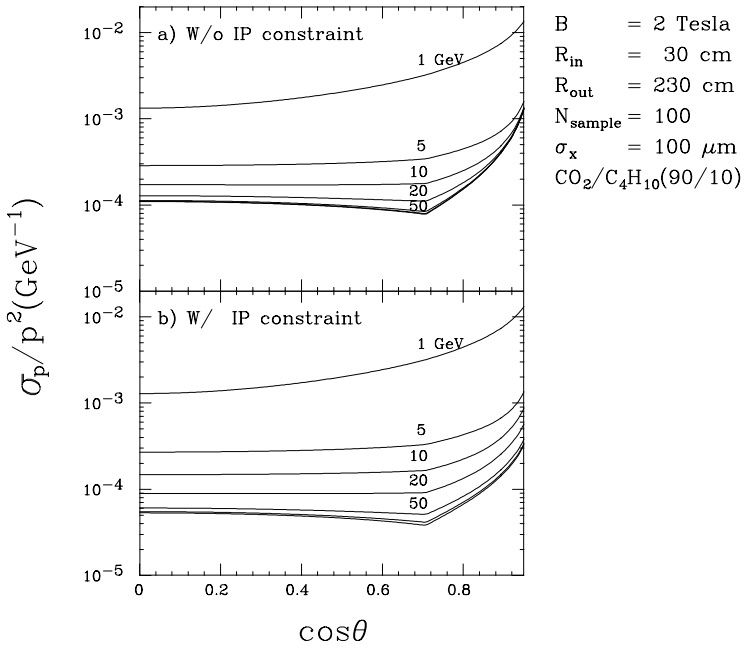

図 2.6: CDC の運動量分解能。 a) は衝突点座標拘束をしない場合、 b) はした場合

図 2.5に示す配置を考える。表 2.2に用いる材質の単位厚さ当たりの輻射長厚を示した。これらの物質を考慮に入れて計算した運動量分解能を図 2.6に示す。 a) は衝突点座標拘束を行わない時のもの、 b) は行った時のものである。衝突点座標拘束を行うことにより運動量分解能はほぼ 2 倍良くなり、要求される条件を十分満たすようになる。またバーテックス測定器を飛跡再構成に用いると衝突点座標拘束と同程度の改善が得られる。

ジェットの不変質量を精度よく求めるためには CDC の飛跡とカロリメーターのクラスターの間に正しく対応を付けることが重要である。カロリメーターでは 1cm×1cm のシリコンパッド測定器を用いてシャワーの位置を測定するので、 CDC の飛跡のカロリメーター上での位置はこれよりも良い精度で決定したい。円周方向の位置については問題なく達成出来るので、 z 方向の位置精度について考える。 CDC とカロリメーターの間には CFRP でできた CDC の外壁 (0.5cm) が存在するがそれほどの物質量ではなく、実際 5GeV 以上の粒子に対しては多重散乱の影響はほとんど無い。計算によれば 7 層のステレオ層が各々 1mm の z 位置精度を達成できればカロリメーターの表面まで延長した飛跡の z 位置精度も 1mm の精度が達成出来る。

質の良い飛跡再構成を行うためには 2 本の近接した飛跡を分離出来る分解能が重要である。この性能を 250GeV の W 粒子が崩壊して出来る粒子を用いて調べた。これによるともし 1mm 以下しか離れていない 2 個のヒットは区別できないとすれば、最内層においては 5%、最外層においては 1% のヒットが 2 個のヒットを分離することに失敗することにより失われる。この程度の損失は飛跡再構成にほとんど影響を及ぼさないので、 1mm の近接ヒット分離能が達成できればよい。 1mm は時間にして 100ns に相当するが、計算によれば信号のすそは立ち上がりから 100ns 後には約半分に減少しているので容易に識別できる。従って、 1mm の近接ヒット分離能は十分達成可能である。

JLC のビームはマルチバンチ構造を持っており、各々のヒットはそのヒットを発生したバンチに固有の T_0 を持っている。このため CDC は各飛跡についてそれ自身で T_0 を決められなければならない。これは以下のようにして行われる。まずワイヤーからヒットまでの距離は約 100 個 (バンチ数) だけの異なった T_0 に対してそれぞれ与えられる。これらに対して飛跡再構成を行い最小の χ^2 を与える T_0 を採用する。ガスのドリフト速度 10μm/nsec に対して 100μm の位置分解能を得るためには、各ヒットに対して 10nsec の精度で時間測定を行わなければならない。この時 1 飛跡には 100 個の測定点が有るから飛跡に対しては約 1nsec の時間測定精度が期待でき、 1 トレイン中の各バンチを分けることが出来る。

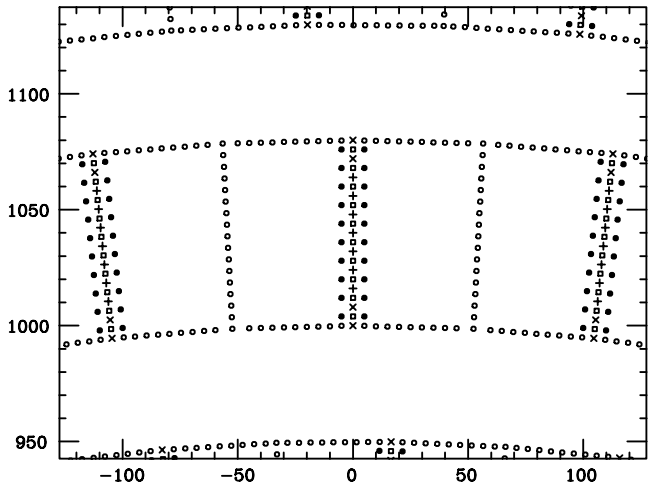

図 2.7: CDC のセルのワイヤー配置

2.3.3 バックグラウンド

ビーム・ビーム相互作用によるコヒーレント及び非コヒーレントな QED 過程により、一次バックグラウンドとして電子・陽電子が発生する。これらはQ電磁石の前面やマスク等に衝突して二次バックグラウンド光子を発生する [1]。これらの光子のエネルギースペクトルは約 100keV に幅広いピークを持つとともに、 500keV には対消滅による鋭いピークが存在する。計算によると $\sqrt{s}$=500GeV においては 1 衝突当たり約 10^4 個の光子が CDC に飛び込むことになる。これにチェンバーガスやワイヤーでの反応断面積をかけてやると、ワイヤー 1 本当たりの平均ヒット数は最内層で 0.06、最外層では 0.01 以下となる。この程度のバックグラウンドは飛跡再構成にほとんど影響を及ぼさない。

ミニジェットと呼ばれる二光子過程からのハドロニック・バックグラウンドも JLC においては問題となる [2]。$\sqrt{s} = 500$GeV においては CDC のアクセプタンス内での平均ミニジェット・エネルギーは約 2.5GeV で、平均粒子数は 5 個である。横方向運動量が 1 GeV 以上のミニジェットの数は 1 衝突当たり 1∼20 と見積もられているが、 CDC は異なるバンチを分けられる時間分解能を持っているので、ミニジェットバックグラウンドはほとんど問題とならない。

2.3.4 チェンバーの配置とセルの構成

前述のように小ジェットセル型円筒形ドリフトチェンバーは要求される条件を全て満たすことが出来る。このチェンバーの構造について詳しく述べる。

チェンバーは小ジェットセルを層状に積み重ねたスーパーレイヤー構造をとる。スーパーレイヤー 1 層の厚さを 8cm、層間の間隔を 5cm とすると飛跡長を 200cm とるという条件から層の数が決まり、 8 層のアクシャル・スーパーレイヤーと 7 層のステレオ・スーパーレイヤーの合計 15 層をとることが出来る。ここで層間の間隔はステレオ角によって決まるが、ここでは z 位置精度 1mm を得るため 100mrad とした。

図 2.7にセルの構成を示す。 1 個のジェットセルには 8mm 間隔で 7 本のセンスワイヤーがあり、その間にはポテンシャルワイヤーが張られている。センスワイヤーは 30μmϕ のタングステンで +2.5kV の電圧がかけられる。ポテンシャルワイヤーは 150μmϕ のアルミニウムで、接地される。ポテンシャルワイヤーから 5mm 離れてグリッドワイヤーが張られ、 −0.5kV の電圧がかけられる。これは等ドリフト時間線の形を整えるとともに静電気力によるセンスワイヤーの位置のずれを小さくする働きがある。また異なるスーパーレイヤーのセンスワイヤー平面が同一平面上にならないようにセルの位置は左右にずらしてある。

電場計算プログラムを用いてこのワイヤー配置における性能を CO_2- イソブタン (90:10) について行った。このガスの 2 テスラにおけるローレンツ角は約 15 度である。図 2.8に等ドリフト時間線を示す。計算によれば最初の 5nsec の時間幅に約 10 個の電子がセンスワイヤーに到達する。従って、しきい値を数電子程度に合わせておけば要求される 10nsec の時間分解能を達成出来る。

CDC は z 軸方向に 4.6m と長いため、ワイヤーの重力による垂れ下がりは無視できない。この重力による変位と

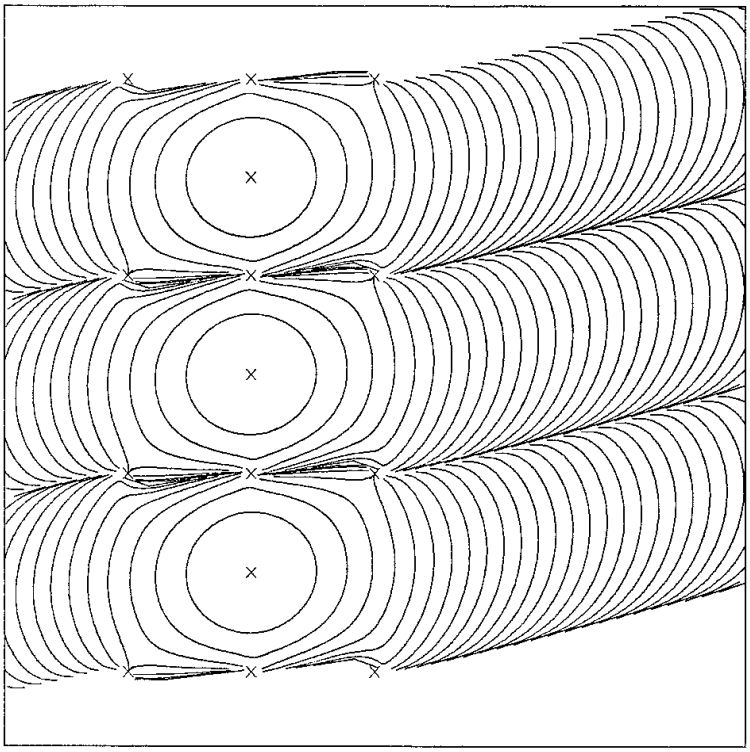

図 2.8: 等ドリフト時間線

静電力による変位を最小にするため、センスワイヤーの張力を 145g、他のワイヤーの張力を 500g とした。これによりすべてのワイヤーの重力による変位を等しく 250μm にすることが出来る。この時のセンスワイヤーの静電力による変位は $25\sim54\mu$m である。またチェンバー端板の加工精度は約 10μm である。

ジェットセルの総数は 1200 で、ワイヤーの総数は約 115000 本である。全ワイヤーの張力は約 50t であるが、これは 5mm 厚の CFRP の外筒と 25mm 厚のアルミの端板で十分支えることが出来る。

2.3.5 エレクトロニクス

CDC の読み出しにはスイッチングキャパシタを用いた高速サンプルアンドホールドによる波形読み出しを行う。10nsec の時間分解能を得るため、時間幅は 5nsec、即ち 200MHz のサンプルレートとする。また奥行を 1024 ワード確保し、 5cm のドリフト長をすべて覆う。パルスのタイミングは 1 ビン幅の数分の一で決められるので [3]、サンプリング化による位置分解能の劣化は $\sim20\mu$m 程度で無視出来る。

2.4 カロリメーター

2.4.1 概要

JLC におけるもっとも重要な目的は中間質量のヒッグス粒子の探索と研究である。このようなヒッグス粒子は Z 粒子を伴った生成反応 $e^+e^- \to ZH$ で Z 粒子がレプトン対に崩壊する過程においてもっとも明快に測定される。しかしこの過程は全崩壊のわずか 7% しかなく、 70% もの崩壊比をもつ Z 粒子のクォーク対への崩壊を検出すること、すなわちジェットを精度良く測定することが重要である。この場合には W 対生成及び Z 対生成が大きなバックグラウンドとなりうる。 W 対生成はバーテックス測定器を用いた b タギングによって効率よく取り除くことが出来る。これに対して $Z \to b\bar{b}$ の崩壊は 2 ジェット不変質量分布によってのみ $H \to b\bar{b}$ と区別されうるため、高精度で 2 ジェットの不変質量を測定出来ることが測定器に対する不可欠な条件となる。

図 2.9に標準測定器を仮定してシミュレートした $e^+e^- \to ZH$ 反応における 2 ジェット不変質量分布を示す。標準測定器の性能を設定する際に W と Z がその不変質量によって分けられることを条件の一つにおいたが、図に見ら

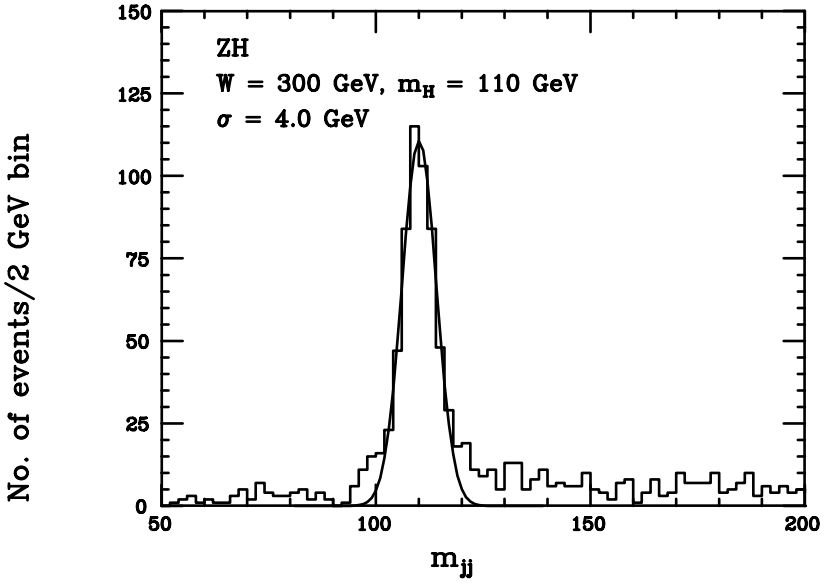

図 2.9: $e^+e^- \to ZH$ 反応における 2 ジェット不変質量分布

れるように分布の幅 σ は約 $4\mathrm{GeV}$ であり、その条件はぎりぎりながら満たされていると言える。

2.4.2 構成

中性ハドロン粒子に対しても良いエネルギー分解能を得るため、鉛とプラスチックシンチレータを用いた補償型のカロリメーター構成をとる。また、より良いエネルギー分解能とハーメティシティを得るため、カロリメーター全体はソレノイドの内側に置く。このカロリメーターの構成を図 2.10に示す。カロリメーターは細かいサンプリングの電磁カロリメーター (ECAL) と粗いサンプリングのハドロンカロリメーター (HCAL) から構成され、各々 $29X_0$ 及び $5.6\lambda_0$ の厚さを持つ。また ECAL の最初の $4.3X_0$ の後ろにはシリコンパッド測定器が置かれている。ここで X_0 及び λ_0 はそれぞれ輻射長及び相互作用長を示す。

ECAL は $4\mathrm{mm}$ 厚鉛板 40 層と $1\mathrm{mm}$ 厚プラスチックシンチレータ 40 層を互い違いにサンドイッチした構造を持つ。厚さは合計で $29X_0$ あり、 $250\mathrm{GeV}$ の電子シャワーを漏らさず捕まえることが出来る。 EGS シミュレーションによれば [4] この構造でエネルギー分解能の統計項について

$$\sigma_E/E = 15\%/\sqrt{E} \oplus 1\% \tag{2.1}$$

を達成することが出来る。ここで $\oplus 1\%$ の系統誤差は目標値である。セグメントサイズは $10\mathrm{cm}\times 10\mathrm{cm}$ でシャワーの位置を計算するには大きすぎるため、シリコンパッド測定器が組み込まれる。反応による粒子のカロリーメーター前面に於ける密度は低いので、一個のセグメントに複数の粒子が入射する確率は十分小さい。

HCAL は $8\mathrm{mm}$ 厚鉛板 120 層と $2\mathrm{mm}$ 厚プラスチックシンチレータ 120 層を互い違いにサンドイッチした構造を持つ。 HCAL と ECAL を合わせた厚さは $6.5\lambda_0$ あり、 $20\mathrm{GeV}$ の π のエネルギーの 98% を捕まえることが出来る。この構成により、ハドロンシャワーに対して

$$\sigma_E/E = 40\%/\sqrt{E} \oplus 2\% \tag{2.2}$$

のエネルギー分解能を達成することを目標とする。セグメントサイズは $20\mathrm{cm}\times 20\mathrm{cm}$ で、 $10\mathrm{GeV}$ の π がその中心に入射した時そのエネルギーの 75% が中心のセグメントに与えられる [5]。

シンチレータからの光は HCAL セグメントの両サイド及び ECAL セグメントの片側に置かれたウェーブレングスシフター (WLS) によって集められる。光量の入射位置依存性はシリコンパッドの情報を用いて補正される。 WLS 板の最後端にはフォトダイオード等の読みだしデバイスが取り付けられる。カロリメーターからの光量は、読みだしデバイスへの到達光子数にして $1\mathrm{GeV}$ シャワーあたり約 2000 個あり、光電子増倍管 (PMT) を用いれば問題なく読

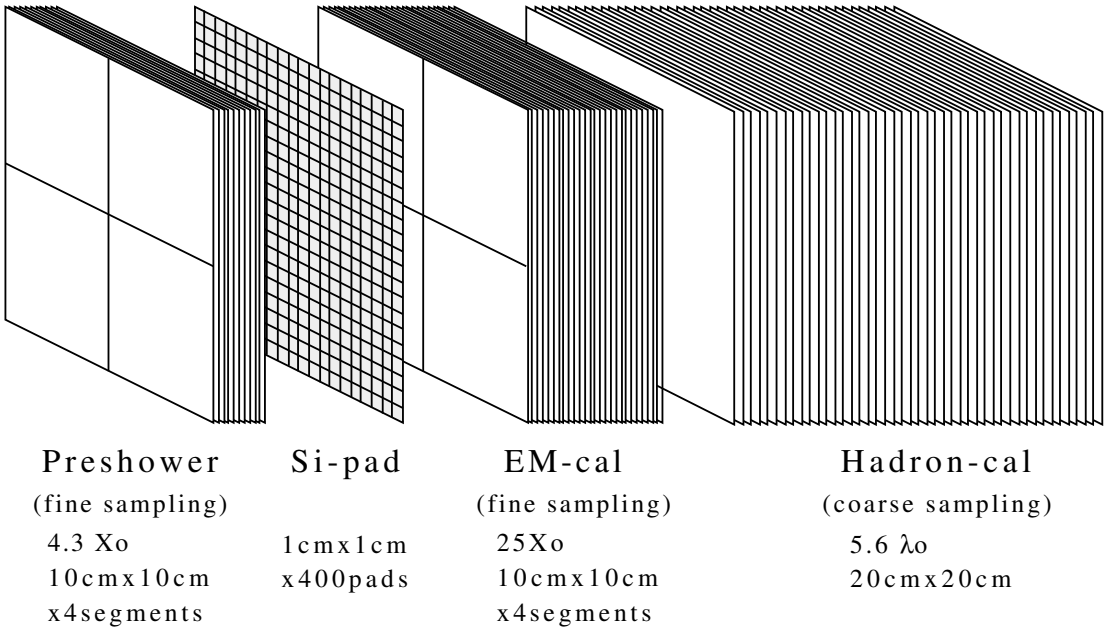

図 2.10: サンドイッチカロリメーターモジュールの概略

み出せる量であるが、現在のところ 2 テスラの磁場中で動作する PMT は存在しない。このため現在 2 テスラ下でも働く PMT やアバランシェ・フォトダイオード、ハイブリッド PMT 等の R&D が進められている。

ECAL の最初の $4.3X_0$ の後ろにはシリコンパッド測定器が置かれ、シャワー位置の測定と電子識別を行う。パッドの大きさとしては $1\mathrm{cm}\times1\mathrm{cm}$ を想定しているが、より大きなサイズでも機能するかどうか検討中である。このシリコンパッド測定器と ECAL、 HCAL 及び CDC から求めた運動量を組み合わせることにより電子測定効率 90% においてパイオンを $1/50$ に抑えることを目標とする。

カロリメーターはタワー構造をしており、各タワーは少しオフセットされて衝突点方向を向く。バレル部は内半径 $2.5\mathrm{m}$、外半径 $4.0\mathrm{m}$、長さ $6\mathrm{m}$ の円筒形に配列され、約 2500 タワーから構成される。各タワーは約 $600\mathrm{kg}$ の重量があり、全体で $1500\mathrm{t}$ の重量となる。この重量は図 2.11に示すように半円筒形のサポートにより支えられる。この半円筒形サポートは $10\mathrm{cm}$ 厚のステンレスでできており、鉄の構造体から 4 点で支えられる。この 4 点支持のため、ソレノイドコイルは 3 分割される。この支持法によるサポートシリンダーのカロリメーター重量によるたわみは $10\mu\mathrm{m}$ 以下に抑えられる。

エンドキャップ部は外半径 $4\mathrm{m}$、内半径 $0.35\mathrm{m}$、厚さ $1.5\mathrm{m}$ の円盤状で、バレル部と同様の構造を持つ。各エンドキャップは約 1250 タワーからなり、約 $640\mathrm{t}$ の重量がある。

2.4.3 エレクトロニクス

カロリメーターからの信号は測定器上に置かれるプリアンプで増幅されて測定室へ送られる。信号のダイナミックレンジは約 $100\mathrm{MeV}$(MIPS の ECAL へのエネルギーデポジットよりも十分低い値) から約 $250\mathrm{GeV}(\sqrt{s}{=}500\mathrm{GeV}$ でのバーバー散乱) にわたるが、これは通常のバイリニア $12\mathrm{bit}$ADC で読み出せる範囲である。信号のチャンネル数は ECAL で $20\mathrm{k}$、 HCAL で $5\mathrm{k}$ であり、 FASTBUS 等の通常のデータ収集系でも十分対応出来る。

シリコンパッド測定器のチャンネル数は 2×10^6 チャンネルにのぼる。このため各タワー内にアナログマルチプレクサを置き、 400 チャンネル分のデータをシリアルに転送する。これらはデータ圧縮されてデータ収集系に取り込まれる。

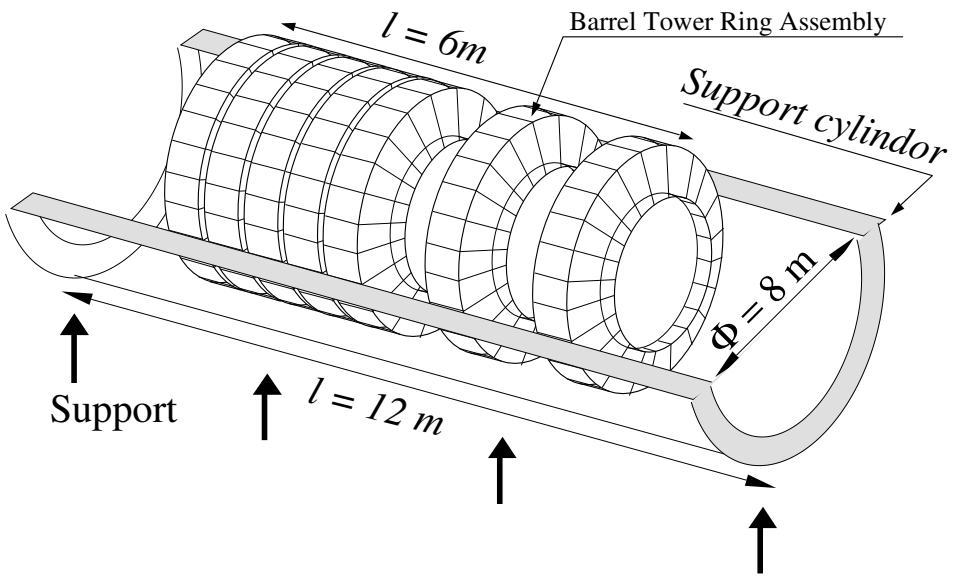

図 2.11: 半円筒形のサポートによるカロリメーターの支持法の概略

2.5 ミューオン測定器

2.5.1 概要

ミューオン測定器はミューオンの同定を行うだけでその運動量を測定する必要はない。このためミューオン測定器に対する要求はかなり単純である。CDC は非常に良い運動量分解能の持つため、ミューオン測定器のヒットと CDC の飛跡とを繋ることが出来さえすれば、ミューオンの運動量を知ることが出来る。このためミューオン測定器における各測定点の位置精度はさほど重要ではなく、ミューオンの飛跡に沿って多くの測定点があることが重要である。また宇宙線除去のため時間測定は必要であるが、衝突のデューティファクターが低いため高精度の時間測定は必要としない。

ミューオンは多くの場合新粒子探索における最も明快な信号であるため、立体角を出来るだけ広く覆うとともに隙間のないように配置されなければならない。

2.5.2 構成

前述の条件を満足させるため、図 2.12に示すようなシングルセル・ドリフトチェンバーのスーパーレイヤー 6 層と 1 層のプラスチックシンチレータからなる構成を採用する。図に示したような構成により、$|\cos\theta| < 0.99$ の部分を隙間なく覆うことが出来る。

バレル部においては最内層と最外層のスーパーレイヤーは各々鉄構造体の内側と外側に置かれ、$xx'yy'$ のワイヤー構成の 4 層で φ 座標と z 座標を測定する。残りのスーパーレイヤーは鉄構造体にサンドイッチされ、xx' のワイヤー構成で φ 座標のみを測定する。各層はシングルセルのドリフトチェンバーから構成され、セルの大きさは 10cm×5cm、ワイヤー長は 10m となる。この長いワイヤーのサグを抑えるため中間にワイヤーサポートを取り付ける。直径 100μm のタングステンワイヤーを 600g の張力で張ると約 450μm のワイヤーのたわみを生じ、これが測定器の位置分解能を決める。

エンドキャップ部のミューオン測定器はバレル部と同様のスーパーレイヤー構造をとるが、鉄構造体にサンドイッチされる 4 層のスーパーレイヤーは 2 層が xx' で残りの 2 層が yy' となる。ワイヤー長は最も長いところで約 15m となるため、ワイヤーサポートは 2 ケ所必要となる可能性もある。

全チャンネル数はバレル部が約 7700、エンドキャップ部が各々 2400 チャンネルで、通常の TDC やデータ収集系で十分対応可能である。

カロリメーターによるエネルギー損失が大きいので、ミューオン測定器によりミューオンと同定されるためには、ミューオンは約 3.5GeV 以上の運動量を持つ必要がある。これ以下の運動量のミューオンについてもカロリメーター

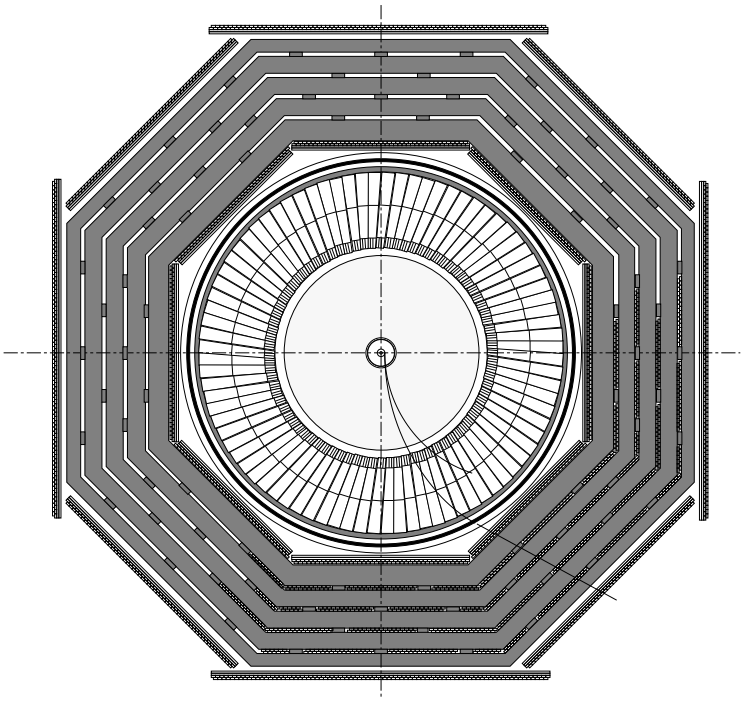

図 2.12: ミューオン測定器の配置

と組み合わせることによりある程度は識別出来る可能性があるが、その検討は今後の課題である。またミューオン測定器に対するビームライン起源のミューオン・バックグラウンドについてもこれからの検討課題である。

2.6 超伝導ソレノイド電磁石

2.6.1 概要

超伝導ソレノイド電磁石はカロリメーターの性能上の要請によりカロリメーターの外に置かれる。このため直径 9m、全長 10m の大きさになり、またカロリメーターを支えるための構造体を組み込むため図 2.13のような 3 分割構造となる。3 分割された各々はそれぞれクライオスタットに納められる。コイルは 2 層巻で、中心部が 257 巻に対して両端部は 278 巻から成り、外縁付近での磁場の低下を防ぐようになっている。

磁場の強さは CDC の運動量分解能を向上させ、またバックグラウンドを除去するため 2 テスラに設定する。この強くかつ一様な磁場を得るため、鉄からなるリターンヨークは比較的厚くなり、約 11500t にも達する。これにより図 2.14に示すように CDC 付近では $\pm 0.6\%$ の磁場の一様性が得られる。

ソレノイドのインダクタンスは 5.5H で、 20kA の電流で 2 テスラまで励磁した時の全蓄積エネルギーは 1.1GJ となる。

2.6.2 冷却系

液体ヘリウムによる冷却方法には大別して浸漬冷却と二相流冷却がある。JLC 測定器のソレノイドを浸漬冷却で冷却するには約 $15000l$ の液体ヘリウムを必要とするが、これだけ多量のヘリウムをクエンチ時に循環系に取り込むのは不可能なので、大気中に放出せざるを得ない。しかし実験室内に放出すると窒息の危険があるため地上まで導いて放出する必要があるが、これだけ大量のヘリウムを地下深い実験室から地上まで速やかに送り出す排気システムを作ることは容易ではない。したがって JLC ソレノイド冷却系としては二相流冷却を採用するのが良い。二相流冷却においては液体ヘリウムの持つ潜熱を利用出来るためヘリウムの量が少量で済み、二相流を直接コイルに流すことにより約 $500l$ で冷却可能である。

ソレノイドのクライオスタットの概略を図 2.15に示す。コイルを取り囲む熱シールドは 2 層あり、各々冷凍機からのヘリウムガスにより 20K と 80K に保たれる。コイルでのヘリウムの圧力低下を $0.2\mathrm{kg/cm^2}$ 以下に抑えてヘリウ

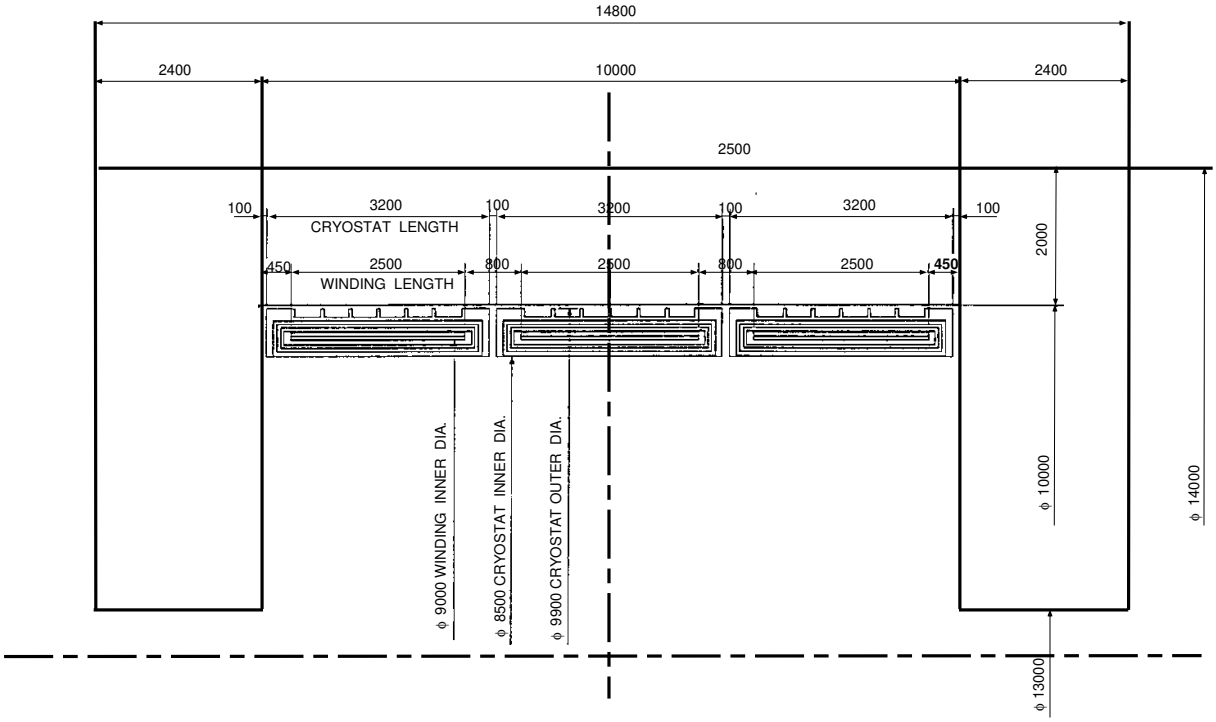

図 2.13: 超伝導ソレノイドの構造

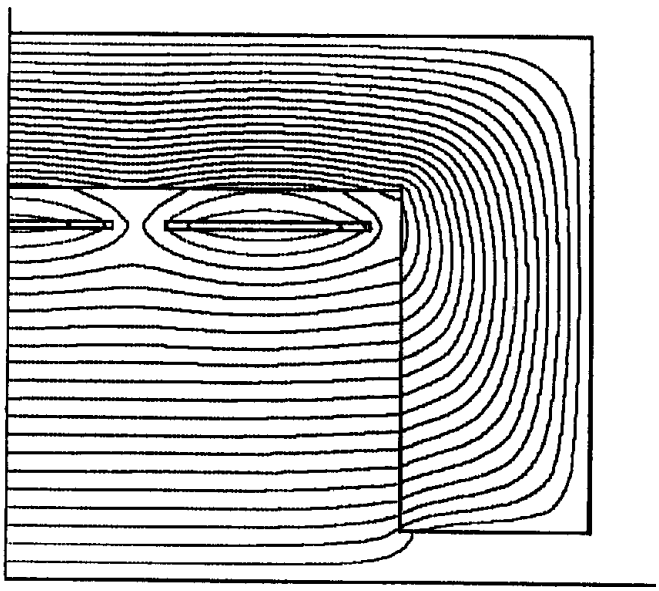

図 2.14: 磁力線の分布

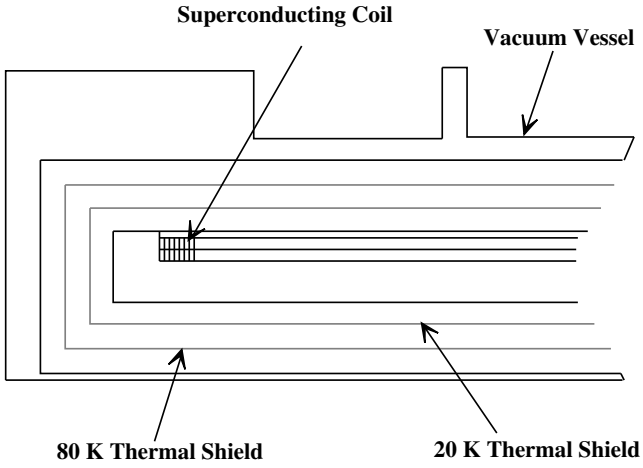

図 2.15: クライオスタットの概略

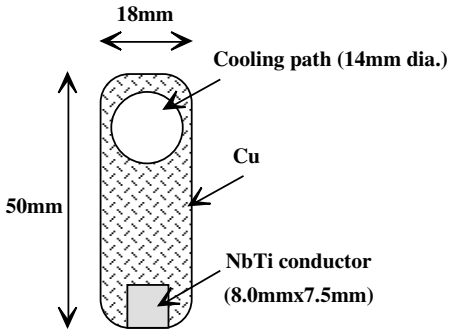

図 2.16: 超伝導コイルの概略

ム量を減らすため、 20K の熱シールドは非常に重要である。

全熱負荷は 4.2K において約 330W であり、 500W 程度の中規模冷凍機で十分冷却出来る。

2.6.3 超伝導体

コイルは Nb/Ti フィラメントと銅フィラメントの複合体で、機械的な取り扱いやすさを考慮して銅 / 超伝導体比を 2 とした。図 2.16に示すようにこのフィラメント束を銅のスタビライザーに取り付け、スタビライザーに冷却ヘリウムを循環させる。コイル入口でのヘリウム圧力を $0.3\mathrm{kg/cm^2}$ とし、温度勾配を 0.5K に仮定すると電流 20kA、温度 5.0K での運転が可能である。この超伝導体の磁場 3 テスラ、温度 5.0K における臨界電流は 40kA であり、運転電流はこれより十分小さい。

ソレノイドがクエンチした時のスタビライザーの電流密度は $25\mathrm{A/mm^2}$ となるが、これによる温度上昇は 80K 以下であり、局所的な機械的歪みは十分小さい。

2.6.4 エネルギー取り出し系

ソレノイドのクエンチ時にはソレノイドに蓄えられたエネルギーを安全に外部に取り出す必要がある。 3 分割されたソレノイドは 3 個に共通な 1 個のダンプ抵抗に繋げられる。 3 個のソレノイドのうち 1 個のみがクエンチした場合でも 3 個すべてのエネルギーがその 1 個のダンプ抵抗に吸収される。これはソレノイド間及びソレノイドと鉄との間の力のバランスを崩さないためである。ダンプ抵抗は 0.1Ω で、エネルギー吸収時の最大電圧は 2kV である。

2.7 バックグラウンド及びマスク系

2.7.1 概要

JLC におけるバックグラウンドとしては主に三種類考えられる。それらは、(1) ビームがコリメーターに衝突する際に電磁相互作用によってつくられる高エネルギー・ミューオン、(2) ビームが電磁石、特に最終収束系を通る時に発生するシンクロトロン輻射、(3) 衝突点においてビーム同士が衝突する時につくられる e^+e^- 対の 3 つである。加速器の衝突パラメーターはルミノシティを最大に保ちつつこれらのバックグラウンドを最小とするような最適パラメーターに設定されるが、発生したシンクロトロン輻射や e^+e^- 対をさらに減少させるために、衝突点にはマスク系が設置される。マスク系はビーム軸から $\pm 6\sigma_x$ もしくは $\pm 35\sigma_y$ 以内にある電子・陽電子から放出されたバックグラウンド光子をすべて遮蔽して測定器に入れないように設計された。ここで σ_x、σ_y はビームの大きさであり、ビームは $\pm 3\sigma$ までのガウス分布が 1% の平坦なすその上にのっていると仮定した。

実際の運転においてバックグラウンドのシンクロトロン輻射が異常に大きい場合には次の 2 つの原因が考えられる。即ち (1) ビームの芯の部分のエミッタンスが大きいか (2) すその広がりが大きいかである。(1) の場合にはもしエミッタンスが容易に下がらない時は β^* を大きくしてシンクロトロン輻射の横方向の広がりを少なくして実験をすることになる。(2) の場合にはもしすそを減らすことができなければビームのコリメーターの再配置が必要となる。両者は同時に起こりうるので対策としてはエミッタンスの改善、ビーム光学系の再調整、ビームのすその改善、コリメーターの再配置等を組み合わせて行わなければならない。

金属スリットを用いたビームコリメーターからは高エネルギーのミューオンが発生する。これらのミューオンはビームラインに沿って飛来して測定器を貫通し、カロリメーター等に大きな信号を出すため、トリガー系やデータ解析の障害の原因となる。このミューオンの量はコリメーターの大きさや下流のビームラインの配置に依存するため、ビームのすそを切るためのコリメーターの配置に際しては注意が必要である。

以下の節においては、これらのバックグラウンドの処理の仕方について述べる。

2.7.2 ミューオン

ビームのすそを生じる機構がまだ良く分かっていないため、どれだけのミューオンがコリメーターで発生するのかを予想することは難しい。もしビームにすそが無ければ、即ちガウス分布のビームであればミューオンバックグラウンドは存在しない。

電子 1 個から作られるミューオンの数は、MUON89[6] のコードを用いると電子のエネルギーの関数として計算出来るが、それはおおよそ次式で表される。

$$N_\mu = 3.9(2.3) \cdot 10^{-4} \cdot E_e(\mathrm{GeV})/250 \quad \text{ただし} \quad \mathrm{E}_\mu > 2(5)\mathrm{GeV}. \tag{2.3}$$

ここで N_μ は発生するミューオンの数、E_e は電子のエネルギー (GeV)、E_μ はミューオンのエネルギーである。JLC の場合コリメーターにあたる電子数が $\sim 10^{10}$ 個 / バンチ $\times$ 72 バンチ $\times$ 0.01(ビームのすそは 1% とする) なので、2(5)GeV 以上のミューオンは $2.8(1.7)\times 10^6$ 個発生すると予想される。典型的なミューオンの発生角度は $\theta_\mu = m_\mu/E_\mu$ であるから、100GeV のミューオンに対して約 1mrad となる。コリメーターは衝突点から約 1km 上流にあるので、これらのミューオンは測定器上に広がって入射する。低エネルギーのミューオンについては 10m 程度のコンクリートで容易に止めることが出来る。これらのバックグラウンドを低減させるため、JLC においては最終収束系にコリメーター (30 輻射長) 、ミューオン減衰器 [7]、及び大角度偏向電磁石を設ける。

ビームがコリメーターを透過する確率は主にエッジ散乱によって決まり、R.Nelson によれば [8] 約 10^{-4} と計算されている。JLC におけるコリメーションは 2 回コリメーションと呼ばれるもので、ビームはその位相空間 (x、x'、y、y'、E) において少なくとも 2 回コリメーションされる。従ってコリメーションセクションの直下流においてはほとんどすそは存在しないと期待される。ビームのすその再発生については、真空度が 10^{-10}torr の時、ビームライン 1km 当たり $\sim 10^{-7}/n^2$ と考えられている。ここで n はビーム軸からの距離 $n\sigma$ を表し、再発生は CO などの残留ガスと電子・陽電子とのクーロン散乱で起こるとした [9]。JLC の場合は衝突点より 1km 上流で $\pm 6\sigma$ のコリメーションを行うので、再発生の確率は約 3×10^{-9} であり、すそ中の電子・陽電子の数は ~3000 個 / トレインとなるが、これは十分小さい。上の計算から分かるように、最終収束系においてはバックグラウンドを抑えるため高真空 (10^{-10}torr より良い) が必要不可欠である。

ミューオンの減衰は互いに逆向きの円周方向に磁化した 2 層の鉄パイプをビームラインのまわりに置くことにより行われる。鉄パイプに入射したミューオンはその電荷に応じて内外層いずれかの鉄パイプ中の円周方向の磁場により内側に曲げられて外に出て行くことが出来ず、パイプの中を走りながらエネルギーを失い止められる。 200GeV のミューオンの飛程は約 98m なので [10]、この鉄パイプの長さは約 100m あれば良い。このシステムにより衝突点に達するミューオンは十分減らすことが出来る。

2.7.3 シンクロトロン輻射

最終段偏向電磁石は衝突点から 117.4m 上流にあって、 0.55mrad の角度でビームを曲げるため、そこで発生するシンクロトロン輻射は衝突点において水平方向に 6.4m 広がる。臨界エネルギーは約 1MeV で、その強度はビームとほぼ同じ $\sim 10^{12}$/ トレインである。最終収束用Q電磁石の開口半径は 0.67cm であり広がったシンクロトロン輻射は通り抜けられないため遮蔽が必要である。このため最終偏向電磁石から 61m 下流にマスクを設置する。このマスクは 21cm の厚さのタングステンで、数 MeV の光子の減衰長の 20 倍の厚みを持つ。このマスクの最小開口半径は 0.3cm であり、これはビームの広がり σ_x、 σ_y に対して各々 $22\sigma_x$、 $264\sigma_y$ と十分広い。このためマスクによる誘起電磁場によるエミッタンスの悪化は無視出来る。またビームのすそもマスクに当たらないため、二次粒子が発生する恐れもない。

最終偏向電磁石と衝突点の間の直線部には 4 個のQ電磁石 QC1~QC4 が存在するが、このうち QC2 が最も大きなシンクロトロン輻射源となる。 QC1、 QC2 は非常に衝突点に近いため、マスクを設置するとシンクロトロン輻射のマスクによる後方散乱を止めることが出来ない。従って QC2 からのシンクロトロン輻射を減らすにはバックグラウンドを最小にするビーム光学系を実現する以外に方法は無い。そこでビーム光学系は QC1 が 0.67cm という比較的大きな開口半径を持つように設定された。図 2.17に QC1~QC4 によって作られるシンクロトロン輻射の QC1 前面即ち z=2.5m における横方向の分布を示した。図からわかるように、この開口半径は $\pm 6\sigma_x$、 $\pm 35\sigma_y$ にコリメートされたビームによるシンクロトロン輻射が、Q電磁石に当たることなく通り抜けられる大きさである。この他にビームのすそによってつくられるシンクロトロン輻射が存在する。 x、 y $\geq$0.67cm の部分は QC1 の鉄に当たり後方散乱の光子を作り出す可能性があるため、この 0.67cm よりも外に来る光子の数を 10^7 以下に抑えたい。図 2.17に示された分布に加えて、図中の急激な減少の外の領域にシンクロトロン輻射のすそが存在するが、前述のようにその数は $\sim 10^4$ 程度である。図 2.18にこれらの輻射がどのように QC1 を通り抜けて行くかを示した。図中のビーム軸から離れた 2 つの楕円は QC1 の入口と出口での輻射の分布で、ビームの衝突角が 8mrad あるためにビーム軸から離れた所を通る。中心の楕円は衝突前のビームである。図から分かるように輻射は QC1 を叩かず、バックグラウンドは問題とならない。

2.7.4 e^+e^- 対

e^+e^- 対はコヒーレント過程 [11] と非コヒーレント過程の両方によって作られる。コヒーレント過程はビームシュトラールングによる光子が反対方向からのビームによって作られる強い磁場によって電子対生成を行うもので、その確率は主にビームシュトラールングのパラメーター Υ に依存する。 $\Upsilon = 1$ の条件はビームと同じエネルギーの光子が磁場中で e^+e^- 対を作るしきい値に相当し、 $\Upsilon < 1$ においては対生成は $\exp[-16/8\Upsilon]$ で抑制されるため、コヒーレントな過程は $\Upsilon \geq 1$ のリニアコライダーでのみ重要となる。 JLC においては $E_{beam} = 150(250)$GeV において $\Upsilon = 0.093(0.19)$ であるためコヒーレント過程は無視出来る。

非コヒーレント過程には (a)BW(Breit-Wheeler):$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$、 (b)BH(Bethe-Heitler):$\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}e^+e^-$、 及び (c)LL(Landau-Lifshitz):$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ があり、エネルギーしきい値はなくルミノシティに比例して発生する。ここで γ はビームシュトラールング光子であり、 JLC においては電子・陽電子とほぼ同数存在する。上の各過程の E_{beam}=250GeV におけるおおよその断面積は (a)BW$\sim 1.9\times10^{-27}$cm^2、 (b)BH$\sim 2.2\times10^{-25}$cm^2、及び (c)LL$\sim 4.5\times10^{-26}$cm^2 である。バンチ衝突当たりのルミノシティは E_{beam}=250GeV において $\sim 1\times10^{30}$cm^{-2} と極めて大きいので、 1 衝突当たりには極めて多くの e^+e^- 対が発生し、非常に大きな問題となりうる。

e^+e^- 対生成によるバックグラウンドは一次粒子によるものと二次粒子によるものに大別される。前者は対生成した電子・陽電子が直接測定器に入射するもので、バーテックス測定器が最も影響をうける。後者は対生成した電子・陽電子が QC1 の鉄を叩くことにより生じる光子や中性子等の二次粒子である。発生する中性子の数 (N_n) は e^+e^- 対が与えるエネルギーの総和 (ΣE_e) に比例し、おおよそ $N_n \sim 0.13\Sigma E_e$ と書ける。また発生する光子の数 (N_γ) は e^+e^- 対の数に比例し、 $N_\gamma \sim \Sigma N_e$ と書ける。これらの定量的な解析を行うため、 e^+e^- 対のシミュレーションを ABEL

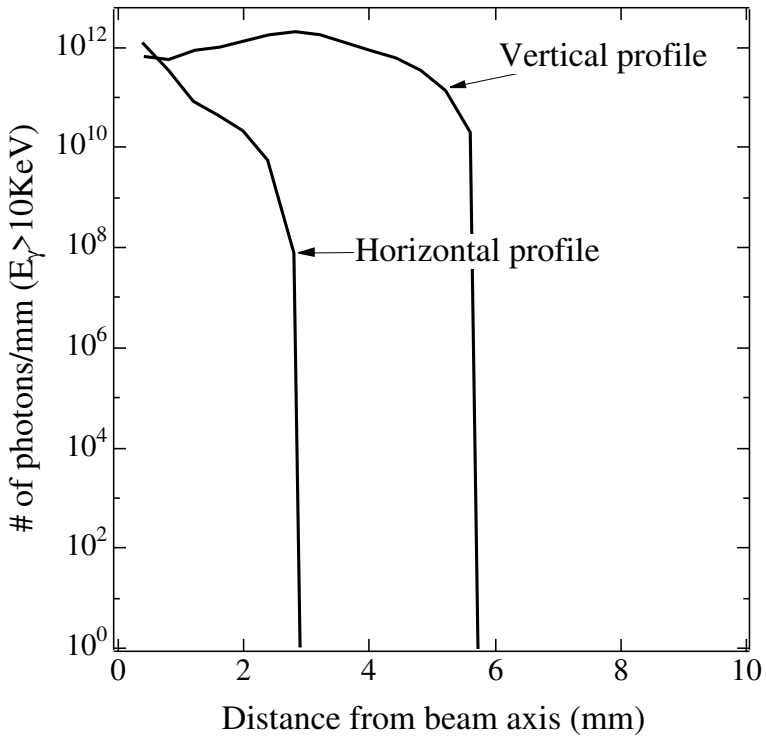

図 2.17: QC1∼QC4 によってつくられるシンクロトロン輻射の QC1 前面における横方向の分布

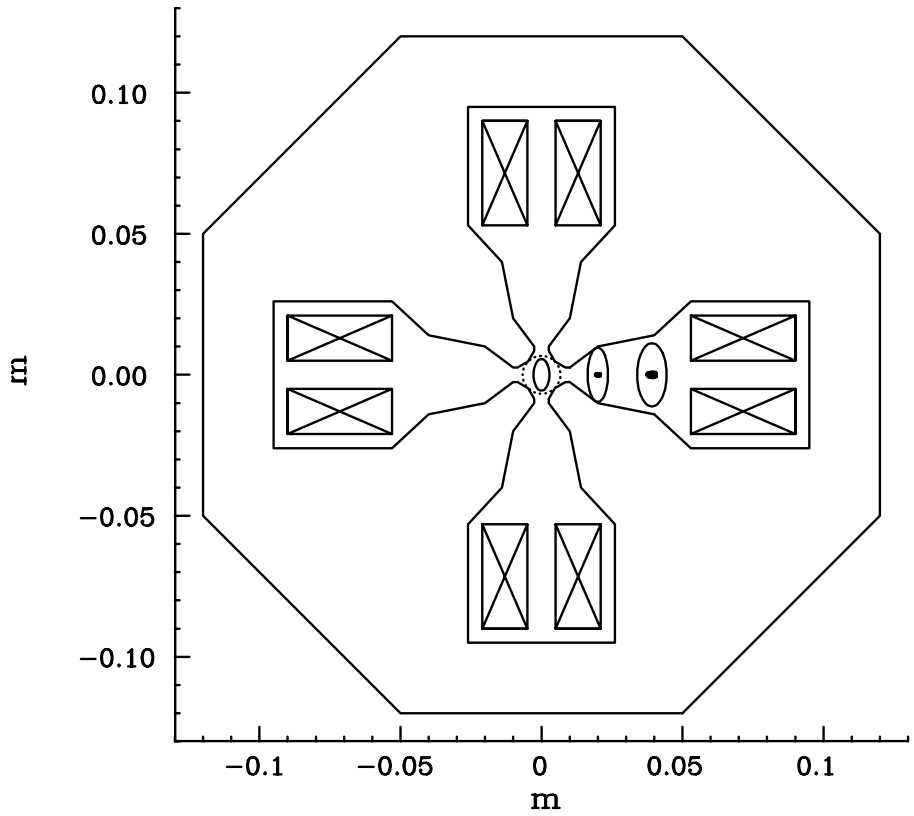

図 2.18: シンクロトロン輻射の QC1 前面及び後面におけるプロファイル

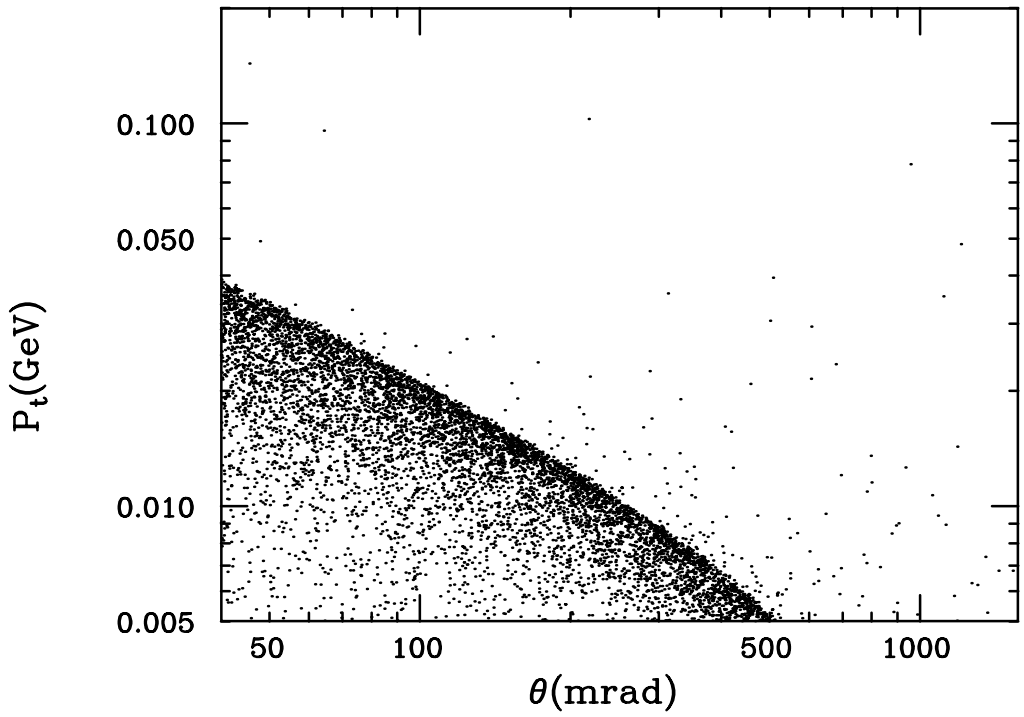

図 2.19: 散乱角と横運動量との二次元プロット

というコードを用いて行った。対生成に対して ABEL は、対の非コヒーレント散乱角 (m_e/E_e より大きくなりうる)、スポットサイズが小さいことによりインパクト・パラメーターが通常より小さくなる効果、及び強い外場の影響を考慮している。対生成した e^+e^- は反対方向からのビームの作る強い電磁場により蹴られて、単純な非コヒーレントな計算よりも大きな横運動量を持つ。最終的な散乱角は非コヒーレントな散乱角とコヒーレントな蹴り角との和である。ABEL コードについては文献 [12] に詳しい。

図 2.19に散乱角と横運動量との二次元プロットを示した。図中には鋭い境界線が見られるが、これは最大蹴り角に相当する。またこの境界よりも大きな散乱角で散乱するものも存在する。前方領域 ($\theta_e < 0.15$) に発生した対は QC1 等に当たり、二次光子が後方散乱する。一次バックグラウンドをより詳しく調べるため、$\theta_e > 0.15$ に発生した対の数を横運動量の関数として図 2.20に示した。またその結果を E_{beam}=150GeV と 250GeV の場合についてバックグラウンドに影響を与えるビームパラメーターとともに表 2.3に示した。表 2.3に示した ΣE_e より一衝突当たりの中性子数は $\sim 10^6$ と計算される。中性子一個がカロリメーターに与えるエネルギーは約 0.1MeV であるから [13]、$\sim 10^6$ の中性子がカロリメタ全チャンネルに一様に広がるとして一チャンネル当たりのエネルギーは数 MeV 程度となり十分小さい。他の測定器は中性子の影響をほとんどうけないので、中性子によるバックグラウンドは測定器に対して全く悪影響を及ぼさない。バーテックス測定器に対する二次光子の影響については後述する。

2.7.5 マスク系

JLC におけるマスク系の概略を図 2.21に示す。このマスクは測定器を二次光子から遮蔽するためのものである。マスクは発生した光子を止めるため十分厚い必要があり、5cm 厚のタングステンで作られる。約 10^7 個の光子が 1 衝突当たり発生するが、それがこのマスクから外に漏れる割合 η_{mask} はマスクの開口部の立体角で決まる。外に漏れた光子の殆どは反対側のマスクの外側に当たり測定器に入射する。この測定器に入射する光子の数を 1 衝突当たり $\sim 10^2$ に抑えたい。マスクの開口部の半径 R_{mask} は、ソレノイド中で e^+e^- 対のつくるスパイラルがマスク内に入ることを要求すると、粒子の横運動量 P_t との間に $R_{mask} = P_t/0.15B$ という関係が成り立つ。そこで R_{mask} に対して図 2.20の分布の肩に相当する P_t の粒子がマスクの中に入るという条件をつける。さらに QC1 で後方散乱した光子が見る開口部の立体角を 10^{-3} 以下とする。これらの条件で最適化した R_{mask} 等は表 2.3のようになり、マスク外側を叩く荷電粒子の数は 1 衝突当たり $\sim 10^3$ 以下となる。

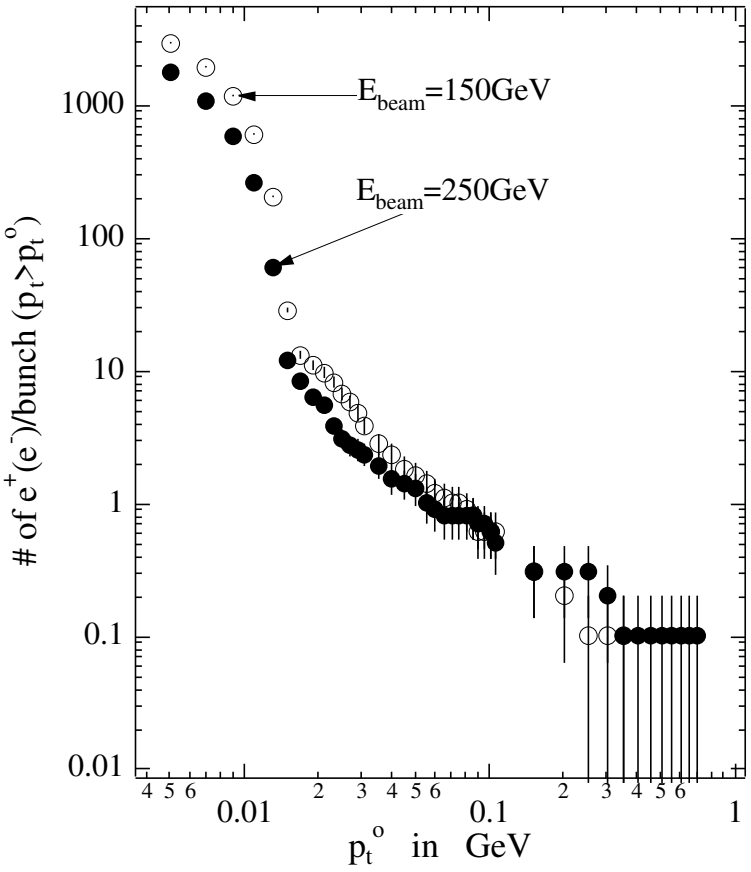

図 2.20: $\theta_e > 0.15$ に発生した対の数

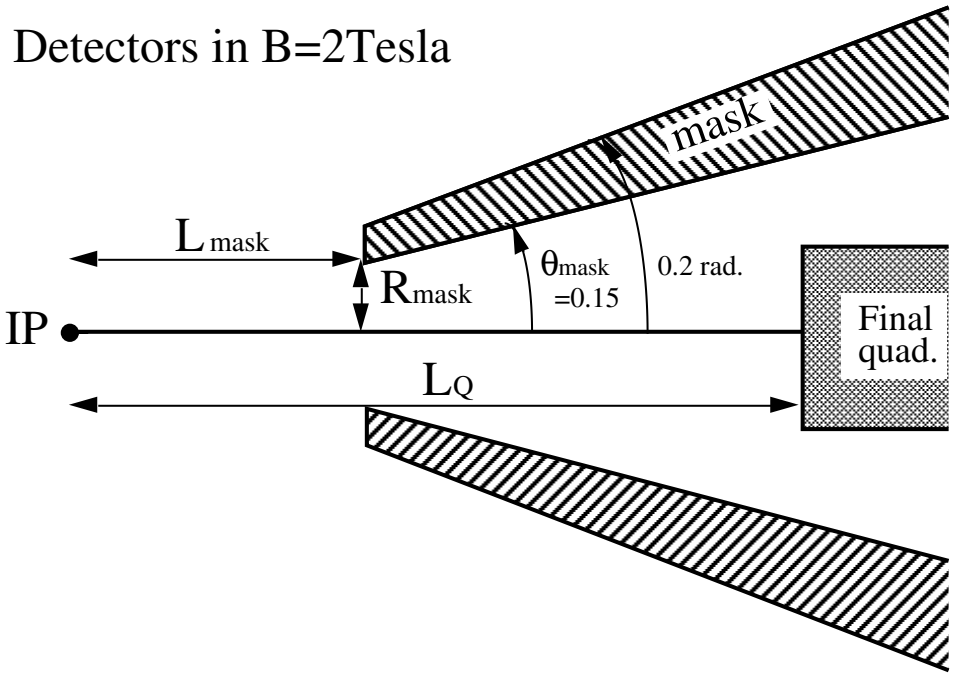

図 2.21: JLC におけるマスク系の概略図

表 2.3: JLC の特性

E_{beam} (GeV)	150	150	150	250	250	250
Band	S	C	X	S	C	X
L ($\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$) $\times 10^{33}$	3.5	6.6	3.2	4.8	11.	6.3
L ($\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{bunch}^{-1}$) $\times 10^{29}$	15.3	6.1	2.4	17.5	10.	4.7
rep. rate (Hz)	50	150	150	50	150	150
number of bunches	46	72	90	55	72	90
bunch separation	5.6ns	2.8ns	1.4ns	5.6ns	2.8ns	1.4ns
$N_e\pm$/bunch $\times 10^{10}$	1.56	1.0	0.63	1.30	1.0	0.63
σ_x (nm)	335.	335.	335.	301.	260.	260.
σ_y (nm)	3.92	3.92	3.92	3.04	3.04	3.04
σ_z (μm)	80.	80.	85.	80.	80.	67.
β_x (mm)	10.	10.	10.	10.	10.	10.
β_y (μm)	100.	100.	100.	100.	100.	100.
D_x	0.21	0.13	0.090	0.13	0.13	0.071
D_y	18.0	11.5	7.7	13.0	11.5	6.1
disruption angle: $\theta_\circ$ (mrad)	0.88	0.57	0.35	0.49	0.44	0.27
crossing angle: ϕ_c (mrad)	11.0	10.4	9.0	7.3	8.0	7.2
$\langle\Upsilon\rangle$	0.14	0.093	0.059	0.23	0.19	0.15
Υ_{max}	0.47	0.32	0.19	0.78	0.70	0.51
energy loss (δ) (%)	7.0	3.5	1.7	9.0	7.0	4.0
n_γ	1.7	1.1	0.74	1.6	1.4	0.91
A	1.3	0.95	0.74	1.0	0.93	0.66
$1.65 \times P_t^{max}$ (MeV)						
at θ =0.15	26.9	17.2	10.3	22.9	18.2	13.2
R_{mask} (cm)	9.0	5.7	3.5	7.7	6.1	4.4
L_{mask} (m)	0.60	0.38	0.23	0.51	0.41	0.29
$\eta_{mask}(L_Q = 2.5\mathrm{m}) \times 10^{-4}$	6.0	1.9	0.60	3.9	2.2	1.0
total energy deposits(GeV)						
and e's/bunch						
ΣE_e(no θ_e cut) $\times 10^5$	1.8	0.60	0.17	5.8	3.0	0.91
ΣN_e(〃) $\times 10^4$	6.2	2.0	0.62	7.0	3.9	1.3
$\Sigma E_e(\theta_e > .005) \times 10^4$	13.	4.0	0.55	11.	5.8	1.3
ΣN_e(〃) $\times 10^4$	5.4	1.7	0.49	5.1	2.8	0.96
$\Sigma E_e(\theta_e > .050) \times 10^2$	5.4	4.9	0.94	21.	9.2	2.2
ΣN_e(〃) $\times 10^3$	8.0	5.7	1.0	11.	9.4	3.2
number of hits(e's)/bunch						
in $\lvert\cos\theta_e\rvert < 0.9$						
$r = 2$ cm	429.4	117.8	63.1	350.2	100.4	81.6
	(188.5)	(21.1)	(5.8)	(69.8)	(34.4)	(11.1)
$r = 5$ cm	76.8	7.3	124.	51.7	21.7	23.3
	(14.6)	(4.7)	(2.8)	(10.9)	(6.8)	(2.9)
$r = 30$ cm	2.3	1.1	0.	1.4	0.3	0.3
	(1.0)	(0.5)	(0)	(0.75)	(0.2)	(0.2)

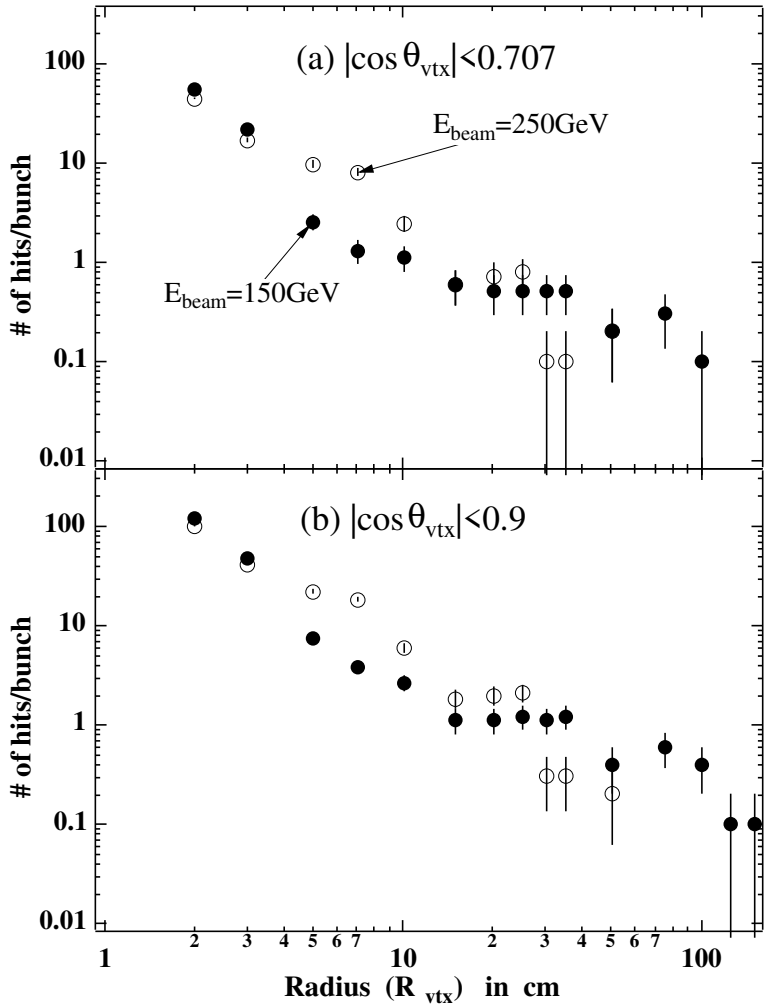

図 2.22: 対生成した e^+e^- によるバーテックス測定器のヒット数

2.7.6 バーテックス測定器へのバックグラウンド

前述したようにシンクロトロン輻射からくるバックグラウンドの心配が無いので、半径 $\sim 1\mathrm{cm}$ のビームパイプを使うことが可能である。従ってバーテックス測定器はビームラインの極めて近くに置くことが出来る。バーテックス測定器に対するバックグラウンドを評価するため、対生成した e^+e^- がバーテックス測定器を通ることによるヒット数を $|\cos\theta_{VTX}|$=0.707 及び $|\cos\theta_{VTX}|$=0.90 の場合について図 2.22に示した。ここで螺旋を描く粒子は何度でもバーテックス測定器にヒットを作って良いとした。 JLC の場合 1 衝突当たり $\sim$ 7000 ヒットとなるためガスチェンバーを用いることはできず、 CCD を用いたバーテックス測定器を採用することとなった。二次光子もバーテックス測定器に入射するが、その数は一衝突当たり $\sim$ 1000 個であり、反応の確率が数%であることを考えると無視出来る。

2.8 ハドロニック・バックグラウンド

2.8.1 概要

二光子過程から生じるハドロニック・バックグラウンドは反応のシグナルを見分けにくくする。この過程は以下に述べる理由により高いエネルギーでより深刻となる。

1. （陽）電子の制動輻謝による光子の強度はエネルギーとともに $ln(\sqrt{s}/m_e)$ で増えるため、二光子過程の断面積は $ln(\sqrt{s}/m_e)^2$ で増大する。また DG モデルによれば [14] ミニジェット生成の確率は $(\sqrt{s})^{1.4}$ で増大する。このため JLC におけるミニジェット生成はトリスタンの約 20 倍である。

2. ビームシュトラールング光子がミニジェット生成に寄与し、その割合は制動輻謝による光子に匹敵する。

3. リニアコライダーにおいては円形加速器よりもビームサイズがはるかに小さく、バンチ衝突当たりのルミノシティが極めて高い。例えばトリスタンにおいては $0.1\mathrm{mb}^{-1}$/ バンチであるが、 JLC においては $66\mathrm{mb}^{-1}$/ バンチである。またバンチトレイン中のバンチを時間的に分けることが出来ない場合、その影響はさらに大きくなる。

以下においては JLC におけるハドロニック・バックグラウンドの量を計算し、測定器が十分良い時間分解能を持っていればそのバックグラウンドの影響は十分小さいことを示す。

2.8.2 モデル

二光子過程のハドロン生成の断面積を DG モデル [15] と VDM モデルを用いて計算する。断面積 σ は

$$\sigma = \int f_{e^-/\gamma} f_{e^+/\gamma} \bar{\sigma} dx_1 dx_2,$$

で与えられる。ここで二光子断面積 $\bar{\sigma}$ はモデルにより異なり、 VDM モデルでは

$$\bar{\sigma} = 240 + 270/W_{\gamma\gamma}(\mathrm{nb}),$$

DG モデルでは、

$$\bar{\sigma} = \int_{P_{T,min}} D_{\gamma/p}(Q^2, x_3) D_{\gamma/p}(Q^2, x_4) \frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}} dx_3 dx_4 d\cos\hat{\theta},$$

とした。ここで $f_{e^\pm/\gamma}$ は $e^\pm$ 中での γ の密度関数、 $D_{\gamma/p}$ は γ 中のパートンの密度関数、 $\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}}$ は素過程の微分断面積である。 $\hat{\theta}$ は素過程の CM 系における散乱角、 x_1、 x_2 はビームエネルギーで規格化した光子のエネルギー、 x_3、 x_4 は光子のエネルギーで規格化したパートンのエネルギーである。ここではエネルギースケール Q^2 として $Q^2 = \hat{s}/4$、 $\hat{s} = x_1 x_2 x_3 x_4 s$、 $s = 4E_b^2$ を用いた。また $f_{e^\pm/\gamma}$ として制動輻謝に対して等価光子近似の分布関数を、ビームシュトラールング光子に対しては横谷 /Chen による解析的な公式 [16] を用いた。詳細は文献 [17] に詳しい。

トリスタンのエネルギー領域においては、 DG モデルと VDM モデルの和が実光子によるハドロン生成反応を良く再現することが知られている [18]。しかしこの高いエネルギーへの外挿にはかなりの不定性がある。光子中のパートン密度関数は特に小さな x においてさらに実験的検証が必要である。例えば Forshaw と Storrow はミニジェットの断面積がアイコナリゼーションによって $\sqrt{s}$=500GeV において約 1/5 になると指摘した [19]。ここでの計算はアイコナリゼーションを行っていないので、以下に述べる結果は幾分過大評価になっている可能性がある。

2.8.3 バックグラウンド量

計算されたバックグラウンドの量を表 2.4に、また $\sqrt{s}$ =300GeV と 500GeV における DG モデルから計算されたミニジェット生成の全断面積を図 2.23に示す。図から分かるように殆どの場合バックグラウンドの主原因はビームシュトラールング光子である。低い加速周波数のほうがバンチ当たりの粒子数が多く、従ってビームシュトラールング光子も多いためバックグラウンドの量も多くなる。表 2.4においてはミニジェット事象数は $P_{t,min}$=1.6GeV を用いて計算した。もし TOPAZ のデータが示すように $P_{t,min}$=2.0GeV を用いれば [20] バックグラウンドは 1/3 になる。いずれにせよ JLC においては DG モデルから計算されるバックグラウンドよりも VDM からのものの方が多い。実際のバックグラウンド量は DG と VDM の和になる。 1RF パルス当たりのバックグラウンド数は 1 よりも大きいが、もし測定器が異なったバンチからの信号を分けることが出来ればこれはずっと小さく抑えられる。この場合は実際の事象にバックグラウンドが重なる確率は、ビームパラメーターにもよるが約 $2\% \sim 25\%$ である。

2.8.4 解析への影響

ミニジェットが実際の事象に重なった時の影響をシミュレーションを行って評価した。 DG モデルを用いたシミュレーションではハドロン化過程におけるスペクテータ・パートンはビーム軸方向に発生し、散乱パートンとともに独立フラグメンテーションもしくはストリングフラグメンテーションによってハドロン化する。 VDM の場合には 2 個のクォークは角分布 $d\sigma/dPt$=$\exp[-4Pt^2]$ に従って発生し、ストリング・フラグメンテーションによってハドロン化

表 2.4: ミニジェットバックグラウンドの推定量のまとめ

E_{beam} (GeV)	$\sqrt{s} = 300$ GeV			$\sqrt{s} = 500$ GeV		
RF frequency	S band	C band	X band	S band	C band	X band
# particles/bunch ($\times 10^{10}$)	1.73	1.11	0.70	1.45	1.10	0.70
Bunch spacing (nsec)	5.6	2.8	1.4	5.6	2.8	1.4
Repetition rate (Hz)	50	150	150	50	150	150
# bunches/pulse	46	72	90	55	72	90
# of beamstrahlung photons	1.80	1.19	0.80	1.62	1.44	0.95
Luminosity/pulse (μb^{-1}/pulse)	62	39	23	88	64	42
by the DG model						
$\sigma(p_T > 1.6$ GeV) (μb)	0.032	0.013	0.007	0.079	0.062	0.028
σ_{beam}	0.027	0.0076	0.0017	0.068	0.051	0.017
# events/pulse	2.0	0.51	0.16	7.0	4.0	1.2
# events/bunch	0.043	0.0071	0.0018	0.13	0.056	0.013
P_{clean}	0.958	0.993	0.998	0.88	0.946	0.987
by the VDM model						
$\sigma(W_{\gamma\gamma} > 2$ GeV) (μb)	0.15	0.081	0.051	0.18	0.16	0.11
σ_{beam}	0.11	0.048	0.018	0.10	0.082	0.034
# events/pulse	9.1	3.2	1.2	15	10	4.6
# events/bunch	0.20	0.022	0.013	0.28	0.14	0.05
P_{clean}	0.819	0.978	0.987	0.756	0.869	0.951

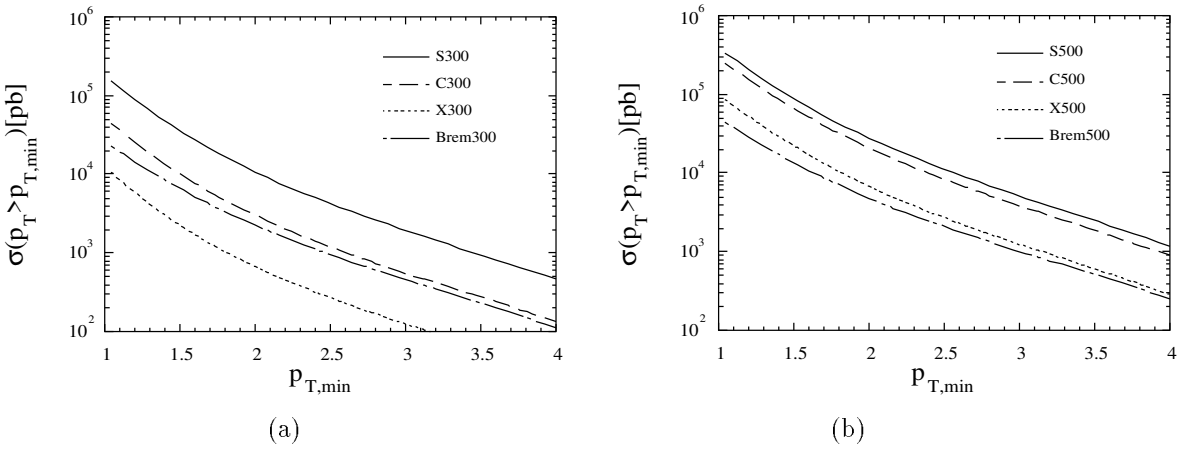

図 2.23: ミニジェット生成の全断面積

する。シミュレーションによれば DG モデルでは $|\cos\theta|<0.866$ の領域において平均して 1 事象当たり 5 本の荷電粒子を発生する。これらが中心付近の測定器に与えるエネルギー量を図 2.24に示す。これから事象の起こる確率をかけて測定器に与える平均エネルギーを計算すると、$\sqrt{s}$=300GeV において約 0.6GeV 以下であり、この影響は無視出来る。

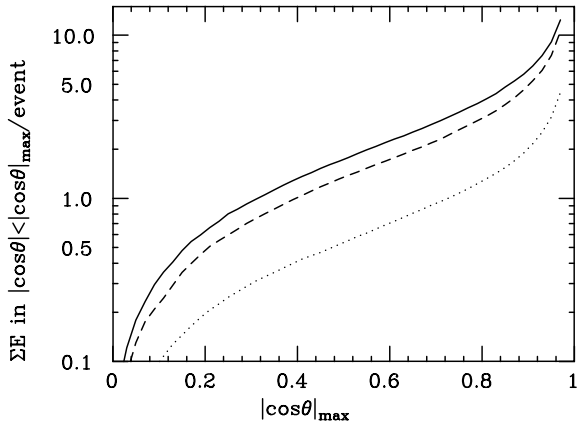

図 2.24: ミニジェットが中心付近の測定器に与えるエネルギー量

このミニジェットの物理への影響の 1 例を図 2.25に示す。これは $e^+e^- \to ZH$ 反応にミニジェットが 1 事象重なった時の 2 本のジェットの不変質量をプロットしたものである。ヒッグス粒子の幅は 3.9GeV から 5.3GeV へと広がるものの、ピークはバックグラウンド反応 $(e^+e^- \to ZZ)$ の上にきれいに見えている。ここで仮定したミニジェットが 1 事象重なるという条件は実際よりもずっと悪い条件であるから、ミニジェットが重なっても物理の解析にはほとんど支障は無いといえる。

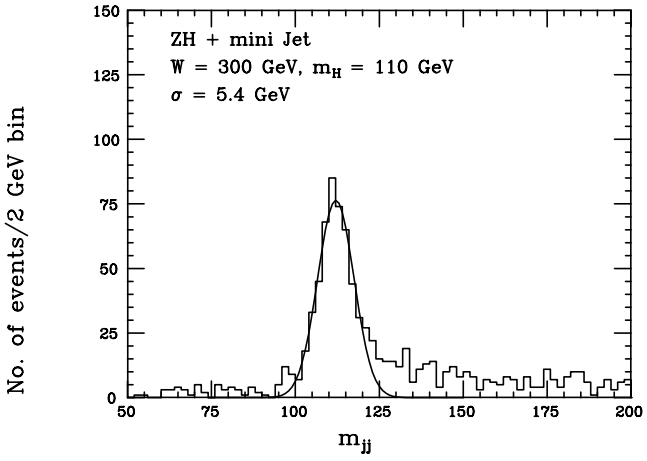

図 2.25: $e^+e^- \to ZH$ にミニジェットが 1 事象重なった時の 2 本のジェットの不変質量

結論として測定器の時間分解能が十分よく、異なったバンチからのミニジェットを分けられればミニジェット・バックグラウンドは解析にはほとんど影響しない。

2.9 データ収集系及びトリガー

2.9.1 データ収集系とチャンネル数

バーテックス測定器は 6000 個の CCD から構成され、各 CCD は 64k のピクセルを持つ。従って全チャンネル数は 4×10^8 にも及ぶ。 MIPS 粒子の信号を熱雑音から区別するため熱雑音の 5σ で信号をカットすると、熱雑音によるヒット数は約 12k となる。またビームシュトラールング光子等によるバックグラウンド・ヒットは約 5000 と見積もられている。実際の信号によるヒット数は無視出来るから、 1 衝突当たりのヒット数は約 17k となり、約 68k バイトのデータとなる。これらの信号は FADC にシリアル転送されて読み出される。

CDC の全センスワイヤー数は 8400 本で、両端から読み出すためチャンネル数は約 17k となる。 CDC からの信号は 5μ sec の奥行を持つ 200MHz スイッチングキャパシターを用いたサンプルアンドホールド回路で読み取られる。マスクから来る低エネルギー光子の数は 1 衝突当たり約 10^4 個と見積もられている。またミニジェットによるヒットは最悪の場合約 2×10^4 である。また実際の事象から来るヒット数は例えば W 対生成の場合粒子数が約 80 なのでヒット数は約 8000 となる。 1 ヒット当たり 100 ワードのデータを記録するとすれば、全ヒット数は約 4×10^4 なので約 16M バイトとなる。

カロリメーターは約 5×10^3 タワーからなる。 1 タワーは 1 個の HCAL、 4 個の ECAL、及び 400 のシリコンパッドから構成されるので、総チャンネル数は 2×10^6 となる。実際の事象によるヒット数は約 8×10^3 と見積もられ、約 30k バイトのデータ量となる。

ミューオン測定器の総チャンネル数は約 12.5k である。 1 事象当たりのデータ量はミューオン・バックグラウンドによるため正確には分からないが、いずれにせよ他の測定器に比べ無視出来る量である。

2.9.2 トリガー

JLC においては衝突の繰り返しが遅いため、多段階に分けたトリガーは必要ない。各衝突ごとに全てのデータはメモリーに蓄えられ、簡略飛跡再構成とカロリメーターのクラスター情報を用いて、 5msec 後の次の衝突までに判断を行う。トリガーレートは数 Hz と考えられるので、データ転送やマスストレージについても特に問題は生じない。

参考文献

[1] T. Tauchi, , *et al. KEK Preprint* 90-181 (1991).
P. Chen and V. I. Telnov, *SLAC-PUB*-4923 (1989).
T. Tauchi, K. Yokoya, and P. Chen, *SLAC-PUB*-5557 (1991).

[2] M. Drees and R. M. Godbole, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 1189.

[3] C. Adolphsen and D. Burke, private communication.

[4] Y.Fujii, Proc of the 3rd JLC Workshop.

[5] E.Bernardi *et.al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A262**(1987)229.

[6] W.R. Nelson and Y. Namito, MUON89 code for calculation of muon shielding.

[7] E.A. Kushnirenko, "MUON ATTENUATION", presented at FFIR workshop at SLAC, March,1992.

[8] J.Irwin, "Collimating MegaWatt Micron Sized 250-500 GeV Electron Beams", presented at LC92 at Garmisch-Partenkirchen Germany, July,1992.

[9] Proceedings of LC91 at Protvino Russia, September,1991.

[10] W. Lohmann, R. Kopp and R. Voss, "Energy loss of muons in the energy range 1-10000GeV", *CERN 85-03,* 21 March 1985.

[11] P. Chen and V.I. Telnov, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1796.

[12] T. Tauchi, K. Yokoya and P. Chen, to be published in *Particle Accelerators* .

[13] T.Tauchi , *et al.* "Background Problem at Interaction Point for an e^+e^- TeV Linear Collider" Presented at the DPF Summer Study on High Energy Physics: Research Directions for the Decade, Snowmass, Colorado, June 25-July 13, 1990, *SLAC-PUB-5652.*

[14] M.Drees and R.M.Godbole, *DESY-92-044*, March 1992.

[15] M.Drees and R.M.Godbole, *Nucl. Phys.* **B339** (1990) 355; *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 1189.

[16] M.Yokoya, Private communication. See also P.Chen, *SLAC-PUB-5615.*

[17] A.Miyamoto, Proceedings of the Third Workshop on Japan Linear Collider, KEK, 1992, ed. by A.Miyamoto, *KEK Proceedings 92-13*, December 1992.

[18] R.Tanaka et.al, *Phys. Lett.* **B277** (1992) 215. H.Hayashii, NWU-HEP 92-03, June 1992. To appear in the Proceedings of the 9th International Workshop on Photon-Photon Collisions, San Diego, USA, March 1992.

[19] J.R.Forshaw and J.K.Storrow, *Phys. Lett.* **B268** (1991) 116, *Phys. Lett.* **B278** (1992) 193.

[20] M.Iwasaki, Talk presented at the JPS meeting, Niigata, September 1992; H. Hayashii, , *et al.* (TOPAZ Collab.), *Phys. Lett.* **B314** (1993) 149.