ディテクター周辺

田内利明
高エネルギー物理学研究所

1　はじめに

この章では、リニアコライダーでどのように実験を行うのかについて簡単に説明する。一般に、電子陽電子衝突実験はその全重心系エネルギーが反応の素過程に使用されるために、次に述べる二つの際だった特徴がある。第一に反応の終状態が明確に識別され、第二に新粒子発見はいうに及ばず精密実験ができることである。しかしながら、現存する唯一のリニアコライダーであるSLC(Stanford Linear Collider)での実験経験より、無視できないビームテールの存在が明らかになった。また、TeV領域のリニアコライダーでは、垂直方向にナノメータ（10^{-9} m）水平方向にその約百倍という超偏平ビーム同士を衝突させるため、以前のリング状のコライダーでは問題とならなかったものが、ビームテールに起因するものとともに、バックグランドとして現れる。このことが上記の特徴を脅かしている。

以下では、主に電子陽電子の重心系エネルギーが500 GeV、したがってビームエネルギーが250 GeVのリニアコライダーについて議論する。先ず、これらのバックグランドの発生機構、その制御（マスクシステム）、そして実験に与える影響について説明する。続いて、実験手段としてJLC測定器の概略を述べる。

2　バックグランド

実験上問題となる次の四つのバックグランドを考慮する。

（1）ビームは最終収束系の電磁石群によって衝突点付近まで転送され、最終収束四極電磁石のひじょうに強い電磁場で絞られる。そのとき発生するシンクロトロン光がバックグランドとなる。この放射光の強度はビーム強度と同程度であり、1バンチ当たり$\sim 10^{10}$個の光子が放射される。光子のエネルギーはMeVからKeV領域まで連続分布をしている。もしこれらの放射光が衝突点付近の最終収束四極電磁石の磁極物質やビームパイプなどに当たり測定器の中に散乱されるようなことが起こると、実験の遂行が困難となる。荷電粒子の軌跡を測定しその運動量を決定するのに不可欠な中心飛跡検出器は、炭酸ガス中での荷電粒子によるイオン化過程を利用しており、KeV領域の光子に対する感度が極めて高い。したがって、この放射光によって測定器の全シグナルが覆い尽くされ、荷電粒子の軌跡の測定ができなくなってしまうためである。

（2）この放射光はビームテールの大きさに強く依存しており、ビームの拡がりを水平方向に$\pm 6\sigma_x^\circ$、垂直方向に$\pm 35\sigma_y^\circ$でコリメートしなければならない。このコリメータ物質とビームとの電磁相互作用で発生するミューオンもバックグランドとなる。ビームテールの発生機構は詳細には理解されていないが、SLC実験の経験から予想されている。コリメータは衝突点から1~2 kmに設置される。そこで発生したミューオンは高エネルギーであるため、積極的に除去されないなら測定器まで到達する。特に、カロリメータと呼ばれる粒子のエネルギーを決定する測定器が、放射光の場合と同じような影響を受ける。また、カロリメータによる物理事象の発生を知らせるトリガーも機能しなくなるであろう。この後詳しく説明されるバックグランド評価において、ビーム強度分布は水平、垂直方向ともに$\pm 3\sigma_{x(y)}^\circ$まではガウス分布をもち、これを越えて強度1%の一様なテールを持つと仮定している。

（3）ビーム・ビーム衝突で、電磁相互作用により生成される電子陽電子対及び（4）量子色力学過程のミニジェットもまた、バックグランドとなる。この場合、生成されたバックグランド粒子が直接測定器に入り、物理事象と重なり合ったとき、終状態の明確な識別そして精密測定の妨げとなる可能性がある。また、前者の電子陽電子対はその生成の断面積が非常に大きく、その散乱角は前方（後方）に鋭いピークを持つ。そのため、最終収束四極電磁石の磁極と衝突して多くの光子を後方に散乱させる。これらの光子が測定器に入りバックグランドとなる二次的なものもある。

2.1　シンクロトロン光

偏向電磁石：　衝突点に一番近い偏向電磁石は衝突点より117.4mに設置され、その偏向角度は水平方向に0.55ミリラジアン（mrad）である。シンクロトロン光は（陽）電子ビームの軌道の接線方向に放射されるので、衝突点で水平面内にビーム軸より6.5cmの拡がりをもつ。この偏向電磁石から衝突点までには四つの最終収束4極電磁石が設置される。それらには、衝突点より順番にQC1、QC2、QC3、 QC4と名前が付けられている。QC1の先端は衝突点より2.5mであり、その磁極とビーム軸の間隔はわずか0.67cmのため（図2）、放射光が直接これに当たらないように遮蔽しなければならない。このため、偏向電磁石より61mの所に内径0.3mmの円筒状のマスクが置かれる。このマスクは長さ21cmのタングステンで作られているため、1~2 MeVの光子に対して$2\text{x}10^{-9}$の減衰率を持っている。マスクの内径は水平、垂直方向にビー

ムの拡がりの $22\sigma_x$、$264\sigma_y$ に対応し、コリメートされたビームでは放射光のみが遮蔽される。また、このマスクは偏向電磁石だけではなく、それより上流にあるすべての電磁石からの放射光をも有効に遮蔽することができる。

最終収束４極電磁石：　ビームが QC1~4 の四つの最終収束４極電磁石を通過するとき、多量のシンクロトロン光を放射する。特に衝突点近くの QC1 とその隣りに設置される QC2 からのものが多く、放射光の二次散乱を防ぐことができない。このためマスクによる遮蔽は不可能である。したがって、次に示す最終収束光学系の最適化による方法が唯一である。ここで最適化されるものは、放射光の拡がりの大きさはビーム自身の拡がりに比例するので、ビームのコリメーションと QC1 の設置位置とその磁極間隔である。もちろん、衝突点でのビームサイズなどのパラメータは、バックグランドを最小にし同時にルミノシティーの最大になるように最適化される。$6\sigma_x^\circ$ x $35\sigma_y^\circ$ にコリメートされたビームによる放射光の拡がりは、衝突点側の QC1 断面上で図 1のように鋭い端を持っている。この時ビームのコリメーションは完全であると仮定しているが、次節で説明されるようにこの仮定は実際上よい近似となっている。また、コリメーション後のビームと残留ガスによるクーロン散乱による新たなテールの形成確率は、$3\text{x}10^{-9}$ であり、これによる放射光は無視できる。図 2は、QC1 の両端で

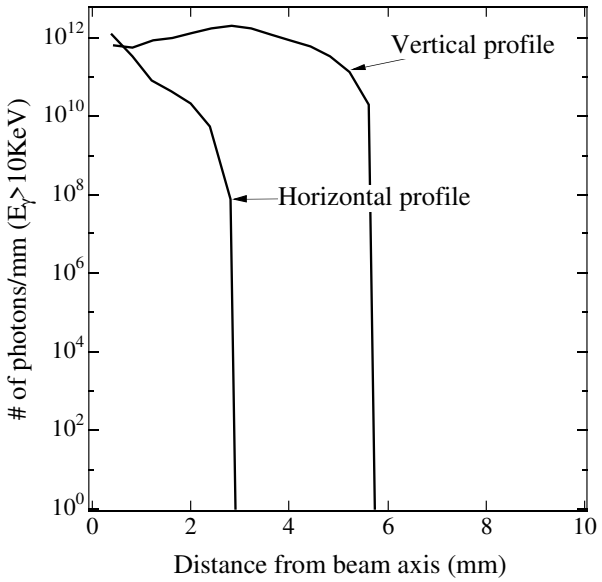

図 1: 衝突点側の QC1 断面上での放射光の水平、垂直それぞれの方向への拡がり。縦軸は 1mm 当たりの 10KeV 以上のエネルギーを持つ光子の数、横軸はビーム軸からの距離を示す。72 バンチ連の 1 トレインすなわち約 10^{12} 個の電子から放射されるもので、MQRAD コードによって計算された。

の放射光の拡がりを示している。長さ 2.4m の QC1 はその先端が衝突点より 2.5m の位置に置かれ、その磁極先端とビーム軸との間隔は 6.7mm である。入射してくる放射光は QC1 の中心を通り、衝突点通過後は、電子、陽電子ビームが互いに 8mrad の角度で交叉しているため、図中右側の磁極の間の二つの楕円で示された所を入出射する。この図よりわかるように放射光は QC1 の磁極に当たらずに通り抜けるため、バックグランドとして問題とならない。

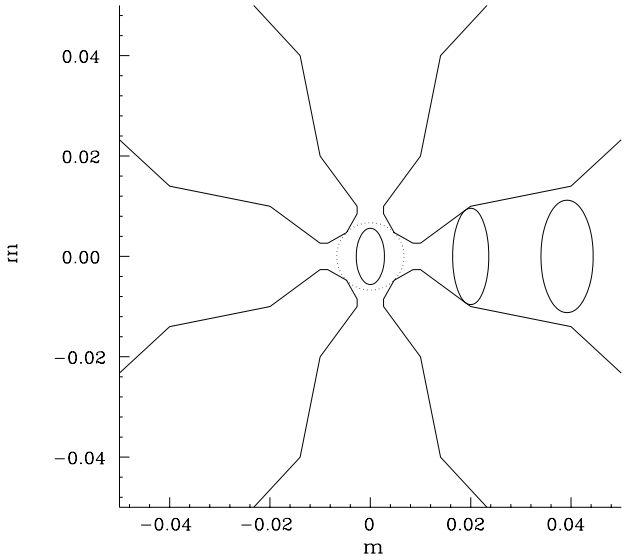

図 2: 入射及び出射する放射光の QC1 両端の断面上での拡がり。中心に点線で描かれた円は４つの磁極面に内接する円で、その半径は 0.67 cm である。三つの縦長の楕円で示されたものが放射光の拡がりを現している。それぞれの楕円中心はビーム軸でもある。QC1 中心よりはずれたものは、衝突後に通過するものである。

以上の場合はビームパラメータが設計値のときの計算である。加速器の運転初期にしばしば見られるように、エミッタンス（$\epsilon_{x(y)}$）が予想以上に大きいときは、軌道上のビームの方向角度が $\sqrt{\epsilon_{x(y)}/\beta_{x(y)}}$ に比例するため、より大きなベータ関数（$\beta_{x(y)}$）を用いなければならないであろう。この場合、いうまでもなく得られるルミノシティーは小さくなる。

2.2　ミューオン

高エネルギー（E_e）の電子によるコリメータ中でのミューオンの生成確率（N_μ）は、以下の近似式でよく表すことができる。

$$N_\mu = 3.9(2.3)\cdot 10^{-4}\cdot E_e(\text{GeV})/250 \quad \text{for} \quad \text{E}_\mu > 2(5)\text{GeV} \quad (1)$$

予想されるテールに相当するビーム強度 1% の電子が生成するミューオンの総数は、72 バンチ連の 1 トレイン当たり 2.8（1.7）$\cdot 10^6$ と見積もられる。ミューオンの生成角度は M_μ/E_μ 程度であり、E_μ=100 GeV の場合 1 mrad すなわち 2 km 先の衝突点ではビーム軸より 2 m の位置に到達する。実際に、コリメータセクションから衝突点までの簡略化されたトンネ

ル構造を考慮したシミュレーション（MU-CARLO）の結果によると、10^3 個のミューオンが測定器を通過する。この個数を1以下にするためには、ミューオンスポイラーやミューオン減衰器の方法を用いなければならない。前者の方法は、コリメーション後トンネルの四カ所に水平または垂直方向に磁化された鉄を、トンネル断面を埋め尽くすように設置し、ミューオンを測定器より外へ跳ね飛ばすものである。後者は、各コリメータ直後のビームパイプを長さ 120m、内径2 cm、外径31cm の鉄パイプで覆い、ミューオンを鉄中イオン化過程によるエネルギー損失で減衰させ吸収しようとするものである。JLC では、先ず後者の方法をシミュレーションで検討している。それによると、衝突点から2 km に設置されるコリメータで生成されるミューオンに対して、10^{-6} の減衰率が達成され、測定器を通過するミューオン数を1以下にできる。今後、上記に2つ方法を組み合わせて、さらに最適化がおこなわれるであろう。

如何に鋭い端にコリメートされるかは、EGS コードを用いたシミュレーションで評価されている。端部のボケは、電子のコリメータ表面での端部散乱と電磁シャワーの漏れにより、その確率は 10^{-4} であり、二重のコリメーションを行うことにより無視できるほど小さくなる。また、コリメーション後ビームパイプ中の残留ガス分子とのクーロン散乱によるテールの再成長は、次のように解析的に計算される。1電子が最終収束系ビームラインを通過する間に $n\sigma_\theta \equiv n\sqrt{\epsilon/\beta}$ 以上の角度を持つ確率（P_{tail}）は、

$$P_{tail}^{x(y)} = N_{gas}\frac{16\pi}{n^2\gamma^2}(2\pi Z r_e)^2\frac{1}{\epsilon_{x(y)}}\int_{FF}\beta_{x(y)}ds$$
$$N_{gas} = 3.5\cdot 10^{22}\cdot P(\mathrm{torr})/\mathrm{m}^3 \qquad (2)$$

で表される。ここで、N_{gas} は真空度 Ptorr のビームパイプ中の $1\mathrm{m}^3$ 当たりの残留ガス分子数で、その多くは有効原子数（Z）14 の一酸化炭素（ＣＯ）である。また、古典電子半径（r_e）は $2.8\cdot 10^{-15}$m であり、γ は電子質量（m_e）をビームエネルギー（E_{beam}）で割ったローレンツ係数である。上式はコリメーションから衝突点までの最終収束系ビーム軌道に沿った β 関数の積分となっている。 真空度を P=10^{-10}torr、エミッタンスを $\epsilon_{x(y)} = 7.2\cdot 10^{-12}(1\cdot 10^{-12})$ に仮定すると、$P_{tail}^{x(y)}$ は $2.4\cdot 10^{-9}/n^2(2.3\cdot 10^{-6}/n^2)$ となる。$3\sigma_x$ x $35\sigma_y$ のコリメーションの外側に出るものは、10^{12} 個の電子を含む1トレイン・ビーム当たり 100 (2000) 個程度であり、バックグランドとして問題とならない。

2.3 電子陽電子対

コヒーレント過程：　ある一方のビーム中の電子は、向かってくるビームの作る磁場で曲げられシンクロトロン光を放射する。このビーム・ビーム相互作用で作られる放射光のことを特別にビームストラールング光という。ビーム強度 N、バンチ長 L の半径 R の円形の断面をもつビームの作る磁場 H_ϕ はアンペールの法則により、

$$\oint H_\phi d\ell = \frac{4\pi}{c}I \qquad (3)$$

で計算される。ここで I は電流値でバンチ中の総電荷（$N\cdot e$）を L で割った、すなわち Ne/L である。したがって、バンチ表面上での磁場の値は $H_\phi = 2Ne/LR$ となる。$N = 10^{10}$、$L = 100\mu$m、$R = 1$ nm の標準的な値を取ると、10^4 テスラというひじょうに強い磁場が得られる。ローレンツ力（$F = ec\times H_\phi$）により曲げられる角度は、$2F\Delta t/E_{beam} = 2Nr_e/\gamma R$ となり、10^{-2} ラジアン程度である。実際のリニアコライダーでは、水平方向に 100 倍の偏平ビーム同士を衝突させるため、対応する磁場の大きさは 10^2 テスラとなり、曲げ角は 10^{-4} ラジアンとなる。これは、上記の円形ビームの計算式中の R を $\sigma_x + \sigma_y$ に置き換えることで得られる。図3に JLC の場合のビームストラールング光のエネルギー分布を示した。この光

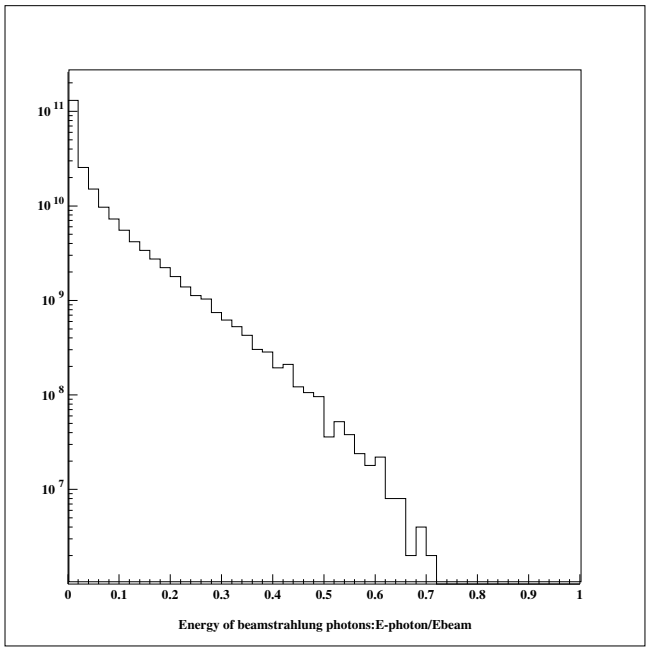

図 3: ビームエネルギー 250 GeV の JLC でのビームストラールング光のエネルギー分布。縦軸は任意のスケールの光子数で、横軸はビームエネルギーで割った光子エネルギーである。

子の総数はビーム強度にほぼ等しい。ビームストラールング光子が上記の強い磁場と相互作用して電子陽電子対を生成する。これをコヒーレント過程による対生成と呼ぶ。この過程で生成される電子や陽電子は、磁場の大きさに強い依存性のあるエネルギーの閾値を持つ。その大きさは生成される電子陽電子対の静止系で直感的に見積もることができる。この静止系では磁場 H_ϕ はローレンツ変換により、$E = \omega/2m_eH_\phi$ の電場となる。ここで、ω は実験室系の光子エネルギーである。この電場中を、1電荷 e が1電子コンプトン波長 λ_e 移動したとき得られるエネルギーで1電子が十分に作られることが、このコヒーレント過程による対生成の起こる条件である。すなわち $eE\lambda_e = m_e$ である。この時の不変質量の2乗と実

験室系での電子、陽電子のエネルギー ϵ_-,ϵ_+ によるものとが等しいことから次式が導かれる。

$$2e\omega H_\phi \lambda_e = \frac{m^2\omega^2}{\epsilon_+\epsilon_-} \tag{4}$$

上式で $\epsilon_- = \omega$ のとき、陽電子は最小のエネルギーをもつ。このとき、次の不等式が成り立つ。

$$\frac{\epsilon_+}{E_{beam}} \geq \frac{1}{2\Upsilon} \text{ 実際には } \frac{1}{5\Upsilon} \tag{5}$$

ここで、$\Upsilon = \gamma H_\phi / H_c$ は無次元のローレンツ不変量で、シンクロトロン放射を特徴付ける臨界エネルギー ω_c と $\Upsilon = 2/3 \cdot h\omega_c/E_{beam}$ の比例関係にある。$H_c \equiv m^2c^3/eh$ は臨界磁場と呼ばれ、$4.4{\cdot}10^9$ テスラの値をもつ。また、Υ の値は電子陽電子衝突中一定ではないが、その平均値はよく知られたビームパラメータで次のように表わされる。

$$\Upsilon = \frac{5}{6}\frac{N r_e^2 \gamma}{\alpha\sigma_z(\sigma_x + \sigma_y)} \tag{6}$$

$E_{beam} = 250$ GeV のパラメータでは $\Upsilon = 0.2$ 程度であり、この過程によって生成される（陽）電子は、そのエネルギーの閾値は高く、H_ϕ 磁場によって曲げられる角度は小さくビームパイプ中から外にでることがないためバックグラントとはならない。また、この過程の起こる確率は Υ の値に対して強い依存性（$\propto \exp(-16/3\Upsilon)$）を持ち、1電子（ビーム）当たり $\Upsilon \leq 0.3$ では 10^{-10} であり、$\Upsilon \simeq 1$ では 10^{-2} となる。Υ は（6）式より明らかにビームエネルギーに比例し、ルミノシティーにも比例するため、ビームエネルギーが 500 GeV 以上になるとき、1の値を越えることがある。このときは1バンチ衝突に 10^8 のコヒーレント過程による電子陽電子対が生成されるが、（5）式のエネルギー閾値のため上述のように問題ないであろう。

非コヒーレント過程：　電子陽電子対（e^+e^-）生成の非コヒーレント過程には、最初にその断面積を計算した人の功績を讃えて、（1）BW (Breit - Wheeler): $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$、（2）BH (Bethe - Heitler): $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm e^+ e^-$、（3）LL (Landau - Lifshits): $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ と称する三つのものがある。ここで、γ はビームストラールング光である。生成される（陽）電子のエネルギーにはコヒーレント過程にみられた閾値はなく、むしろひじょうに低エネルギーにピークをもちビームエネルギーまで連続に分布する。ビームエネルギー 250 GeV でのこれらの生成数は、1バンチ衝突当たり（1）BW: $1.9{\cdot}10^3$ 個、（2）BH: $2.2{\cdot}10^5$ 個、（3）LL: $4.5{\cdot}10^4$ 個である。前節で簡単に触れたように、相手側のビームの作る磁場によって曲げられる角度は（陽）電子のエネルギーに逆比例するため、この場合バックグランドとなることが予想される。この過程を図4に簡単に描写した。

電子の衝突中の運動は、このようにローレンツ力によるものと考えられるが、バンチ中の電子すなわち電荷分布で与えられるクーロン力でも記述される。ほぼ光速度でのビーム衝突のため、この過程には相対論が典型的な形で適用される。例えば、三次元のクーロン力はローレンツ収縮により、ひじょうによい近似で二次元力となる。図4のように、左から（$+z$）のビーム1と右から（$-z$）のビーム2とが同速度 $v \simeq c$ で正面衝突する。この場合、重心系は実験室系でもある。実験室系で観測される電場 $E_\perp$ と磁場 $H_\perp$ は、ビーム静止系のクーロン場による電場 $E'_\perp$ より次式のローレンツ変換で計算される。ここでビームの進行方向に垂直の成分だけ考える。

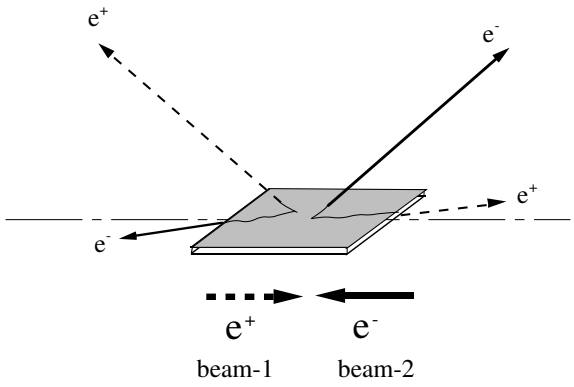

図 4: 電子陽電子対生成と衝突中の磁場による曲がり。二つの偏平ビームは図の中央に重なり合った紙のように描かれている。相手側のビームと同じ電荷をもったものが強い斥力を受け大角度に散乱する。

$$E_\perp = \gamma E'_\perp, \quad H_\perp = \gamma\frac{v}{c} \times E'_\perp, \quad \gamma \equiv \frac{E_{beam}}{m_e} \tag{7}$$

この電場と磁場によって電荷 e の受ける力（F）は、

$$F = e(E_\perp \pm \frac{v}{c} \times H_\perp) \simeq e(1 \mp \frac{v^2}{c^2})E_\perp \tag{8}$$

で表される。上式のローレンツ力の符号は電荷の進む方向を示している。ビームと同じ方向に進む電子の受ける力はゼロとなり、正面衝突の場合に対応する反対方向に進むものは電場 $E_\perp$ の2倍の力を受ける。したがって、$dp/dt = F$ より次の運動方程式が得られる。

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{4Nr_e}{\gamma\epsilon}\frac{1}{L}\frac{\partial\Phi}{\partial x} \tag{9}$$

ここで、ϵ は電子のエネルギーをビームエネルギーで割ったものである。$\Phi(x,y)$ はビーム静止系での二次元のクーロンポテンシャルである。垂直成分の y に対しても同様な運動方程式が成り立っている。右辺の係数はビーム静止系での z 方向の電荷密度であり、この静止系で実験室系のバンチ長 L が受けるローレンツ伸長は、Φ の受けるローレンツ係数を相殺している。ガウス分布するビームの中心付近（$|x(y)| \ll \sigma_{x(y)}$）では、$\Phi(x,y)$ は

$$\Phi = \frac{1}{2(\sigma_x + \sigma_y)}(\frac{x^2}{\sigma_x} + \frac{y^2}{\sigma_y}) \tag{10}$$

と表される。

実際にはビーム中の電子は、衝突中上記の力を受け振動したり、収縮（pinch 効果）、ときには粉砕（disrupt）されるなど複雑な運動をする。したがって、これらビームビーム相互作用はシミュレーションという数値的な手法によって詳しく調べられている。以下では、ABEL（Analysis of Beam-beam Effects in Linear colliders）というシミュレーションプログラムによるものである。ABEL では、非コヒーレント過程の電子陽電子対生成は光子同等近似（Equivalent Photon Approximation ）で計算されている。三つの過程はすべて２光子衝突による電子陽電子生成（$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$）に帰することができる。BW のときは初期状態の２光子はビームストラールング光であり、BH ではビームストラールング光とビームの（陽）電子中の仮想光子であり、LL では、２光子はそれぞれビームの電子･陽電子中の仮想光子である。仮想光子のエネルギー（E_γ）分布はよく知られており、

$$n_v(y) = \frac{2\alpha}{\pi}\frac{1}{y}\ln(\frac{1}{y}), \quad y = E_\gamma/E_{beam} \tag{11}$$

で表される。ビームストラールング光のものに比べて一般に低エネルギーに多いソフトな分布をしている。また、ABEL は光子の virtuality（仮想性）などの量子的効果も考慮している。これは $\Delta p \Delta r > h$ の不確定性原理により、ある運動量の粒子は空間的拡がりをもつことによる。この電子陽電子生成では、低エネルギーの仮想光子の寄与が多く、反応のインパクトパラメータ（衝突半径）がビームサイズ、特に垂直方向のものを越えるため、生成確率が 50% 程度抑制される。図5は、電子･陽電子（粒子）の衝突後の横運動量（P_t）と散乱角度（θ）の分布である。図中 P_t に沿って濃い境界のあるこ

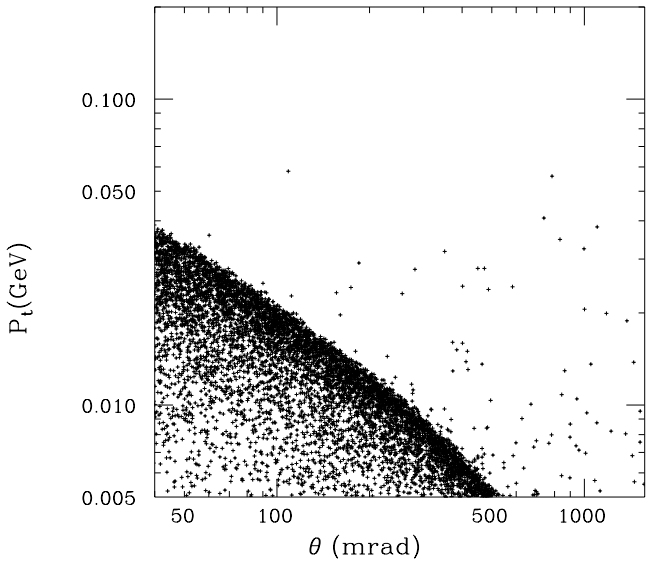

図 5: ビームエネルギー 250 GeV の JLC での電子陽電子対生成の粒子分布。縦軸は粒子のビーム軸に垂直方向の横運動量で、横軸は衝突後の散乱角度である。どちらも対数目盛で表している。

とが見える。これは粒子の生成角度は m_e/E_e 程度でありその大部分はビーム方向であること、そして磁場による曲げ角に最大角があるためである。この境界を越える大きな角度領域にある粒子は、生成時にすでに大角度に散乱しているものである。これらの粒子で直接に測定器に入りバックグラントとなるものは散乱角度が 150mrad を越えるもので、それらの P_t 分布を図6に示した。この分布には明らかに２成分あること

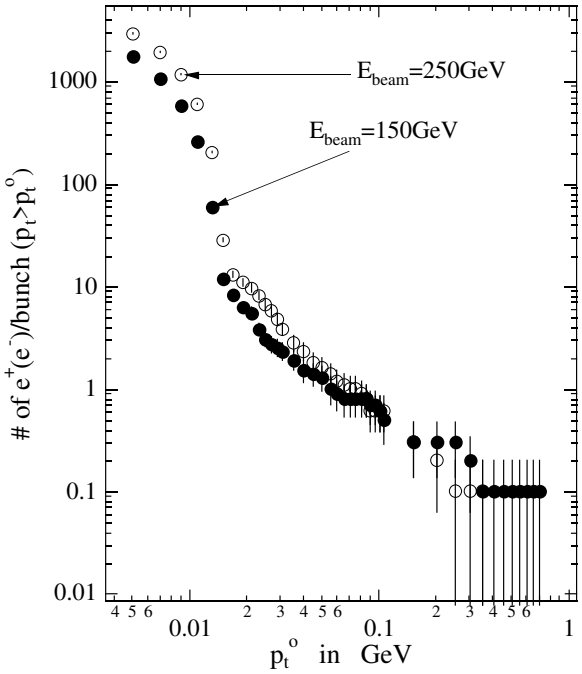

図 6: ビームエネルギー 150、250 GeV の JLC での粒子の P_t 分布。縦軸は１バンチ衝突当たりの粒子数で、横軸は粒子の P_t である。

がわかる。それらは、図5に見られた境界に対応する肩をもつ非常に多量の粒子よりなるものと、生成時に大角度散乱したものであり、後者は指数関数的に減少分布する。実際には、低 P_t 領域に集中する前者の粒子は、1.5 テスラの測定器のソレノイド磁場でビームパイプの回りに巻き付けられる。これらの引き起こすバックグランド問題は後のセクションで詳しく述べる。

また、このような電子･陽電子の強いビーム磁場による散乱は、相手側のビームサイズなどの重要な情報をもっていることがわかった。特にその方位角分布に、ビームの偏平度にほぼ比例する非対称性のあることが ABEL による計算で明らかとなった。このことを利用したビームサイズモニターも提案されているが、詳しくは別の章で議論されている。

次に以前にも触れたように、前方に散乱された多量の粒子と QC1 の磁極との衝突で生成される二次的なバックグランドを議論する。ここで問題となるものは、原子核から光発生する中性子そして後方散乱される光子である。前者は衝突する粒子の全エネルギーに比例し、7.7 GeV のエネルギー当たり１個の中性子が生成される。したがって、１バンチ（トレ

イン）衝突当たりの全エネルギーは $6 \cdot 10^4(10^6)$ GeV に達するため、$10^4(10^6)$ 個の中性子が生成される。これら中性子の

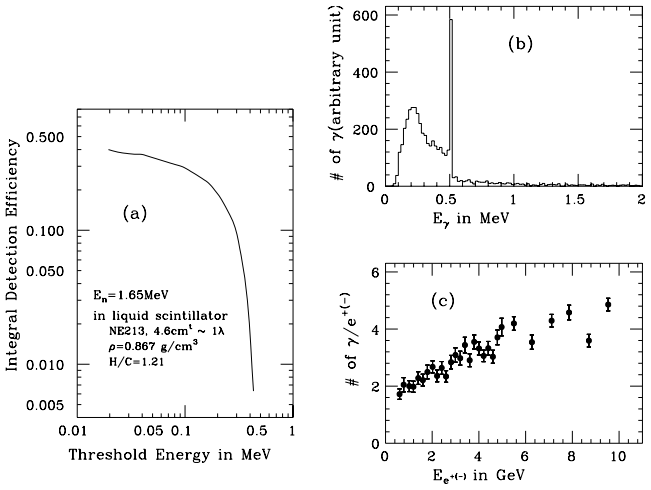

図 7: （a）液体シンチレータ（NE213）中でのエネルギー 1.65 MeV の中性子に対する測定効率。横軸は、電子のエネルギー相当に換算した測定器のエネルギー閾値である。（b）入射エネルギー 0.5∼10 GeV に一様に分布している電子と磁極物質（Fe-C0-V: 49-49-2%）の衝突によって後方散乱される光子のエネルギー分布。これは、EGS4 コードによるシミュレーションの結果である。（c）1 入射電子当たりの後方散乱の光子数。横軸は、入射電子のエネルギーである。

エネルギーは、原子核のジャイアント共鳴に特徴的な値をもち約 1.5 MeV である。図 7(a) より明らかなように、測定器が液体シンチレータの場合、そのエネルギー閾値 0.1 MeV に対しては 30% 程度の測定効率をもつが、閾値が上がると急激に効率が悪くなり、0.5MeV ではゼロになる。$10^4(10^6)$ 個の中性子がそれぞれ 0.1 MeV のエネルギーを 50% の効率で、一様に 20,000 チャンネルのカロリメーターに与えるとすると、1 チャンネル当たりのエネルギー和は 2.5（0.025）MeV でしかない。その他の測定器は中性子に対しての感度がないため、特に問題はない。これに反して、後方散乱の光子数は図 7(c) に示したように衝突する粒子数に比例し、1 電子当たり約 4 個である。衝突する粒子数は 1 バンチ（トレイン）当たり $3 \cdot 10^4(10^6)$ であるため、$10^5(10^7)$ 個の光子が後方散乱される。その時の光子のエネルギーは図 7(b) に見られるように、その大部分は 1 MeV 以下であり、電磁シャワー中の陽電子消滅に特有なピークを 0.5 MeV にもつ。これらの光子が検出器の中に入り、バックグラントとなるのを防ぐのにマスクを必要とする。これは次節で詳しく述べる。

2.4 ミニジェット

今まで調べてきた電子陽電子対の代わりにクォーク·反クォーク対も多数生成される。それらは π, K 中間子などの幾つかのハドロン粒子に分裂しジェット構造をもち、電子陽電子消滅過程のものと比べると、そのエネルギーが小さいためにミニジェットと呼ばれる。この現象はトリスタン実験で初めて検証され、精力的に調べられている。電子陽電子対生成の場合と際だった違いは、光子のハドロン的構造がひじょうに重要な役割をもつことである。光子と ρ 中間子などのベクトル中間子とは、それらの性質を記述する量子数（スピン、パリティ）が等しい。このため、光子を幾つものベクトル中間子の和と考え、そのハドロン的相互作用をかなりよく説明できる。これを光子のベクターメゾンドミナンスモデル（VMD）という。このように光子を一つのハドロンと考え、その内部構造をクォークやグルーオン分布関数で記述し、ミニジェット生成断面積が計算されている。これらの分布関数は実験でのみ決定されるもので、現在のところ、特にグルーオンに対してかなり不定性がある。この不定性は、重心系エネルギーが 500 GeV のリニアコライダーでは 3 倍程度である。一般にビームストラールング光子は仮想光子のエネルギー分布に比べて高いエネルギーに多く分布する。　それはミニジェット生成に際し、重心系エネルギー 500 GeV では仮想光子とほぼ同じ寄与をもつが、TeV 領域でのリニアコライダーでは一番突出した光子源となる。図 8 にミニジェット生成断面積をシュード·ラピディ

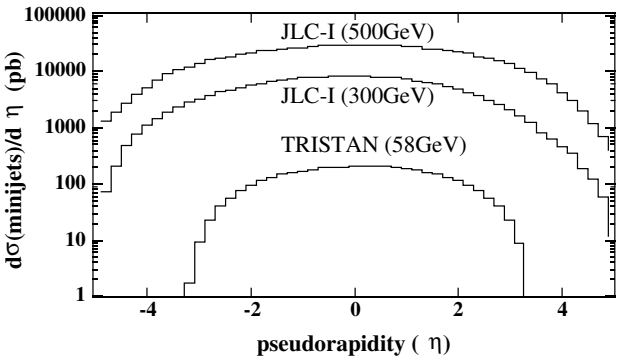

図 8: 重心系エネルギー 58 GeV のトリスタン、300 GeV と 500 GeV の JLC での DG パラメトリゼーション（$p_{t,min} = 2.0$ GeV）を用いたミニジェットの角分布。

ティー（$\eta \equiv -\ln\tan(\theta/2)$）の関数で示した。ここで、$\theta = 45°$ は η=0.7 に対応している。重心系エネルギー 58GeV のトリスタン実験に対して、500 GeV のリニアコライダーでは百倍以上の確率でミニジェットが生成される。現在の実験結果と無矛盾な光子内部構造関数の二つの代表的なパラメトリゼーションの DG と LAC1 を用いたとき、1 バンチ衝突当たりに生成されるミニジェット数は、0.061(DG)、0.20(LAC1) と計算される。この計算値の違いは主に上述のグルーオン分布の不定性に起因している。

ミニジェット生成が非常に多く興味ある物理事象と重なったとき、それはバックグランドとして問題になる。もしバンチごとの事象の分離ができないときこのことが十分に起こり得る。シミュレーションによると、ミニジェットは $|\eta| < 1.3$（$30° < \theta < 150°$）の角度領域で、平均 5 つの荷電粒子より成る。悲観的な場合として、$e^+e^- \to ZH$ 過程のヒッグス

生成に必ず一つのミニジェットが重なった場合を想定する。シミュレーションによると、質量 110 GeV のヒッグスの崩壊による２ジェット不変質量の分解能は 3.9 GeV から 5.3 GeV となる。この場合でも、ヒッグスの発見や質量の測定には何ら支障はない。しかしながら、電子陽電子衝突の特徴をできる限り損なわないために、測定器としては、バンチごとの事象の分離の可能なものを採用しなければならない。

3　マスクシステム

測定器を QC1 の磁極から後方散乱される多量の光子より遮蔽するために、マスクが必要なことは前に述べた。図 9にマスキングシステムを簡単に描写した。マスクはこれらの光子を十分に吸収するため、タングステンなどのひじょうに重い物質で作られる。タングステンは、0.5 MeV の光子に対して 5 cm の厚さで 10^{-5} の吸収係数をもつ。衝突点より L_Q にある QC1 の先端よりマスクの間口、すなわち衝突点より L_{mask} の位置で半径 $R_{mask} = L_{mask}\tan\theta_{mask}$ の開口を見るアクセプタンス η_{mask}（立体角を 4π で割った量）は、

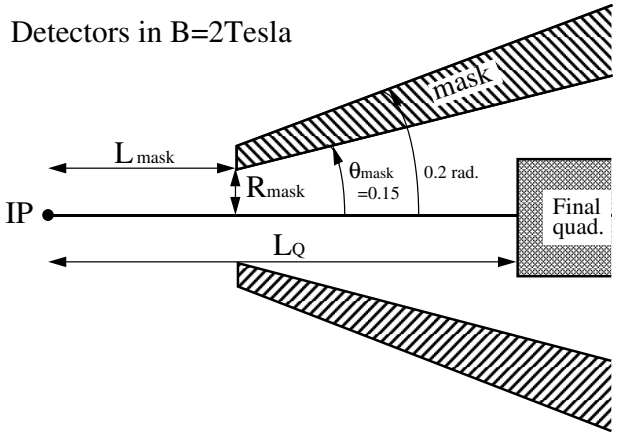

図 9: 衝突点（IP）付近のマスキングシステム。マスクを含む測定器は、２テスラの一様なソレノイド磁場中に置かれる。

$$\eta_{mask} = \frac{R_{mask}^2}{4(L_Q - L_{mask})^2} \tag{12}$$

で定義される。この間口を通り抜ける光子の大部分は反対側のマスクに当たる。そこで再び後方散乱する光子の確率は高々 10^{-2} である。その総数を 1 トレイン衝突当たり 10^2 以下にするためには、η_{mask} は $\eta_{mask}^{max} = 10^{-3}$ 以下でなければならない。したがって、

$$L_{mask} < \frac{2\sqrt{\eta_{mask}^{max}}L_Q}{\tan\theta_{mask} + 2\sqrt{\eta_{mask}^{max}}} \tag{13}$$

の不等式が成り立つ。ここで、L_Q=2.5 m、θ_{mask}=0.15 の条件をいれると、L_{mask} <0.74 m の要請が得られる。また、図 6に見られる横運動量分布の肩を形成する粒子は、マスクの間口を通り抜けなければならない。そうでないなら多量のバックグランドが生じる。我々はいろいろの安全係数を考慮し、L_{mask}=0.44 m の値を採用した。この時の粒子のビーム軸より半径方向の分布をそのエネルギーとの相関で図 10にプロットした。図より明らかに、粒子エネルギーが 90 MeV 付近でビーム軸より最大の距離になり、ほとんどの粒子は、ビーム軸から 5.2 cm 以下を通り抜ける。この位置での R_{mask} は 6.7 cm であるので、上記のバックグランド問題はない。

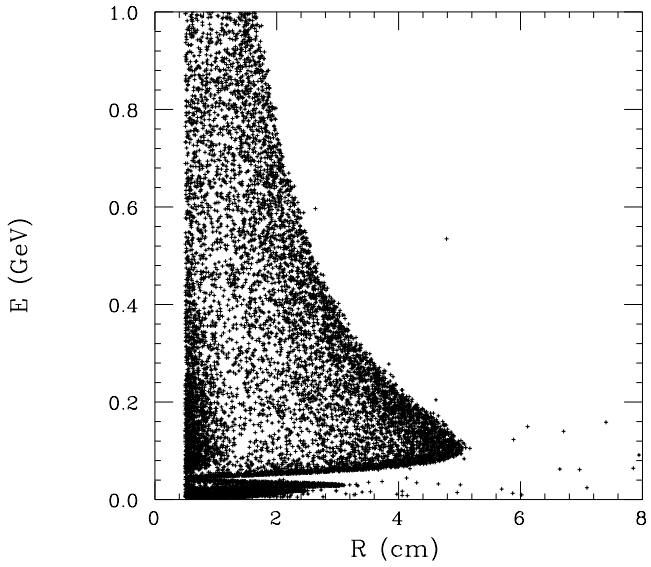

図 10: ビームエネルギー 250 GeV の JLC での電子陽電子対生成の粒子分布。縦軸は粒子のエネルギー（E）で、横軸は衝突点より 0.44 m の所での粒子の半径方向の位置（R）である。

以上、ABEL によるシミュレーションによる結果を述べたが、前方に散乱される荷電粒子に対して、任意の衝突点からの距離（ℓ）での最大半径 R_{max} は、ソレノイド磁場（B）中の半径方向の運動方程式でよく表すことができる。

$$R = 2\rho\sin\frac{\phi}{2}, \quad \phi = \frac{0.3B\ell}{p_z} \tag{14}$$

上式より、$\phi = \pi$ の時、R が最大となることがわかる。このとき、粒子の運動量 p は、$p \simeq p_z$ のため、$p \equiv \epsilon/E_{beam} \simeq 0.3B\ell/\pi$ である。B =2 テスラ、$\ell \simeq L_{mask}$ =0.44 m とすると、p =84 MeV となり、図 10で示されたシミュレーション結果とよく一致している。粒子の最大横運動量を $p_t^{max} = p\sin\theta_{max}$ とすると、その最大半径は,

$$R_{max} = 2\rho = \frac{2p_t^{max}}{0.3B} \simeq \frac{2\ell\sin\theta_{max}}{\pi} \tag{15}$$

である。p_t^{max} すなわち θ_{max} はビーム・ビーム相互作用での散乱によってのみ得られるとすると、

$$\theta_{max} \simeq \left[\frac{\ln(\frac{4\sqrt{3}D_x}{\epsilon})}{\sqrt{3}\epsilon D_x}\right]^{1/2}\theta_\circ\sqrt{2} \tag{16}$$

で表される。ここで、$D_x \equiv 2Nr_e/\gamma\cdot\sigma_z/(\sigma_x(\sigma_x+\sigma_y))$、$\theta_\circ \equiv D_x\sigma_x/\sigma_z$ である。上式は、$D_X/\epsilon \geq 1$ の場合の（9）

式の近似解である。実際に、E_{beam} =250 GeV のビームパラメータ：$N = 10^{10}$、σ_x = 260 nm、σ_y = 3.04 nm、$\sigma_z = 80\mu$m により、D_x =0.14、$\theta_\circ$ =0.44 ミリラジアンとなり、87 MeV の粒子に対して θ_{max} =0.20 ラジアンと計算される。したがって、（15）式より R_{max} =5.5 cm が得られる。この値も　シミュレーション結果とよく一致している。また、p_t^{max} =17 MeV であるので図6より、マスク表面に衝突する粒子数は　1バンチ（トレイン）衝突当たり高々 10（1000）個であり、特にバックグランドとして問題とはならないであろう。

4　軌跡検出器でのバックグランド

一般に、荷電粒子の軌跡を検出する測定器はビーム軸に平行なシリンダー状の形をしており、その半径方向に幾つもの多層構造をしている。一様なソレノイド磁場中、荷電粒子が描く軌道の曲率を測定し、その粒子の運動量を決定する。これら測定器に対する電子陽電子対生成からのバックグランド量を見るため、図 vertex に粒子が半径2~150 cm のシリンダー表面を通過する回数を、二つの角度領域（$|\cos\theta| < 0.7$、0.9）で示した。これらの分布にも、半径 10cm 以内で半径の増加とともに指数関数的に急激に減少するものと、ひじょうにゆっくりと減少する2成分がある。シンクロトロン光の拡がりが小さいため、半径 1 cm 程度のビームパイプが使用可能である。このとき、反応の二次、三次崩壊点を精度よく測定するバーテックス測定器は、半径2~10 cm に設置される。半径2 cm での粒子通過数は、図 11より1バンチ（トレイン）衝突当たり 100（10000）個である。シミュレーションによると、1粒子は数回程度シリンダー表面を通過する。一次元読み出しの測定器は、ヒット点の全読み出しチャンネル数に対する占有率が高過ぎるため機能しない。したがって、CCD(Charge Coupled Device）など二次元読み出しの測定器がこのようにビーム軸に近い所では必要である。中心飛跡測定器は、一般に半径 30 cm 以上ビーム軸より離れた場所に置かれる。これに対するバックグランドヒット数は、図 11より1バンチ（トレイン）衝突当たり 1（100）個程度である。図6でも明らかなように、これらの粒子の横運動量は小さく、その影響は少ないと期待されるが、ミニジェットの所で述べたようにバンチごとの分離の可能なものを測定器として用いなければならない。

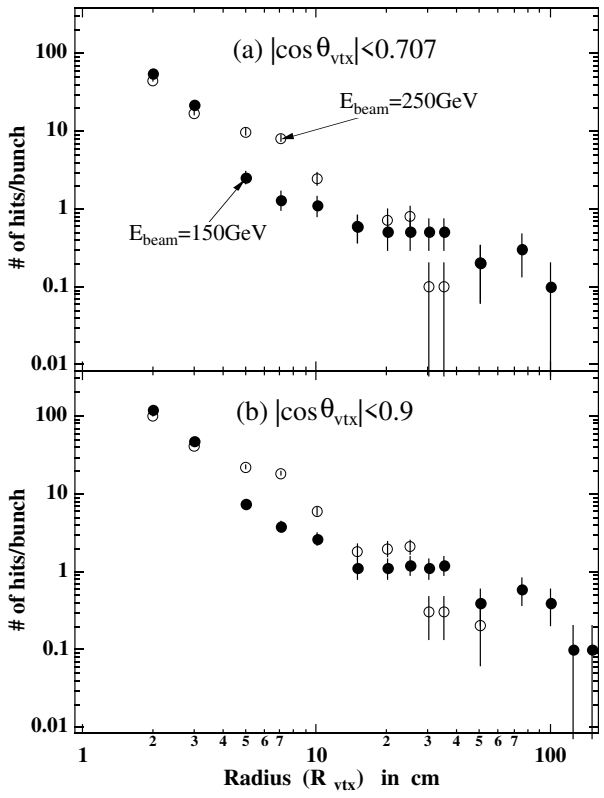

図 11: 電子陽電子対生成からの粒子によるバックグランド。粒子は、2テスラのソレノイド磁場中をヘリックス軌道を進行し、半径 R_{VTX} のシリンダー面を通過する点の数を縦軸に取っている。横軸はその半径 R_{VTX} で、（a）、（b）は、それぞれ $|\cos\theta| < 0.707, 0.9$ の角度領域に対応している。

5　JLC 測定器

TeV 領域の電子陽電子衝突実験の際だった特徴は、ファイマン図を見る如く、基本粒子すなわちレプトン、クォーク、ゲージボゾンの識別によって反応の終状態を捉えることができることである。このことを実現することを目指して、測定器の設計を行わなければならない。ニュートリノを除く生成されるすべての粒子を精度よく検出する高性能の測定器を提案する。

先ず、マスキングシステムの設置される前後方領域を除く $|\cos\theta|$ <0.98 の領域を、測定可能領域とする。高エネルギーになればなるほど、三体以上の終状態の過程が増し、また、SUSY（Super Symmetry ）粒子崩壊などに特徴的なミッシングエネルギーの測定精度にとって、できるだけ多くの立体角を測定器で覆うことが重要となる。このミッシングエネルギーは、SUSY 粒子の中で一番軽く中性で安定な LSP 粒子が検出されずに持ち去ってしまうものである。すべての SUSY 粒子は最終的にこの粒子に崩壊する。

次に、クォークを起源とするジェットによって再構成される W ボゾンと Z ボゾンの識別はその分岐比が大きく重要である。Z ボゾンは W ボゾンより 10 GeV 程度重い質量をもち、それぞれ 2.5 GeV と 1.8 GeV の崩壊幅をもつ。したがって、2ジェットによる不変質量の分解能は、これらの崩壊幅と同程度でなければならない。

最後に、特に重要な軽いヒッグスの生成過程：$e^+e^- \to ZH$ において、Z 崩壊物のレプトン対粒子（ℓ_1,ℓ_2）によるミッシング質量法で決定されるヒッグス質量の分解能が、ビームエネルギーの拡がりの 200 MeV と同等でなければならない。ミッシング質量法とは、初期状態の重心エネルギー（E_{CM}）がよくわかっているとき、終状態2体の内 Z ボゾンのエネル

ギーや運動量（E_Z, p_Z）から、他方のヒッグスの質量（M_h）をエネルギー運動量保存則より計算する方法である。すなわち、$M_h^2 = (E_{CM} - E_Z)^2 - p_Z^2$、ここで、$\vec{p}_z = \vec{p}_{\ell_1} + \vec{p}_{\ell_2}$ である。標準理論で期待されるヒッグスの崩壊幅は、MeV 程度とひじょうに小さいため、ヒッグスの質量が Z ボゾン質量とほぼ等しいときに、不定性のないヒッグスの発見に不可欠である。

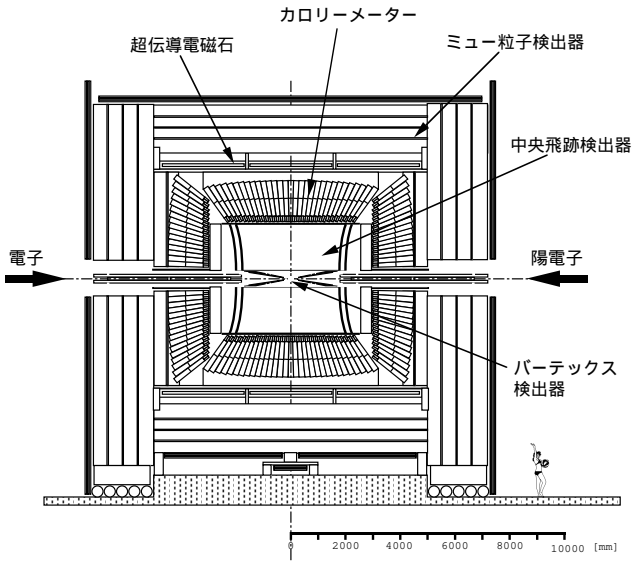

図 12: JLC 測定器

図 12に JLC 測定器の断面を描写した。全体の体積は、ほぼ $16 \times 16 \times 16$ m^3 の立方体であり、総重量は約 15,000 トンである。ミュー粒子検出器を除きカロリメーターを含むすべての検出器は、超伝導電磁石で作られる 2 テスラのソレノイド磁場中に設置されている。このことは、カロリメーターのエネルギー分解能を上げ、できるだけ検出不能な場所すなわち穴のない測定器を達成するのに必要である。以下に、ビーム軸より近い検出器より順番に、その概略を説明する。

バーテックス検出器：　この検出器の究極の役割は、1 ピコ秒程度の寿命をもつ b , c クォークを含む中間子の二次、三次崩壊点を決定し、それを識別することである。前節で詳しく説明したように、多量のバックグランド中でも十分機能を果たすために、2 層の CCD 検出器より構成されている。それらは、ビーム軸からそれぞれ 2.5 cm と 7.5 cm に設置される。総数 $4 \cdot 10^8$ 個の 25μm×25μm のピクセルより成り、空間分解能は 7.2 μm で、衝突係数の分解能は $p = 1$ GeV で垂直方向の粒子に対して 30 μm である。b クォークの崩壊粒子の衝突係数は約 400 μm であるので、検出器の分解能の 2.5 倍以上の衝突係数をもつ粒子を少なくとも 2 本要求する方法で、b クォークの識別効率は 78% である。このとき、より軽いクォークを b クォークと誤認する確率は 0.5% である。

現在はその開発研究の段階で、熱的ノイズの小さく、取り扱いがより簡単な 0° 以上での使用、そして、できるだけ高速な読み出し方法（100 MHz 程度）などが主な目的となっている。

中央飛跡検出器：　前述の $e^+e^- \rightarrow ZH$ 過程でのミッシング質量法によるヒッグス質量の決定で、中心的役割を果たす。ヒッグス質量の分解能 ΔM_h はレプトンの運動量の分解能 Δp_ℓ に比例し、$\Delta M_h \simeq 2p_\ell/M_h \cdot \Delta p_\ell$ と表すことができる。M_h =100 GeV に対する ΔM_h =200 MeV の要求は、$p_\ell \simeq$50 GeV であるので、Δp_ℓ =200 MeV すなわち 50 GeV に対して 0.4% の運動量分解能が必要となる。これを 2 テスラのソレノイド磁場中、空間分解能 100μm の検出器で実現するために、半径 30 cm から 230 cm で長さが 4.6 m のシリンダー形のジェットチェンバーと呼ばれるものが選ばれた。

これは、炭酸ガス中を荷電粒子が通過するときその飛跡に沿って電離される電子を測定するもので、半径方向に 100 点の測定点を持つ。実際には、荷電粒子の通過から電離電子の測定点までの到達時間を測定する。その到達（ドリフト）速度は 10μm/nsec の一定のため、各測定点で 10 nsec の時間分解能をもつ。したがって、1 粒子の通過当たり 1 nsec = 10 nsec/$\sqrt{100\text{測定点}}$ の時間分解能をもち、この粒子のバンチごとの分離が十分できる。また、1 mm 程度接近する飛跡を独立に測定できるため、ジェット内の粒子各々の運動量も精度よく測定される。ビーム軸（z）方向の位置も 1 mm の分解能で測定される。これは次に説明するカロリメーターのエネルギークラスターとのよい対応を付けるのに不可欠である。

この開発研究としては、如何にしてこのような大きな検出器、特に測定点の空間基準となる 4.6 m というひじょうに長いワイヤーを精度よく設置できるかを、プロトタイプを制作して行っている。また、消費電力の節約を目指す総数 18,000 チャンネルのエレクトロニクスの開発も期待されている。

カロリメーター：　2 ジェットによる不変質量の決定に際して、中央飛跡検出器とともに重要な役割を果たす。特に、飛跡を残さない中性粒子（光子、中性子、K_L° など）のエネルギー測定に関しては、唯一の検出器である。その重要性は $e^+e^- \rightarrow ZH$ 過程についても窺い知ることができる。Z ボゾンの 2 ジェットへの崩壊比は 70%、ニュートリノ対へは 20%、残りの 10% はレプトン対へのものである。軽いヒッグスの崩壊は、ほとんどが b クォーク対の 2 ジェットである。上の過程で Z がニュートリノ対へ崩壊するとき終状態はヒッグス崩壊の 2 ジェットのみであり、Z が 2 ジェットへ崩壊するとき終状態は 4 ジェットである。このとき 2 ジェットの不変質量は Z および H の識別に不可欠であり、ヒッグス質量の決定に重要である。

カロリメーターは図 12で示されるように、ビーム軸を回る円筒状のバレル部とそれに蓋をするような形の端部より成り、$|\cos\theta| < 0.98$ の領域を穴のないように覆っている。また、衝突点に向くタワー構造をもち、バレル部、端部両方ともに 2,500 本のタワーより構成される。一つのタワーは、前方に電磁シャワー部（$29X_\circ$）そしてその背後にハドロンシャ

ワー部（5.6λ）より成り立っている。タワーの検出器部分は、鉛とプラスチックシンチレータの多層サンドイッチ構造をしている。1 GeV の電子や光子に対するエネルギー分解能は 15 % であり、1 GeV のハドロン粒子に対しては 40% である。電磁シャワー部のシャワー最大値付近の 4.3 輻射長（X_0）には、$1\times1\,\mathrm{cm}^2$ のシリコンパッド検出器が設置され、光子の入射位置を 3 mm の分解能で測定する。これは光子と荷電粒子の重なり合うときその分離を可能にし、π 中間子と電子との区別の能力を増強する。これにより 90% の電子識別効率に対して、π 中間子を電子に誤る確率を 1/50 にできると期待される。

開発研究の中心は、電磁シャワーとハドロンシャワーという違った過程で測定される２つのエネルギースケールを等しく合わせることである。また、鉛の中にプラスチックシンチレータのファイバーを多数埋め込んだスパカル（SPACAL）と呼ばれ、ハドロンに対するエネルギー分解能をさらによくできるカロリメーターの開発も行われている。シリコンパッド総数は $2\cdot10^6$ 個と多く、それぞれに前置増幅器が必要とするため、その消費電力の少ない回路設計の開発もしなければならない。

ミュー粒子検出器：　カロリメーターで吸収されることなく、すべての測定器を通り抜けるミュー粒子を検出する。したがって、超伝導電磁石の外に設置され、カロリメーターと同じ角度領域を覆う。このミュー粒子検出器は運動量の測定ではなくて、ミュー粒子の識別に用いられる。この空間分解能は 500 μm 程度でよい。この検出器は６層（super-layer）から成り、それぞれの層はソレノイド磁場のリターンヨークでもある厚さ約 50 cm の４個の鉄の両側と間に挟まれている。さらに、この一つの層（super-layer）は単線のワイヤーチェンバーから成る４つの層構造をしており、この中で飛跡の方向を求めることができる。ワイヤーの長さはバレル部、端部それぞれに 10 m、15 m であり、その総数はそれぞれに 7700 本、4800 本である。カロリメーター及び鉄中でのエネルギー損失のため、識別可能なミュー粒子の運動量は 3.5 GeV 以上である。

ひじょうに長いワイヤーを用いるための開発を必要としている。

6　まとめ

以上、TeV 領域のリニアコライダーで実験を遂行するとき発生するであろう問題点、特にバックグランド問題についてその対策をも含めて議論した。確かに、今までの電子陽電子衝突実験より多くのバックグランドが測定器に入る。しかしながら、その際だった特徴であった『クリーンさ』は、失われないことがわかった。高性能の測定器によって何の不定性もなく、W、Z ボゾンのジェットモードでの分離、そしてヒッグスの発見とその質量の精密測定が行われることがわかった。また、高性能を目指す測定器の開発の方向性についても触れた。これらのことは、『リニアコライダーの物理』で期待される重要な物理の成果を保証するのに不可欠なことである。

ここでは、与えられた JLC のパラメータに従って議論した。しかし、このパラメータの最適化の過程には、加速器研究者と高エネルギー研究者との間で多くの交流があった。例えば、初期のビームは円形であり、ビームストラールング光が多いためバックグランドは許容できなかった。また、最終収束電磁石の間口の大きさが 0.5 mm 以下で、シンクロトロン光のバックグランドが多すぎて実験不能であった。ルミノシティーを数倍多くするため、バンチ数が百近いビームの加速が提案された。ビームテールのために、コリメーション部分が最終収束系ビームラインの中に必須のものとして組み込まれたことなど。今後も、リニアコライダーでの実験を成功させるために、この交流は重要な役割を果たすであろう。