

最終収束系とその周辺

山本昇

高エネルギー物理学研究所

1. 始めに

主ライナックによって加速された電子・陽電子ビームは、物理実験装置に送り込まれ、電子・陽電子衝突実験が行われる。電子・陽電子衝突実験に必要なルミノシティを確保するために、電子・陽電子ビームは最終収束系でナノ・メートル(10-9メートル)の程度にまで絞られる。この最終収束系のパラメータは、既に横谷氏の講義で述べられているように、様々な要素を考慮して決定される。JLC-Iの場合、ビーム・エネルギー250GeVの時 $\sigma_y^* = 3.5 \text{ nm}$, $\sigma_x^* = 280 \text{ nm}$ のスポット・サイズとしている。これらのスポット・サイズは垂直方向に関していえば従来の加速器の1/1000程度の量であり、その実現のためには強力な荷電粒子光学系、即ち最終収束系が必要になる。

最終収束系の設計にあたっては、高エネルギー実験装置の存在を抜きにして考えることはできない。それは最終収束系の構成が実験装置のバックグラウンドに大きな影響が或るからである。これについては田内利明氏の講義、"デティクタ周辺"で議論されている。

最終収束系はナノ・メートルオーダーのビームサイズを十分に長時間維持することができなければならない。さもなければ、高エネルギー物理学実験に必要な平均ルミノシティを確保することはできないからである。長時間にわたる実験中には気温、気圧、地盤の微動などの原因による収束要素の位置変化が起こる(竹田繁氏 "地盤常時振動")。JLC-Iでは標準偏差1ミクロンのランダムな位置変化はそれに対する補正なしでは3nmのビームサイズを10倍にしてしまう。この収束要素の位置変化を捕え、最終収束系にフィードバックしていくことが必要不可欠である。

また、電子・陽電子衝突実験装置を挟んで対置される最終収束四極磁石の相対位置変動は、直ちに衝突点でのビームの相対位置の変動を引き起こす。ナノ・メートルの電子・陽電子ビームの衝突を維持していくためには最終収束四極磁石の相対位置変動がビームサイズ以下の精度で安定していることが要求される(石原信弘氏"精密荷台")。

この講義では、最終収束系の荷電粒子光学系の設計及びビームの安定化について述べる。

2. 最終収束系の荷電粒子光学系の設計

2-1. 荷電粒子光学系の構成要素

最終収束系の荷電粒子光学系を構成する基本的な要素は、

- 1) 軌道の曲がりとエネルギー分散を与える二重極磁石(偏向磁石とも呼ぶ)、
- 2) ビームに収束力を与える四重極磁石、
- 3) 色収差を補正する六重極磁石

である。偏向磁石は通常の光学でのプリズムに、四重極磁石はレンズに各々対応している。

1) 偏向磁石(二重極磁石)

偏極磁石は平行な平板の二つの磁曲面を持つ。偏向磁石中に入射された荷電粒子はローレンツ力により、その運動量 p に応じて、

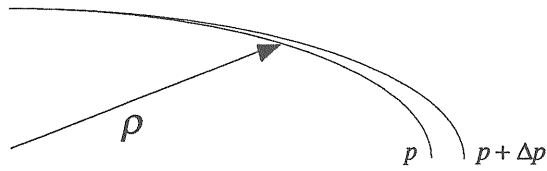
$$\frac{1}{\rho} = \frac{eB}{p}$$

で定まる曲率 ρ をもった円軌道を描く。軌道長 l の偏向磁石では、角度 θ

$$\theta = \frac{l}{\rho}$$

だけ軌道を曲げることができる。曲率 ρ は荷電粒子

の運動量 p に依存するため、偏向磁石によってエネルギー分散を生じる。



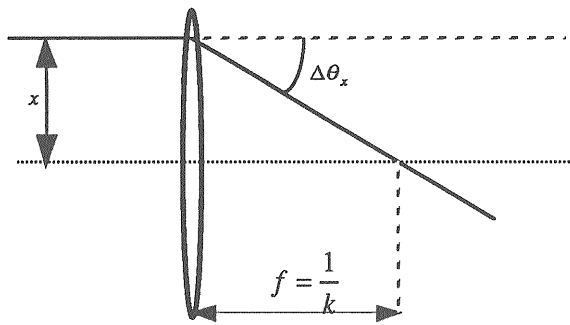
偏向電磁石中での荷電粒子の軌道とエネルギー分散

2) 四重極磁石

四重極磁石はその名の通り、N-S-N-S の四つの磁極をもつ磁石である。磁極の形を適切に設計することで、中心付近の磁力線が双曲線になるようにすることができる。この時荷電粒子の受けるローレンツ力は主軸に鉛直な方向でその主軸からの距離に比例するものになる。

$$\Delta\theta_x = -kx, \quad \Delta\theta_y = ky$$

この力は焦点距離 $f = \frac{1}{k}$ のレンズと等価である。



四重極磁石強度と焦点距離

光学レンズと異なるのは、鉛直・水平の各方向で収束・発散が逆転していることである。光学レンズでは凸レンズであれば水平・鉛直両方向とも収束のレンズであるが、四重極磁石による荷電粒子光学レンズでは水平方

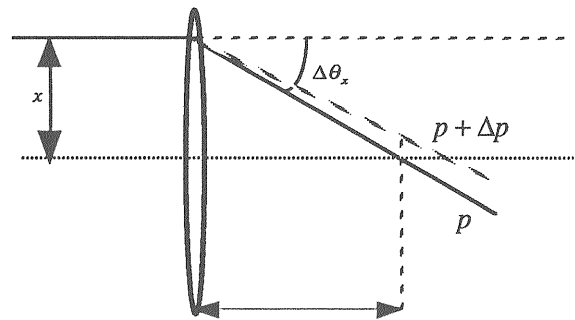
向に収束力を持てば鉛直方向は発散力となる。この荷電粒子光学レンズを複数組み合わせることで両方向とも収束力を持つように光学系は設計される。

3) 六極磁石による色収差補正

リニア・コライダの最終収束系のように強力な収束系で第一に問題となるのは、収束系の色収差である。リニア・コライダでは測定器への配慮から、最終収束レンズは衝突点より 2m 以上離さなければならない。このため最終レンズの色収差は膨大で、色収差によるスポット・サイズの増大は

$$\Delta\sigma_y^* \approx \xi_y \delta_p \sigma_{y0}^*$$

と書けるが ($\delta_p \approx 4.6 \times 10^{-3}$ はビームのエネルギーの拡がり、 σ_{y0}^* は色収差のないときのスポット・サイズ、 ξ_y は収束レンズで決まる係数)、リニアコライダの場合 ξ_y は約 40000 となり、もし色収差補正をしなければ、スポットは 180 倍に拡がってしまう。

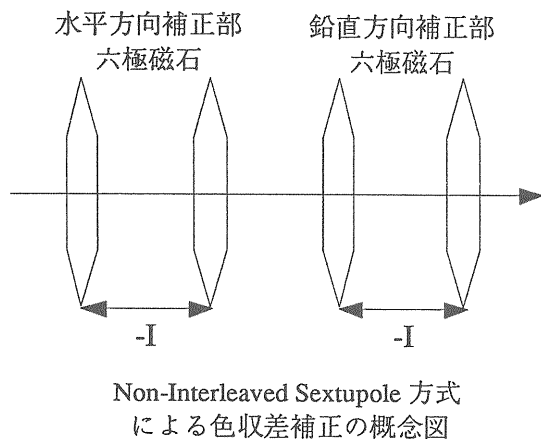


色収差によるビームサイズの増大

通常の光学系では屈折率の異なる光学素子を組み合わせることで、色収差を補正する。荷電粒子光学系では、レンズだけを用いてこのような補正を行うことはできない(何故か?)。荷電粒子光学系では、偏向磁石によって生じたエネルギー分散と六極磁石に拠る非線形収束素子を組み合わせることで、色収差補正を行っている。六極磁石の場所にエネルギー分散を作る事で、六極磁石の非線形性のため、エネルギーの異なる荷電

粒子は異なる収束力を受ける。この六極磁石の強さと、六極磁石の場所でのエネルギー分散を制御することで、四極磁石で産み出される色収差を打ち消すのである。

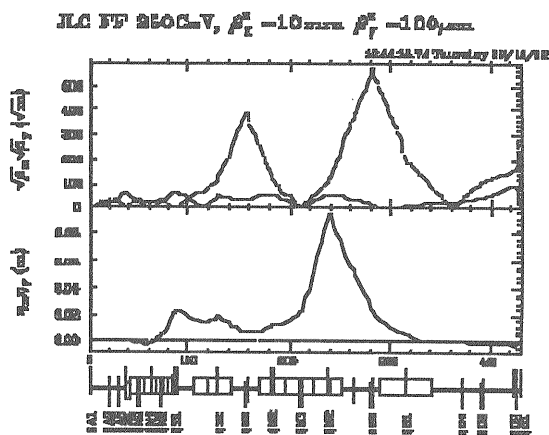
リアコライダの最終収束系ではさらに、六極磁石によって導入される非線形性(幾何収差)が衝突点でのビームサイズに与える影響を最小にするための工夫がなされている。即ち、二つの同等な六極を反転変換(-I 変換)で結びそれらの幾何収差を互いに打ち消し合うようにするのである。さらに水平・鉛直のそれぞれの色収差補正部分がお互いに重なりあわないようにすることでお互いの干渉による高次効果を避けることにした。この方式を Non-interleaved sextupole 方式と呼んでいる。



2-2. 最終収束系の設計

リアコライダの最終収束系は以上の構成要素を組み合わせ、次の図のように設計された。この図のなかで、上のグラフはビームサイズのビームラインに沿った変化、下のグラフは各点でのエネルギー分散を表している。一番下には偏向磁石や四極磁石の配置が示されている。

2-1 で述べた Non-interleaved sextupole 方式を用いて、六極磁石によって生じる幾何収差を取り除いても、高次の収差がなおも残る。そのひとつは六極磁石の厚み



から発生する幾何収差であり、もうひとつはエネルギーの異なる粒子に対する反転変換の破れから起こる色幾何収差である。これらを少なくするには、六極磁石を弱くしなければならないが、そのためには六極磁石の位置でのエネルギー分散を大きくする必要がある。一方、エネルギー分散は偏向磁石で作られるが、分散を大きくするためにその偏向角を大きくすれば、またしてもそこで発生するシンクロトン放射によるエネルギー幅の拡がり色が収差補正を乱してしまう。つまり、偏向角にはスポット・サイズを最小にする最適値が存在する。この二つを同時に解決するにはシステムの全長を長くする外はない。この結果、たとえば JLC-I の最終収束系はビーム・エネルギー 250GeV の時、ビーム当たり 600m を要する。

このように設計された最終収束系が設計通りの性能を発揮し、高い平均ルミノシティを得るには、

- 1)各エレメントが安定に作動し、
- 2)地盤の常時微動などの影響にもかかわらず、ビームスポットサイズを維持し、
- 3)電子・陽電子ビームの正面衝突が維持されることが必要である。

ビームスポットサイズが安定にナノ・メートルを維持するには、たとえばもっとも安定性が要求される最終収束四極磁石の強さは

$$\frac{\Delta k}{k} \approx 1 \times 10^{-5}$$

程度の安定性が需要である。現在の技術から言えば電源の安定性や脈動をこの範囲で押さえることは不可能ではない。

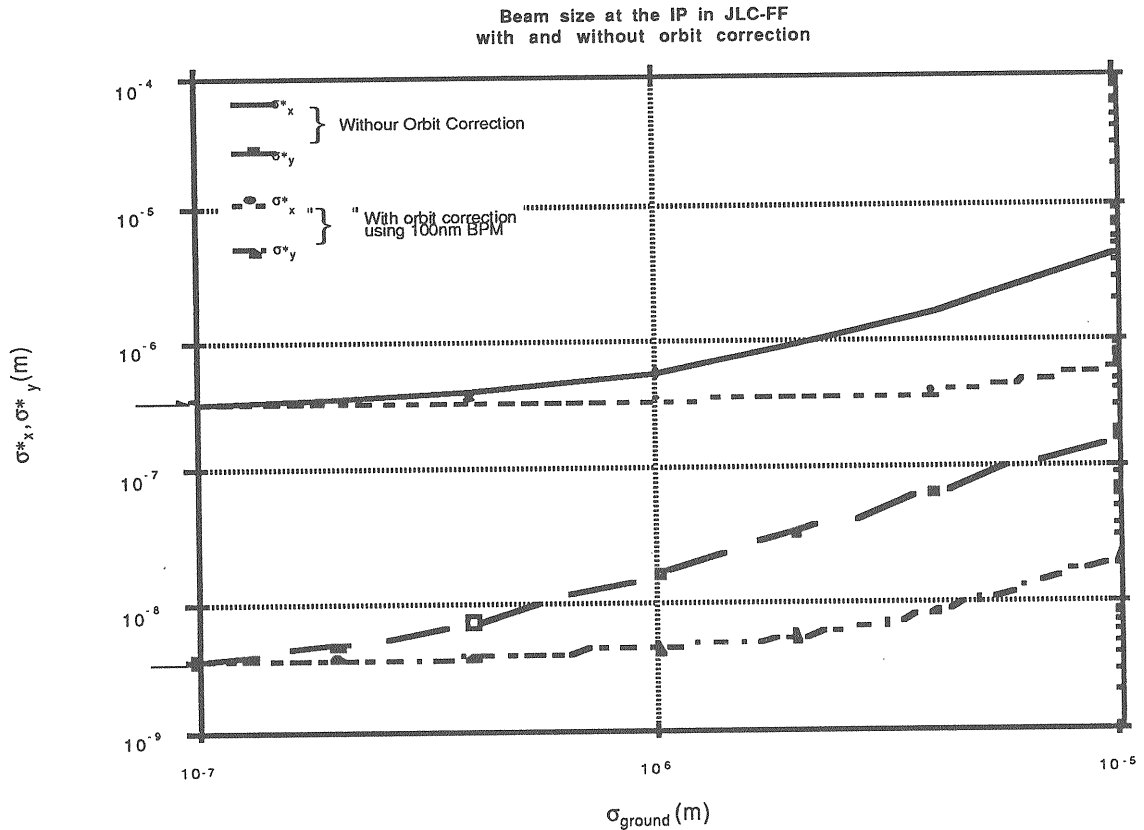
四極磁石、六極磁石の横方向の位置変化は、下図の計算結果に示したように、軌道補正なしでは標準偏差1ミクロンのランダムな位置変化で3nmのビームサイズを10倍にしてしまう。

また、この計算結果によれば、高精度(精度100nm程度)のBPM(Beam Position Monitor,ビーム位置モニタ)によってビーム軌道を補正することで、数ミクロン程度の位置変化は補正可能である。動的な位置変化に対しても同様の軌道補正によるフィードバックを行うことで、

安定したビームスポットサイズが実現可能であることがシミュレーションによって示されている。

正面衝突の維持のためにはビーム・ビーム力による衝突点でのビームの偏向を利用してフィードバックをかける。衝突点で衝突した電子・陽電子ビームは互いに相手のビームから重心位置の相対距離に依存した力を受ける。ビーム・ビーム力による偏向は位置のずれに対して極めて感度が高いので、この方法は極めて有効である。もしこのフィードバックをビームの繰り返し周期と同じ150Hzで行えば、原理的には10Hz以下の磁石の振動による衝突位置のずれは抑えられる。また、10Hz以上の振動は、たとえば高エネルギー研究所の敷地内でも3nm程度であり問題にならない

これらの安定度、位置精度は相対的な安定性であって



最終収束系建設直後の初期エラーはこれらの要求される安定度や精度を越えて大きい可能性がある。この初期エラーからの回復は、ビームによる磁石の中心の決定を行えば、いくつかの補正磁石でスポットの最小化を行うだけで達成できることがシミュレーションで示されている。この場合、許容される初期エラーは既存の加速器部品に対する要求と大差ない程度である。

3. 実ビームによる設計の検証 - FFTB 計画 -

これまで述べてきた荷電粒子光学系の性能は、すでに実際の電子ビームを用いて、実証されている。それが FFTB(Final Focus Test Beam)計画である。FFTB は、日本(KEK)、フランス(LAL)、ドイツ(DESY,MPI)、ロシア(INP)および米国(FNAL,SLAC)の国際協力の下に、SLAC の 2 マイル LINAC の下流に建設されたテストビームラインである。

FFTB の最終収束系はこれまで述べてきた設計方針を採用し、SLAC の 2 マイル LINAC から供給されるエネルギー 5.0 GeV、不変エミッタンス 3.0 10⁻⁵m(水平方向) × 3.0 10⁻⁶m(鉛直方向)、エネルギー幅 0.3% の電子ビームを 1 μm × 60nm のスポットに絞込み込むことが可能のように設計された。焦点での β 関数は JLC-I と同等の 3mm×0.1mm である。

FFTB の最終収束系は焦点でのビームサイズを実際に計測し、観測された焦点でのビームサイズは、ほぼ設計値通りの、平均で 75 nm、観測された最小値で $\sigma_y^* = 67 \text{ nm} \pm 7 \text{ nm}$ となっている。

FFTB では 60 nm のビームスポットサイズの測定法として 2 つのタイプの方法が提案され、建設された。一つは KEK の新竹氏の提案による Laser Compton spot size monitor であり、もう一つは仏 LAL(Orsay) の J.Buon 等によって提案された Ionized Gas を用いた測定器である。

Laser Compton spot size monitor は波長約 1 μ の直線偏光したレーザー光の干渉縞(ピッチ 0.5 μ)をいわばスリットとして電子ビームのサイズを計ろうというも

のである。電子とレーザー光とのコンプトン散乱の結果生じたガンマ線が下流のガンマ線検出器で検出される。電子ビームのスポットサイズが干渉縞のピッチと同程度あるいはそれ以上であれば電子ビームの位置を変化させたときガンマ線の検出率は変化しない。一方ビームサイズがピッチに比べ充分小さいときには干渉縞の明部と暗部ではガンマ線の検出率が大きく変化する。ビーム位置を変化させた時のガンマ線検出率の最大値 Max と最小値 Min から

$$\sigma = \frac{\lambda_0}{4\pi} \sqrt{2 \log \left(\frac{Max + Min}{Max - Min} \right)}$$

によって電子ビームのスポットサイズ σ が求められる。ここで λ_0 はレーザー光の波長である。このビームサイズモニタでは、安定なレーザーの波長がビームサイズ測定の基準になっている為、得た結果の信頼性は高いものになっている。

次ページの図に Laser Compton spot size monitor の測定例を示す。横軸はステアリング電磁石によって動かされた焦点でのビーム位置、縦軸は焦点より下流に設置されたガンマ線検出器によって検出されたガンマ線の数である。レーザー光の干渉縞によるガンマ線の数の変化が容易に読み取れる。

$$A + B \sin \left(\frac{4\pi y}{\lambda} \right)$$

でデータをフィットすることで、この図の場合には

$$\sigma_y^* = 73 \text{ nm} \begin{matrix} +3 \text{ nm} \\ -11 \text{ nm} \end{matrix}$$

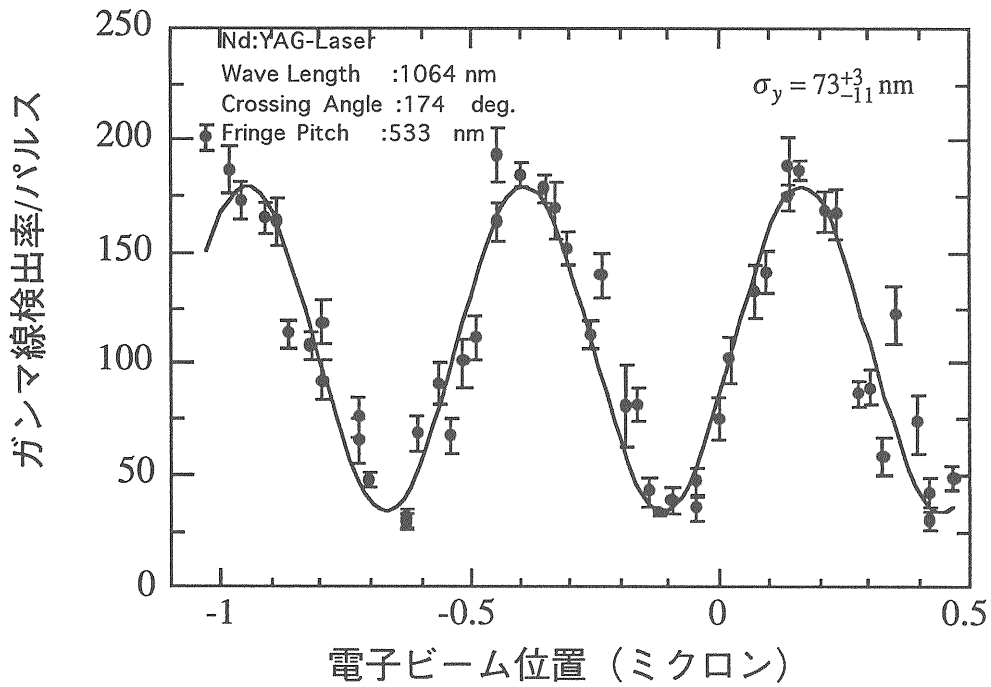
を得る。

4. まとめ

リニアコライダの最終収束系の設計の概要について述べた。設計の方針の有効性は FFTB で実証されている。FFTB では比較的大きな初期エラーから、出発し

て荷電粒子光学系を設計値に調整を行うことについて
 も多くの経験を残した。ビームサイズの維持、正面衝突
 の維持についてはシミュレーションでその妥当性が
 示されている。

FFTB Laser BSM データ



FFTBでのLaser Compton spot size monitor
 によるビーム径の測定例

地盤の常時微動

竹田 繁

序文

地面の振動といった場合、多くの人は、地震動や交通機関或は大型機械の運転に伴う振動を想像されるであろう。周波数帯域的には 1Hz ~ 20Hz で、振幅として 0.1mm ~ 10mm といったところである。これ以上の振幅では振動というよりは天変地異の大変動と多くの人は感じる。これは我々人間の五感で得られる感度と周波数特性に大いに依存する。人間の五感は日常生活に便利に出来ており、全ての感度が log スケール (dB) である。

地震動から機器を保護する目的等で使用される地震スイッチと呼ばれるセンサーは通常 0.08g の加速度で作動し、その周波数帯域は 0.2Hz ~ 20Hz のものが多い。

問題 1 : 周波数 10Hz (関東地方の地面の共振周波数に近い) での 0.08g (震度 0 に相当) の振動振幅を求めよ。

ところで、高ルミノシティ、超低エミッタンスを目指す次世代加速器、リニアコライダー (以後 LC と略記する) は、長さが 20 ~ 30km の長大実験装置で、しかもそのアライメント精度として 50 μ m ~ 50nm を要求するような装置である。この数値を感覚的に理解するのは困難かも知れないが、非常に注意深い人が機械振動 (20Hz 前後の周波数で振動していることが多い) として指先で感じるギリギリの振幅感度が 5 μ m 程度であることを知っているとは分かり易い。人間の感覚としては何も起こっていない、静寂な状態での揺らぎが実は加速器の死活を制する問題になって来たということである。

LC 加速器はその大部分が同一種類の機器の繰り返し配置として長い距離続く。従って問題になるのは振動周波数が同じでも、各装置間に位相差がある振動とか、例えゆっくりとした振動 (というにはあまりにも繰り返し周期の長い日変化の様な変動) でも変動による残差を伴う様な変位とか、装置間に相関を伴わない様な振動といったものである。加速器を設置する地盤の常微動にはどのような周波数成分がどの位の振幅で存在するのか、また各周波数成分はどのような相関を示すのかといった具体例を使いながらそれに関する測定と解析方法等を含めて解説して行くことにする。

1) 地盤は常に動いている

このような表題を付けると、プレートテクトニクスの話しかと思われるかも知れないが、地震や永久変位という形で地盤が動く一つの原因にはなるものの、我々がこれから問題にする地殻変動の全てではない。直接の地殻変動ではないが、我々の身近で目に見える変動の例として海面の変動がある。海面は波浪とか潮汐という形で変化している。潮汐は月と太陽の引力により引き起こされる海水の干満であることは誰でも知っている。大量の海水が移動するのだから、その海底への荷重も変化し、それに連動して陸地の地盤が変位することは想像できるであろう。実は海水の干満と同じ様に、地殻そのものが月と太陽の影響を受けて変動している。これを地球潮汐と呼ぶ。

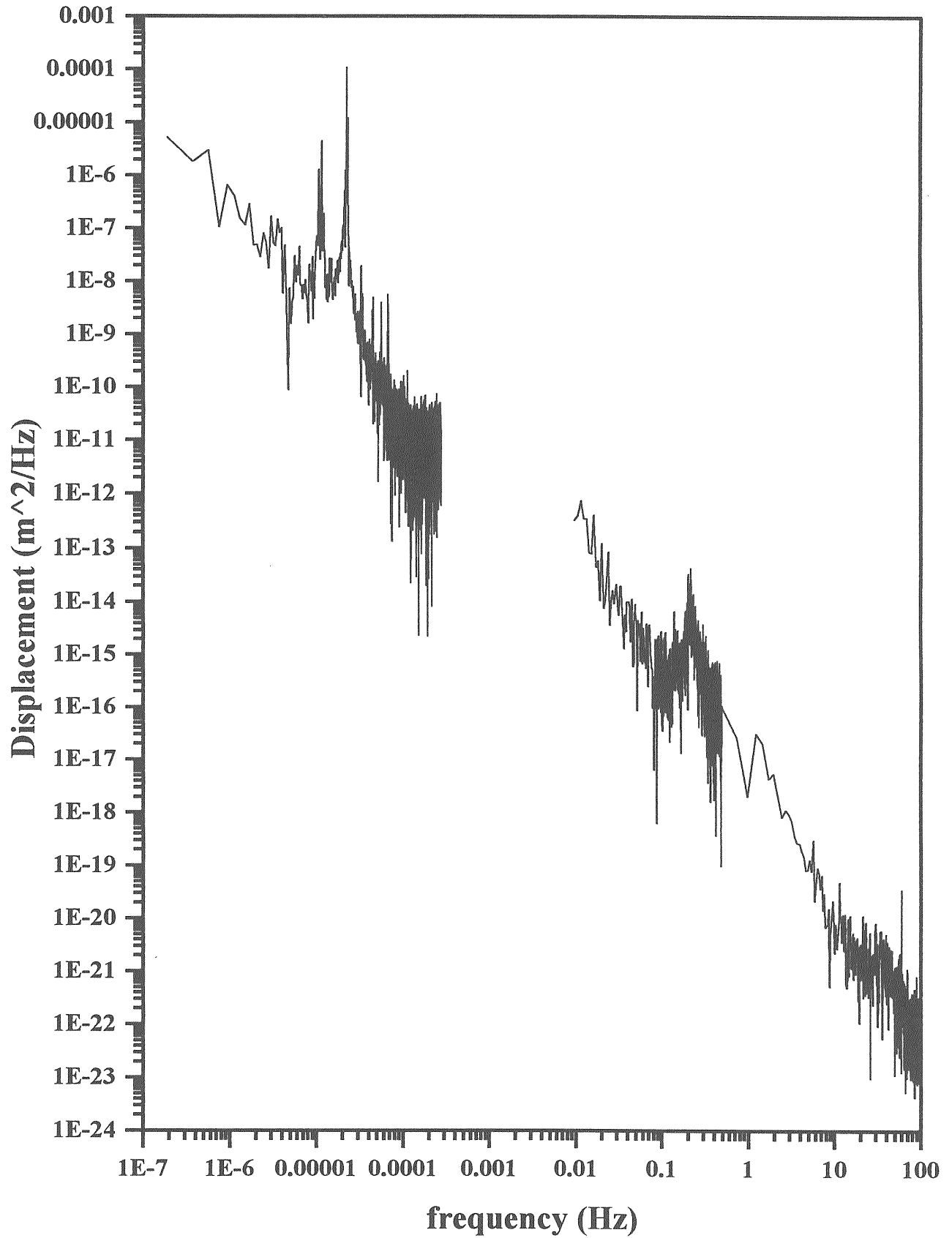
問題 2 : ある場所で重力加速度 g の日変化を測定したところ、

$$\frac{\Delta g}{g} = 10^{-7}$$

という値を得た。これは地殻の変位としてどの位の量になるか計算せよ。

一方気圧も時々刻々変化し、その影響を受けて地殻が変動する。例えば最も剛性率の高い岩石として知られている花崗岩地帯で $8 \times 10^{-10} m/hPa$ 泥岩地帯で $10^{-8} m/hPa$ 程度の変位を生じる。地球潮汐や気圧の影響は地殻の物性に依存する。更に地殻によっては降雨による地下水の変位に起因した変動、地下水の潮汐運動、日射による地殻歪みといったものが混ざった状況で地殻変動が観測される。従って KEK のように関東ローム層で覆われた地域では非常に複雑な動きを提する。以上のような地殻変動は低い周波数域での変動であり、変位が目で判断できる程の量ではないといった理由で、日常生活では感覚的に鈍感である。もっともこのような変動に鈍感だからこそ人間は何の不安もなく幸せに生活しているとも言える。もう少し周波数的に大きな領域、言い換えれば繰り返し周期が時間とか分あるいは秒といった領域になると、気圧、波浪、カルチャーノイズといった振動源や地震が顔を出してくる。このような変動を測定し、パワー・スペクトラム密度として表した例が図-1 であ

Ground Motion in the Mountain Side Tunnel



る。図を見て気が付くことは、卓越したピークが幾つか存在すること、その卓越したピークが周波数の逆数の関数として連続的に変化している曲線に重畳していることである。10⁻⁵ ~ 2.5×10⁻⁵ Hz 付近に出現するシャープなピークは地球潮汐に対応したスペクトラムである。0.2 ~ 0.3 Hz に現れるブロードなピークは波浪の影響を示すスペクトラムである。図-1のスペクトラムは山岳の人里離れた静かな場所での例である。KEKのような環境では、当然カルチャーノイズが飛び込んで来るし、地殻が違う為はかなり複雑なスペクトラムになる。例えば 0.5 Hz ~ 30 Hz に掛けて図-1と比較して2桁程大きいバンプが現れる。しかもそのバンプのピークは約 3 Hz 付近である。これは地盤の共鳴で、その原因の大部分は交通機関である。当然昼夜で大きな差がでる。この辺の詳細は紙面の都合で省略するが、講義の時に具体例を示す。もう一つ図-1を眺めて気が付くことは平均的な変化としてほぼ直線的に変化していることである。これはこれでフラクタルとかカオスと言った分野の興味深い問題であるがここではこれ以上深入りしないことにする。とにかくランダムな(例えばブラウン運動のような)運動を周波数解析する時に良く現れるパターンであるところでは認識して下さい。各所で取られたデータをこういったマクロな見方で整理してみると、結果は表-1のようになる。

表-1: パワースペクトラム密度の傾向

周波数域	パワースペクトラム
10 ⁻⁹ ~ 10 ⁻³ Hz	kf ²
10 ⁻² ~ 100 Hz	kf ⁿ : n=2.8~4

k は地盤に依存し、10⁻¹⁸ ~ 2.3×10⁻¹⁶ (m²/Hz)

以上の話しからだけでも、幾つかな問題が提起される。卓越したスペクトラム成分の空間的相関の有無はどうなっているのか、連続スペクトラムは何なのか、その空間的相関はどうなっているか、そうして最も重要なことはこのようなスペクトラム成分が LC を作る上でどのように関わって来るのか等々である。我々の日常生活にとって幸いなことはこれらスペクトラム成分の大部分が大略コヒーレントであるか、コヒーレントでなくても振幅そのものが小さいために目に見える変化として現れないことである。しかし例えばカルチャー・ノイズの大きな地域に住んでいる人は、壁のひび、ガラス窓の振動や破損、家屋の振動といった公害問題に結びつく振動として体験している。以上に示した様な幾つ

かの? に一つ一つ答えを出そうという努力が LC 建設の準備作業として KEK では進められている。

2) 地盤振動の記述方法

ランダムな動きを示す地盤振動の LC 運転への関わりを調べる為には、

- 変位の周波数依存性
- 変位の時間的相関
- 変位の距離的相関

といった性質を知る必要がある。

そこで、地盤振動をランダム・プロセスとして記述する方法をまず概観しておく。一般的な雑音等のスペクトラム解析に関しては名著が幾つかあるので詳細は省略し、ここでの話に関連する数式表現に限って説明する [1]。

ランダム・プロセス $x(t)$ はその平均値 $\langle x \rangle$ と分散 σ を使って書き表せる。 $\langle x \rangle = 0$ と仮定した時、分散の 2 乗は

$$\sigma^2 = \frac{1}{T} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{T/2} x^2(t) dt \quad (1)$$

で表せる。ランダム・プロセスのスペクトラムはパワー・スペクトラム・デンシティとして

$$P(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} x(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (2)$$

と定義される。この式(2)を使って分散は

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} P(f) df \quad (3)$$

と表現できる。

次にある距離を隔てた 2 点間の変位を調べる手段としては相互相関パワー・スペクトラム

$$P_{12} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x_1 e^{-i\omega t} dt \int_{-T/2}^{T/2} x_2^* e^{i\omega t} dt \quad (4)$$

及び規格化パワー・スペクトラム

$$N_{12}(f) = \frac{P_{12}(f)}{\sqrt{P_1(f)P_2(f)}} \quad (5)$$

を使って計算することになる。N₁₂(f)の実数部がコヒーレンスである。

実際にパワースペクトラムを利用する場合に注意しなければならない事について次に調べて

みる。実際にスペクトラムを測定する場合、測定時間が有限であること、スペクトラムは時間平均として得られること、測定道具として A/D 変換器を使うので時間的に量子化されたサンプリング周波数の影響を受けること、上式の積分が離散的フーリエ変換で扱わねばならないこと等が問題点として出てくる。現実的には高速フーリエ変換と適当なウィンドウ関数を使ってこれらの問題に対処して行くことになる。

例えばある時間 τ 後における変位の期待値をパワー・スペクトラムを使って計算するには

$$\langle [x(t+\tau) - x(t)]^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} P(f)W(\omega\tau)df$$

という計算を行えば良い。この式に表れる W がウィンドウ関数である [1]。

問題 3 : 関数 $f(t)$ のフーリエ変換を $F(\omega)$ とする。 $|F(\omega)|^2$ を逆フーリエ変換すると自己相関関数が得られることを示せ。

ここで、地盤振動の平均的な振る舞いが座標系によらないと仮定すると、上式と類似の式

$$\langle [x(s+l) - x(s)]^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} P(f)W(\omega l / v)df$$

で位置が l だけ離れた 2 点間での変位の期待値を与えることになる。

LC の運転に関与する振動の影響を評価するには、時間 (t) 軸とビーム進行方向 (s) 軸の 2 軸に関する 2 次元のパワースペクトラムの式として式(2)を書き換えれば良い。ヴァーティカル方向の変位を $x(t,s)$ とすると、

$$P(\omega, k) = \lim_{T \rightarrow \infty} \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \frac{1}{L} \left| \int_{-T/2}^{T/2} \int_{-L/2}^{L/2} x(t,s) e^{-i\omega t} e^{-iks} dt ds \right|^2$$

と(2)式に対応した式が書ける。 $k = 2\pi / \lambda$ で、 λ は変位の空間的繰り返し長である。さらに分散は、

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, k) d\omega dk / (2\pi)^2$$

という式で書き表せる。

3) 何を問題にするか

ここで加速器建設という観点から何が問題になるかを整理しておこう。リニアコライダで

最も地盤変動と関りがあるのがエミッタンスである。衝突点でのビーム・サイズをヴァーティカル方向 10nm ホリゾンタル方向 $1 \mu\text{m}$ とするとヴァーティカル方向の設置精度の方がホリゾンタル方向の設置精度より桁違いに厳しくなる。そこでこれから先の話はヴァーティカル方向に絞って進めていく。

ビーム収束系の振動に起因するエミッタンスの増大は即リニア・コライダにおけるルミノシティの減少につながる。加速器の振動はリニア・コライダのパラメータに強く依存するが種々の原因で場合によっては制御が困難となるエミッタンスの増大へと派生する可能性がある。詳細は既に山本氏の話しに出てきたので省略するが、収束系以外でも加速管の変位に伴うウエーク・フィールドが原因でインスタビリティが発生しエミッタンス増大につながる。これに関しては久保氏が既に話したと思うので省略する。以上からこれからの話しは、リニア・コライダの設計では避けて通れない現象の一つである衝突点でのビーム位置の変動を取り上げる。ビーム位置の変動が収束系の設置位置変化にだけよると考えて、計測されたパワー・スペクトラム・デンシティをどのように利用するかという実用面の話しに絞ると、今までの話しから、ビーム位置の変位は

$$\langle x_{IP}^2 \rangle = \iint P(\omega, k) W(\omega, f_{rep}) M(k) \frac{d\omega}{2\pi} \frac{dk}{2\pi}$$

と表現できることは想像できるであろう。ここで、 f_{rep} は LC の繰り返し周波数を表し、 $M(k)$ は位置の繰り返し周期 $2\pi / k$ を持ったハーモニクスの衝突点(IP)におけるビーム位置変位への寄与を特徴付ける関数である。従って $M(k)$ は LC の設計に依存した関数、収束系の方式に依存した関数となる。

ウィンドウ関数 $W(k)$ については幾つかスペクトラムの安定性、信号歪みといった観点から提案されている [1]。紙面の都合で省略するが講義の時には時間が有れば触れることにする。

$P(\omega, k)$ に関しては測定データを使用すれば良い訳だが、最近簡単な式で測定データを整理し表現する方法がロシアの研究者により ATL 法則という名で提案された [2]。演習問題をやるのに都合が良いので紹介する。2 点間 (その距離を L_m として) の変位を時刻 0 秒と時刻 T 秒に測定したとすると相対変位 $\Delta x(\mu\text{m})$ は、

$$\langle \Delta x^2 \rangle = A \cdot T \cdot L$$

で表せるというものである。
 係数 A は地盤に依存した定数で $10^{-4} \sim 5 \times 10^{-7}$
 $\mu\text{m}^2 / \text{sec} / \text{m}$ といった値である。2次元のパワ
 ー・スペクトラムはこの A を使って、

$$P(\omega, k) = \frac{A}{\omega^2 k^2}$$

と書き表せるというのが趣旨である。

問題4： 以上の話しを基に、次の条件で $\langle x_{IP}^2 \rangle$
 を計算せよ。

$$A = 2 \times 10^{-4} \mu\text{m}^2 / \text{sec} / \text{m} \quad (\text{KEK})$$

$$A = 3 \times 10^{-5} \mu\text{m}^2 / \text{sec} / \text{m} \quad (\text{HERA})$$

$$A = 1 \times 10^{-6} \mu\text{m}^2 / \text{sec} / \text{m} \quad (\text{図-1})$$

$$M(k) \approx N \frac{\beta_{IP}}{\beta_0} (1 - \cos(k\beta_0))$$

N は収束レンズの数、 β_{IP} は衝突点のベータ関
 数で β_0 は linac の中でベータ関数とする。実
 際の数値は OHO'95 の講義の中で出てきたパラ
 メータ値を思い出して使用すること。
 またウィンド関数は最も簡単な場合として使用
 される、

$$W(\omega, f_{rep}) = 2[1 - \cos(\omega T_{rep})]$$

を使用して計算して下さい。 $T_{rep} = 1 / f_{rep}$ とし
 ます。

問題4で使用した ATL 法則は地盤変動を包括的
 に表し、加速器設計の目安を立てるには便利で
 あるが、高い周波数域での不整合、岩とか床が
 大きなブロックで動く時に必ずしも巧く説明で
 きる手段ではないことも確かなので、適用する
 場合には注意する必要がある。この辺の事情に
 ついては我々が最近測定した位置相関と床構造
 のデータを示しながら講義の時に解説する。

4) 最後に

実際に LC を作る段階では当然地殻変動を実時
 間で補正する能動架台とか、ビーム・ベースド・
 アライメントといった対策が立てられることにな
 るが、だからといって適当な場所を選んで LC
 のトンネルを作る訳には行かない [3]。綿密
 な調査をして、できるだけ変動の少ない場所を
 選定した方が後々大変な作業をしないで済むこ
 とは確かである。特に最近話題になってきた所

謂「ヌルヌル」地震とかマイクロ・アースクエ
 イクといった人間には感じられないがかなり大
 きな振幅で変動する地殻変動は LC にとっては
 大敵になりうる。この辺のことになると第一線
 の地震学者と言えども分かっていることは少な
 い。LC 建設にはこのような未解決問題も解決し
 て行かなければならないという学際的な研究の
 側面がある。これを詰めて行くと、地震予知に
 一役買うことになるかもしれない。

参考文献：

- [1] 日野 幹雄：スペクトル解析、朝倉書店
 C. S. Clay：Elementary Exploration
 Seismology, Prentice Hall.
- [2] 各種の学会等での発表が主だが、次の文
 献とそこに出ている参考文献を手掛かり
 に調べるのが良いと思う。
 V.V. Parkhomchuk, V.D. Shiltsev and G.V.
 Stupakov “Slow Ground Motion and
 Operation of Large Colliders”, Particle
 Accelerators, Vol.46, pp241-258 (1994).
- [3] S. Takeda, A. Akiyama, K. Kudo,
 H. Nakanishi and N. Yamamoto
 “Slow Drift and Frequency Spectra on
 Ground Motion”, KEK Preprint 93-61
 KEK(1993) and Proc. of III Int. Workshop
 on Accel. Alignment, Annecy, CERN(1993)
 225.

精密位置制御技術 (F F T B における精密位置制御テーブル)

石原信弘 (K E K)

§ 1. はじめに

リニアコライダー (L C) の衝突点では電子 (陽電子) ビームサイズを数 nm まで絞り込んでルミノシティ (衝突の確率) を上げることが必要不可欠である。ビームを絞込む技術を開発するために、 S L A C (Stanford Linear Accelerator Center) の線形加速器からの電子ビーム ($E = 47 \text{ GeV}$) を実際に絞込むテストが日米独仏露の国際協力で行われている。これを F F T B (Final Focus Test Beam) と呼び、図 1 に示すような配置の電磁石群、真空パイプ、ビーム位置検出器等で構成されている [1]。これまでに、垂直方向に約 70 nm のサイズを達成しているが、これは元のサイズを 3 2 0 分の 1 に絞り込んだ結果であり、本番の L C へ向けて大きな前進となった [2]。

K E K が担当したのは (1) 最終段のレンズ (quadrupole magnet) 3 台の製作、 (2) それらを支持する精密位置制御テーブル (以下制御テーブルと呼ぶ) の製作とレンズのアライメント及び (3) ビームサイズの測定であった。ここでは (2) について、§ 2 で設計、§ 3 で制御テーブル上での 3 台のレンズのイニシャルアライメント、§ 4 でフィードバック制御、最後に、§ 5 で実際に得られた性能について述べる。

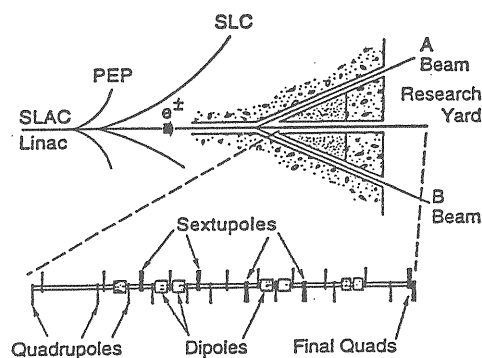


図 1 F F T B 概略図

§ 2. 制御テーブルの設計

最終段のレンズ 3 台は 4 極電磁石 Q C 1、Q X 1、Q C 2 で、重量はそれぞれ約 1200 kg、360 kg、3900 kg であり、それらを搭載する制御テーブルに要求された性能は次のようなものである。

(a) 3 台で一組となったレンズの位置制御を垂直方向に $0.05 \mu \text{ m (rms)}$ 、水平方向に $1 \mu \text{ m (rms)}$ の精度で達成できること。

(b) 3 台のレンズの相互のイニシャルアライメントの精度は電子ビーム鉛直面内において $5 \mu \text{ m (rms)}$ 以下であること。

(c) 収束点に設置されるビームサイズ測定器も搭載できること。

(d) 一度セットした 3 台のレンズ相互及びビームサイズ測定器の相対位置が変動しないこと。

これらを満たすために概念図（図2）に示すような制御テーブルを設計した[3]。表1には諸元を示す。

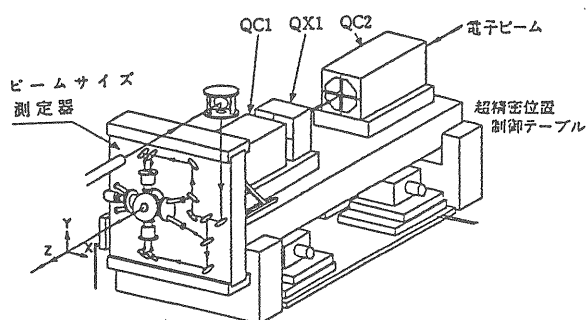


図2 制御テーブル概念図

表1 制御テーブルの諸元

定格荷重	8 ton
形状	幅1000 mm 高さ500 mm 長さ4530.61 mm
材質	鉄 (S M 4 1 A)
重量	16 t
振動特性	固有振動数 92.8 Hz

図中のZ方向を電子ビーム方向とし、X方向を電子ビームと直角な水平方向、Y方向を垂直方向とし、座標系は右手系で定義する。制御テーブル上部には電子ビームの下流からビームサイズ測定器、QC1、QX1、QC2の電磁石が要求(b)を満たす精度で据え付けられている。

制御テーブル本体は、要求(d)を満たすために地盤振動と共鳴振動を起こさないよう高い固有振動数となるように、材質及び厚さが選ばれている。

長さや幅は必要据え付け面積によって決まる。

§3. イニシャルアラインメント

電子ビームを所定のサイズまで絞り込むためにはレンズ相互間のアラインメントは要求(b)を満たしていなければならない。設置時には2つの方法を併用した。第一の方法は3次元計測器によるものである。幸いQC1とQX1は接近した位置にあり2台あわせても既存の3次元計測器を利用できる大きさに納まる。そこでまずQC1とQX1を共通架台に載せ3次元計測器で所定の精度のアラインメントがなされ、その後共通架台と共に制御テーブルの所定の位置に搭載した。QC1+QX1とQC2については距離が離れているところから、我々が独自に開発したワイヤーアラインメントが行われた。その要点は、基準となるワイヤー（ピアノ線）とレンズの基準点との距離を $2\mu\text{m}(\text{rms})$ の精度で測定し、QC1+QX1とQC2のX軸とY軸とが $5\mu\text{m}(\text{rms})$ の精度で一致するようにQC2の位置を調整する、ということであるが、具体的には次のような手法が取られた。

(1) X軸上の2点とY軸上の1点を同時に合わせる。

(2) レンズ基準点とワイヤーとの距離測定にはマイクロメーターを使用し、測定の信頼性を高めるためにワイヤー中央で約 $10\mu\text{m}$ の変位となるようマイクロメーターをワイヤーに押し付け、後で補正する。ワイヤー中央での変位測定には非接触外径測定器を使用する。

(3) X軸の調整ではワイヤーの重力によるサグの補正が必要であるが、ワイヤー押し付けの効果はワイヤー長の仮想変化として補正計算に取り入れる。

その他、QC2の位置調整を容易にするために空気浮上微動調整器を開発したり、ピアノ線が風によって振動するのを防ぐためにフードを取り付けたたり、様々な工夫がなされた。これらは、文章や図にすることは困難で、いわゆるノーハウとして実際に手を下した者だけが得ることが出来る貴重な経験であった。

§4. フィードバック制御

制御テーブルの基本的な機能は、テーブルに設けられている基準点の位置を検出器によって常時検出し、それをアクチュエーターにフィードバックすることにより、予め設定された位置に保つよう制御するものである。

位置検出には、大きな変位 ($5\mu\text{m}$ ~ 5mm) に対してはマグネスケールを利用したりニアゲージ (精度は $2\mu\text{m}(\text{rms})$)、微小変位 (50nm ~ $5\mu\text{m}$) に対してはレーザー干渉計 (精度は $20\text{nm}(\text{rms})$) が用いられている。但し、Z方向については $2\mu\text{m}$ の精度で充分なので、リニアゲージのみ。リニアゲージには0点保持機能が有るが、レーザー干渉計にはそれがないので、一度電源を切るとレーザー干渉計の情報は失われる。

アクチュエーターは、粗動機能と微動機能が併用されており、粗動部についてはステップモーターとスクリュージャッキ (スクリュージャッキ (スクリュージャッキ

と呼ぶ)、微動部については圧電素子によって構成されている。粗動部の位置決め公差は $\pm 5\mu\text{m}$ 、ストロークは 10mm 、微動部の位置決め精度は $50\text{nm}(\text{rms})$ 、ストロークは $15\mu\text{m}$ である。但し、Z方向については粗動機能のみ。

位置検出器とアクチュエーターでフィードバックループを組むことにより、この制御テーブルは5自由度 (X並進、Y並進、X軸廻りの回転 θ_x 、Y軸廻りの回転 θ_y 、Z軸廻りの回転 θ_z) を持った自動位置制御機能を備えている。Z並進についてはマニュアル操作のみが可能である。

基本動作は、以下のようなものである。まず粗調整段階で後述する絶対変位センサーとスクリュージャッキを使用し、X、Y、Z軸ともに $5\mu\text{m}(\text{rms})$ の精度で目標値に合わせておく。その後、スクリュージャッキをプログラム上でロックし、微調整に切り換え、X並進とY軸廻りの回転は、テーブル側面に取り付けたレーザー測長器で転倒防止装置との距離を検出し、圧電素子アクチュエーターを動作させる。Y並進、X軸廻りの回転、Z軸廻りの回転は、テーブル据え付け基準面とテーブル上面との距離変動を3台のレーザー測長器で検出し、Y方向圧電素子アクチュエーターを動作させる。Z並進以外については、いずれの並進または回転に対しても、ビーム情報その他によって設定したそれぞれの値が一定になるよう、アクティブコントロールが可能である。コントロール途中で圧電素子のダイナミックレンジを外れる

様な場合には、プログラム上のロックを解除し、スクリュウアクチュエータを操作して圧電素子のダイナミックレンジのほぼ中間に合わせてから、再びロックし、微調整に切り換える。

コントロールシステム全体の構成は図3のようになっており、調整は現場のコンピューターPCを使って行い、実際の運転はEthernetを介して加速器コントロール室のコンピューターVAXで行う。

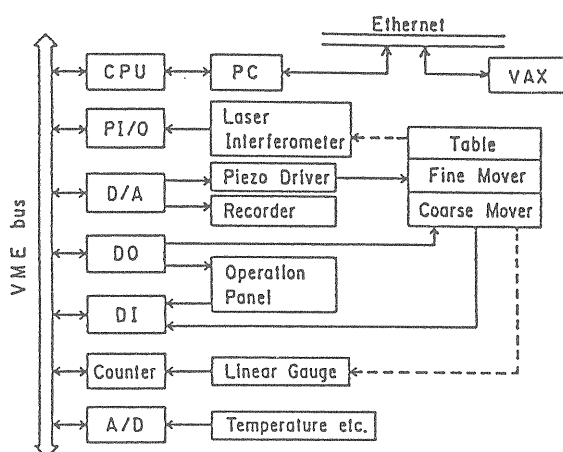


図3 制御システム構成図

§ 5. 性能

粗調整の位置決め精度試験は、100回の試行に対し、実際の位置の分布を計測して行なわれた。仕様の厳しいY方向のテーブル位置 y 、及びX軸廻りの回転角 θ_x のヒストグラムを図4に示す。また表2に5軸の位置決め精度を示す。いずれの軸も要求精度の $5\mu\text{m}$ を満たし、微調整機構のストローク内($15\mu\text{m}$)に位置決めが可能であることが確認された。

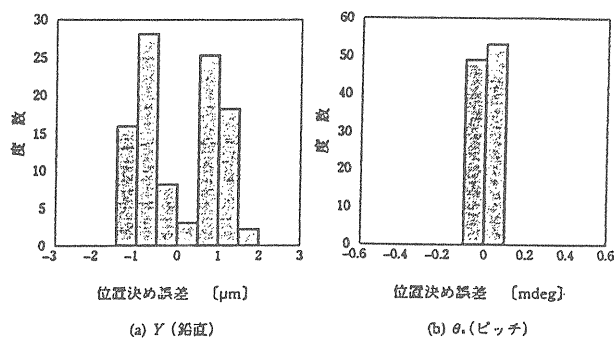


図4 粗調整位置決め誤差の分布

表2 粗調整位置決め精度

	位置決め精度 (rms)
X	$0.39\ \mu\text{m}$
Y	$0.91\ \mu\text{m}$
θ_x	$0.17\ \mu\text{rad}$
θ_y	$2.10\ \mu\text{rad}$
θ_z	$0.91\ \mu\text{rad}$

微小振動に対する制御テーブルの周波数特性を得るために、図5に示すようにフィードバックループにサイン波の外乱をソフトウェアで入れた。例えば y に外乱が入るとフィードバック制御がオフの時にはテーブルは振動するが、オンの時には所定の y を保つように3点での変位量が計算されてアクチュエータが作動し、その結果としてテーブルは元の位置に保たれる。外乱を入れて、制御系をオンする時の前後の y の変化を示したものが図6である。一連のテスト結果をまとめたものが、表3である。

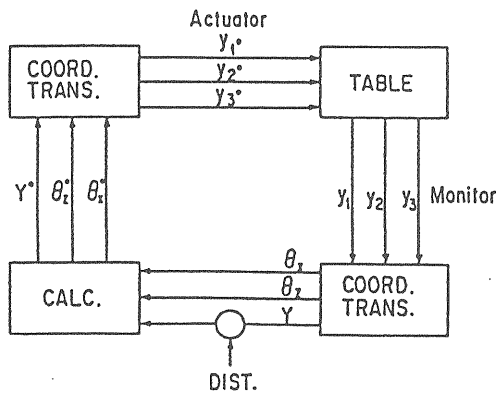


図5 周波数特性試験方法

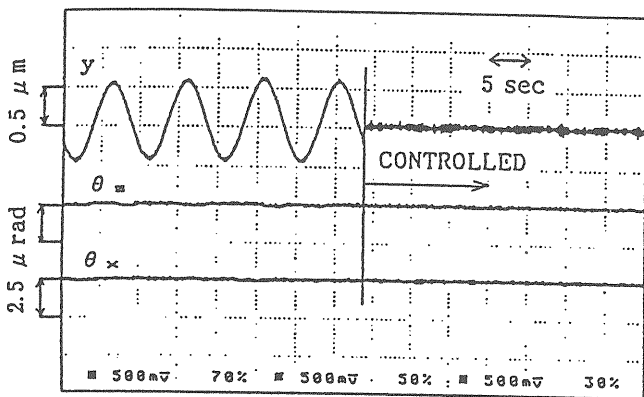


図6 外乱に対する y の制御結果

表3 フィードバック制御性能

	周波数 (Hz)	外乱振幅 p-p	制御後振幅 p-p	減衰率 [dB]
Y	0.1	1.0 μ m	0.10 μ m	-20.0
	0.5	1.0 μ m	0.12 μ m	-18.1
	1.0	1.0 μ m	0.21 μ m	-13.6
θ_x	0.1	4.0 μ rad	0.36 μ rad	-20.9
	0.5	4.0 μ rad	1.07 μ rad	-11.5
	1.0	4.0 μ rad	1.79 μ rad	-7.0
θ_z	0.1	0.4 μ rad	0.36 μ rad	-20.9
	0.5	4.0 μ rad	0.86 μ rad	-13.4
	1.0	0.4 μ rad	1.38 μ rad	-9.2

地表面の振動は一般に低い周波数成分ほど変位振幅は大きいですが、この制御テーブルの振動変位減衰率は0.1 Hz以下の振動に対して、20デシベル以上である。

§ 6. おわりに

FFTBの実験によって制御テーブルの性能は十分に要求を満たしていることが示された。レンズの設計は中山久義教授(KEK)によって行われたが、イニシャルアラインメントについても多大の御協力を頂いた。制御テーブルの基本設計はKEKで、製作は川崎重工業(株)によって行われた。また、SLACでの据え付けは、SLAC技術陣の協力を得てKEKと川崎重工業(株)によって行われた。関係者の御努力に感謝したい。

参考文献

- [1] M. Bernet et al., Final Focus Test Beam Design Report, SLAC-REP-376, 1991.
- [2] V. Balakin et al., Pys. Rev. Lett. 74 (1995) 2479.
- [3] N. Ishihara et al., Int. J. Mod. Phys. A, Proc. Suppl. 2B (1993) 945-947 and KEK Preprint 92-89 (1992).

レーザースポットサイズモニター

その考案、製作、実験を通して

新竹 積

高エネルギー物理学研究所

重心系エネルギーが 500GeV から 1TeV、さらにそれ以上のエネルギーでの e^+e^- リニアコライダーにおいては、その衝突点でのビームサイズが、最も小さい場合で数ナノメートルになるために、これを測定する方法の確立がどうしても必要であり、長年の懸案となっておりましたが、我々は 1994 年の 4 月にレーザーの干渉縞を利用する新しい方法でこれを測定することに成功いたしました。

ここでは筆者が測定方法を考案してから、実際に実験証明に成功するまでの過程に付き、ややドキュメント風に書きました。これを通して、我々が R&D で出来ることは非常に限られている事、新しい装置を開発して行くのが如何に大変な事か、しかしそれは何とエキサイティングな事かを感じ取っていただきたい。なおモニターの動作原理や装置の詳細については末尾リストにある論文を参考にしてください。また FFTB に付いては、山本昇氏の解説が本号にあるので参照していただきたい。

さて、昨年 (1994 年) の 4 月、スタンフォード線形加速器センター (SLAC-FFTB) にて実験を行い、装置から発生するガンマ線の中に、レーザー光の干渉効果を示す周期的な変化を観測できた時には、はっきり言ってびっくりしました。それにしても、「真っ暗な真空の中を、2 マイル (3.2km) のかなたから飛んできた電子が、FFTB と呼んでいる特殊な収束装置で 1 ミクロンの数十分の一に絞られて、これまた 0.1 mm という小さい直径に絞られたレーザービームに衝突し、さらにレーザー光の干渉効果のおかげで、電子ビームの断面寸法をかなり良い精度で測定できている。それもナノメートル単位で！」「アリガトウ、シゼンカイサマ」本当にそう思えた。すべては考えていた以上にうまくいっている。しかし、ここまで来る道のりは長かった。

もともとこんな実験をする事になったきっかけは、1990 年の 7 月に逆のぼる。わたしはイタリアのローマ近郊の別荘地：フラスカーチにいた。ここにある FRASCATI National Laboratory にて自由電子レーザー用加速器: LISA Project に文部省在外研究員として派遣されていた。イタリアの夏は暑い。あまりの暑さ

に仕事の能率が落ちるので、6 月の中旬から 9 月の中旬までは基本的にイタリアじゅうが”夏休み”気分になり、とくに 7 月から 8 月は研究所のスタッフが長期休暇を取るために、研究所の機能はほぼ停止状態となる。その日、たしか 7 月の末だったと思うが、あの有名なフラスカーチ研究所の豪華な昼食をたべて重くなった胃袋をかかえ、まるでサウナのように暑いコンテナ居室に戻ってきた。先週、VAX コンピュータに繋がっていた端末が暑さのためか故障して、修理から帰ってくるのは夏休み明けの 9 月末だという。計算機を使う仕事が続けられなくなった。さてどうしよう居室にはなにもない。暑い。しかたない、何か考えるか。そういえば「リニアコライダーの衝突点のビームサイズが数ナノメートルになるんだが、何かうまく測る方法がないかな。まず手始めに SLAC の FFTB で 60 ナノメートルの収束実験をするから、新竹君、なにか方法を考えろよ」と、いつものように唐突に命令するあの KEK の生出氏の声を思い出した。ばか言え、そんな小さな電子ビームのサイズが測れるものか。ほかに忙しい事がたくさんあったので、その時は相手にしなかった。しかし今はひまで時間ばかりある。(イタリアやスペインでは何もしない時間にこそ価値が認められているが) いつもの癖で考え初めた。

使えそうなもの、原子、電子、光、レーザー、放射光、音、マイクロ波、中性子、原子核、なにか拡大するもの、時間、レンズ、いやいや、安定した相互作用が保証でき、使いやすく、比較的安価で、わかりやすく、壊れにくいもの。どんな物質でも、あの電子ビームに当たると、強力な電子ビームのパワーですぐに壊れるどころか蒸発して無くなってしまふ。だから、強いもの、光とか電子ビーム、中性子、陽子。でも中性子や陽子は手軽じゃない、なにかうまい手があっても、こいつらは我々では使えない。電子ビームはいいような気がする。だって電子顕微鏡では非常に小さく絞っているではないか。でも測定される電子ビームが持っている強力な空間電荷力でプローブの電子ビームが簡単にはじかれて、いったい何を測っているんだかさっぱりわからん、という事になりそうな気がする。だから残る手は、レー

ザーとか放射光とかを使うしかないだろう。さて放射光を使って蓄積リングのビームのエミッタンスを測定することが良く行われているが、たいがい遠くから望遠鏡などをつかって、放射光でぎらぎらに輝いている電子ビームの像の大きさを測ろうというのであって、どう考えてもナノメートルのビームサイズを測定するには程遠いように思える。ああやっぱりレーザーぐらいしかないか。いやだなー。レーザーというのは見た目、聞いた耳(?)にはかっこいいが、実際さわってみるとけっこうあやしいもんだと私は偏見を持っていた。通常、加速器屋さん、例えばパルスクライストロン(高周波増幅器)に要求する出力安定度などは0.1%くらいのレベルを平気で議論する。一方、レーザーの方では、10%くらいの変化を平気で認めている。だからレーザーを使うのは個人的には気が進まない。だめかもしれないと思う。だけど、もしレーザーを使う方法で何かなければ、他にうまい手はありそうもないので、これを考えるしかない。もしだめなら、リニアコライダーで考えている電子ビームのスポットサイズそのものが小さすぎて、測定出来なければその太さがわからないのだから、うまくいっているのかわからないことになり、マシンの調整ができなくなるから、そんな小さなスポットサイズは使えない事になり、もともとこんなリニアコライダーは我々が生きているうちには出来ないにちがいない、と考えた。

さて、可視光のレーザーの波長は、約6000オングストローム程度。光の波長とか原子の半径とかの長さを言う時には、どうしても癖でオングストロームをつい使ってしまう。たしか高校の授業でオングストロームを使ったのが影響しているようだ。だが、いまでも十の何乗だったかわからなくなる。MKS単位を使ったほうが間違いが少ないので、10オングストローム=1ナノメートル(nm)= 1×10^{-9} メートルだから、その波長は600ナノメートルということになる。1000ナノメートル=1ミクロンメートルだから、波長は0.6ミクロン。一方、測定すべき電子ビームの大きさは、数ナノメートル。ああこりゃだめだ、どう考えてもだめだ。波長よりこんなに小さいものは、完全にぼけてしまっただけに見えるはずがない。FFTで目標にしている60ナノメートルはどうだろう。これでも波長の十分の一でやっぱり電子ビームのほうがずいぶん小さい。話にならない。100ナノメートル以下の波長の紫外線レーザーがあれば話は簡単だが、波長が150ナノメートル以下では、光は大概の物質で吸収されてレンズとかミラーを作る材料がない。だめだやっぱり、もうこんなばかげた事はやめてしまいたい。「ばかもの、リニアコライダー

は偉大な計画だ。もし必要なら紫外線レーザーの一つや二つ作れなくてどうする。さあR/Dだ!」なんてな事は、少なくとも私は絶対に考えない。我々のやれることは非常に限られている。ああそれにしてもなんとか、レーザーの波長600ナノメートルとスポットサイズの60ナノメートルを近づけられないだろうか。約10倍の開きか。レーザーの波長を何かで割って、スポットサイズを何倍かにすればいいんだが.....

と、その時気がついた。おお、そうだ、そうであった。電子ビームのサイズ60ナノメートルというのは、電子密度をガウス分布で近似した時の標準偏差(σ シグマ)だ(図1参照)。いわゆる厚みとか直径とかはその約2倍の120ナノメートルではないか!ずいぶん大きい。何とかなる。ところでレーザーの方は...、まてよ、もしレーザービームを2枚の鏡の間に閉じ込めたら、空洞共振器の中のマイクロ波のごとくにレーザーの定在波が出来る。定在波

レーザー光定在波

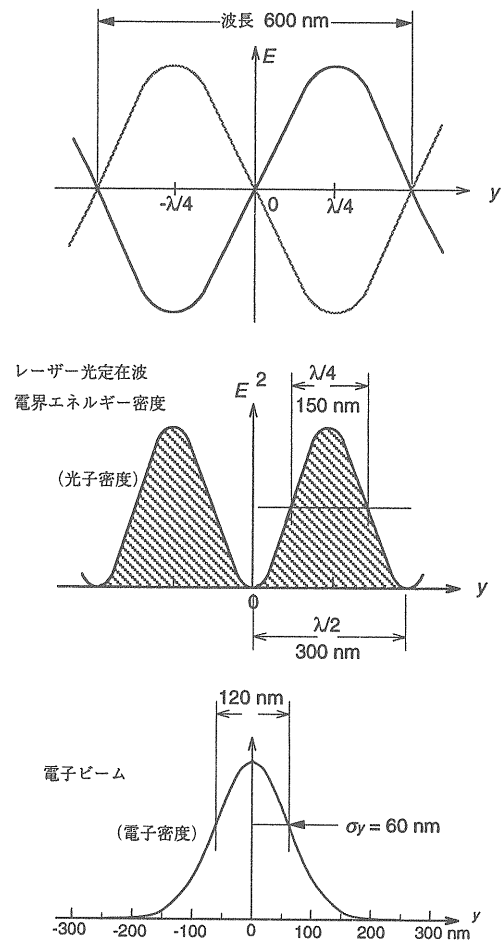


図1 60 nmの電子ビームと、波長600 nmのレーザー光定在波。電子ビームと、レーザー電界エネルギー密度の山とがほぼ同じ幅となる。(実際のFFT実験では波長1064nmのYAG-Laserを使用している)

のなかの電界エネルギー密度は波長の半分の周期で疎密になっている。つまり一つの電界エネルギーの山の長さは半波長の300ナノメートルである。かなり近づいた。そしてエネルギー山の幅、つまり50%強度となる幅は、さらにその半分であるから150ナノメートルではないか。これはほとんど電子ビームの幅120ナノメートルと同程度である。やった！出来た！Bravo！

ここまで来て、すべて方法がわかった。定在波となっているレーザービームに直角方向から電子ビームを入射して、電子と光子との衝突で発生するガンマー線の数を測定する。そして、電子ビームをレーザービームに添ってゆっくりスキャンし、ガンマー線の数が電界エネルギーの密度に比例して周期的に変動するのを測定する。もしも、電子ビームの幅がレーザーの密度周期よりも大きければ、山と谷から発生するガンマー線量が平均化されて、ガンマー線量の周期変動は消える。逆に電子ビームが十分に小さければ、密度分布に比例してガンマー線量が大きく変化する。だから、逆にこのガンマー線量の振幅から電子ビームサイズが決定できる！これは、レーザー定在波を使った一種のフーリエ変換器である。

古典電磁気学で考えれば、1個の電子がレーザービームを横切って通過するとき、もし磁界方向に平行に入射されれば、電界によって横方向に周期的な加速度をうけ、蛇のようにながら走ってゆく。これはレーザー電磁場によるアンジュレータの一種であり電子の進行方向にかなり単色の放射光を発生させる(図2)。このときの放射光パワーは、横方向の加速度の2乗、ここでは電界強度の2乗に比例する事になるではないか。発生する放射光がここではガンマー線である。すべてうまくゆく。

がしかし、ここでひとつ心配になった。レーザービームを高エネルギーの電子ビームに当ててガンマー線を発生させる技術は、例えば電子のスピン偏極度を測定するときなどに行われているので、通常レーザーのパワーで実用上十分な量のガンマー線が得られるはずだ。しかし私の知る限りでは、すべての場合レーザービームと電子ビームを正面衝突させている。でも今度は横から、90度方向から当てたい。大丈夫だろうか？十分なガンマー線量が得られるだろうか？相対論の知るところでは、少なくとも正面衝突の場合のガンマー線のエネルギーは、 $2\gamma^2 E_{\text{ph}}$ になる。ここで E_{ph} はもともとのレーザー光子のエネルギー、 $\gamma = E/m_0 c^2$ である。いったい90度方向からレーザーがくる場合にはどうなるのだろうか？急に心配になって、慌ててコンプトン散乱を勉強し直して、約1週間くらい集中し注意深く計算した結

果、答は非常に単純で、出てくるガンマー線のエネルギーは正面衝突の場合の半分、また単位長さ当たりが発生するガンマー線の量は正面衝突の場合とほぼ同じというものであった。これから必要なレーザーパワーを見積ると市販のYAGレーザーで十分と出た。作れる！ヤッターゼイ

それから1年間、楽しいイタリアライフを満喫したのは言うまでもない。フラスカーチは白ワインの名産地。夕暮れ時のローマを眼下に見下ろしながら、ドライで透き通ったワインを飲む、パスタがおいしいのはもちろんのこと、3000年の歴史を持つといわれる乾燥チーズのバルメジヤンを噛む。ああ、そしてあのパルマの生ハム……。おいしい物を食べて時間的に余裕のある生活をするのは、研究者にとって、ある時期に絶対必要のようで、この1年間のイタリア滞在で、加速空洞の構造、電子管等に関わる革新的なアイデア、またはその元になる考え方をいくつか見つけだす事ができ、現在はそれを種にして飯を食っている。

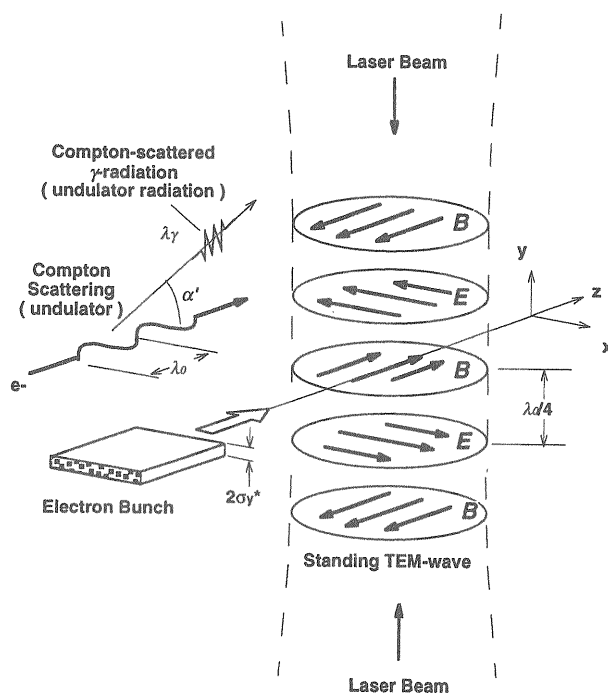


図2 レーザービームを横切る電子は、レーザーの横方向電界(または磁界)によって振動しながら走り、準単色のシンクロトロン放射光(アンジュレータ放射)を発生する。量子力学的には、電子がレーザー光子に衝突して、その運動量とエネルギーを光子に付与し、ガンマー線となって電子の進行方向に放射されたものとする(逆コンプトン散乱)。

さて1年後、1991年5月に日本に帰国するとすぐに、木村加速器主幹（現KEK副所長）よりスポットサイズモニターを実際に製作してSLAC-FFTBへ持ち込み、実験をするようにとの指示をいただいた。論文は書いたがまさかこのように具体化するとは思っても見なかったので、実際にびっくりした。本当のところレーザーについて具体的には何も知らなかったもので、慌ててしまった。すでにFFTBは建設が進んでおり、ほとんどビームラインの配置は決定していた。時間が限られている。レーザーの実用的な勉強のために、いわゆる教科書の類は一切読まずに、光学部品メーカーやレーザーのメーカーが出しているカタログのあらゆる解説を読破した。レーザーというものの感じが数ヶ月でつかめたので、基本方針を決定し、川崎重工の光研究室に話を持ち込み、具体的な設計を初めた。設計には、川崎重工光研究室の早川明良君とシステム技術部の尾崎喜彦君の両名が中心となって頂いた。それから約1年半かかって、1.6m x 1.5 mの光学テーブルの上に多数のミラー、レンズそしてシャッターが並び、干渉計が完成したかに見えた（写真1）。

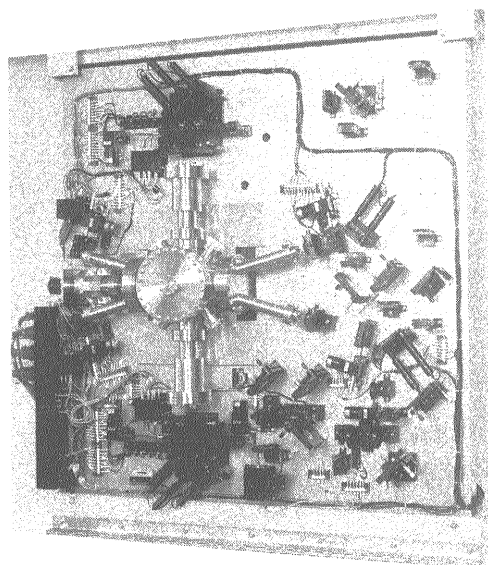


写真1 レーザー干渉計部。多数のミラーとレンズそしてシャッターの組み合わせによって、3種類の干渉縞を真空チェンバの中に作る事が出来る。実際には安全確保とホコリよけのために、全体がアルミカバーで覆われている。

しかし、その調整にはその後4ヶ月が必要だった。さまざまなトラブルの連続であった。ある有名メーカーから購入したミラーホルダーに基本的な問題があったり、配置したミラーの位置がなぜか基準線か

らずれていたり、レーザーの位置を読み取る光検出器の回路が全くおかしい動作をしたり、真空チェンバが溶接ひずみのために精度がなかったり、インターロックの配線がコネクターの中でショートしたり、ミラーを正確に移動させるはずのドライバーがなぜかざくしゃくしたり、半透明ミラーの反射率がスペックから大きくずれていたり、購入したレーザーの発生する光に不必要な円偏光成分が混ざって試験データを混乱させたり、レーザーの断面プロフィールを撮影するCCDカメラの透明な保護蓋が干渉のため訳のわからない模様を見せて混乱させたり（しかもその蓋には、Do not remove, No guarantee と書いてあった）、そのカメラのタイミングが一人歩きしたり、シャッターが移動中に何かにつかまって止ったり、テーブルを乗せる架台がミラーホルダー部品の背中にぶつかったりと、西神戸にある川崎重工の工場ですら3ヶ月間くる日もくる日も虫だしをし、1993年7月の中旬にめでたくアメリカへ向けて送りだした。

このように、トラブルが多く発生したのは、もちろん私の力不足が主な原因ではありますが、なにか過去になかったものを作ろうとした場合には、多少に関わらず必ずこのような事態になる事を覚悟する必要があります。というのは、新しい方法では、普通に存在する部品を使っても、組み合わせや使い方が通常と微妙に異なるために、考えてもみないところで不都合が生ずるわけです。例えば、写真に示すように、この装置では光学テーブルを垂直に立てて使用しています。しかし通常は光学テーブルは水平にして使うものと仮定していますから、これに取付けて使用する光学部品のマウント等も水平使用を想定している訳です。ですから至る所で困った事が起きます。まず、ホコリがミラーにたまりやすい。これはハイパワーレーザーに対して放電しやすく、とても危険です。またコントロール用のケーブルがぶらぶらして、光路を遮断するのも問題で、最悪の場合レーザーのパワーで発火し火災になります。調整中にスパナを落とすと、下にあるミラーを割ってしまいます。つまらない話ばかりですが、R&Dの現場とはこういった類のささいな事の積み重ねであり、どれか一つでも引っ掛かると成功に到達できない非情の世界であります。忍耐力と注意力の持続、そしてトラブルを生き活きと楽しむ知恵が要求されます。

さてSLACに到着したモニターシステムを、川崎重工のスタッフとSLAC側のエンジニアとで協力し、FFTBの収束点に搬入設置する事となった。収束点には最終収束磁石と、そのすぐ下流にフランスの

ORSAY研究所のグループが持ち込んだガスジェットを利用したスポットサイズモニターがすでに設置されていたため、約50cm程しかない隙間に高精度の光学部品が多数乗った光学テーブルを設置すると言う、きわめて細心の注意が要求される作業となった。Dr. Dieter Walz, Mr. Ruben Manlopping を初めとするSLAC側のエンジニアのすばらしい努力で、8月中旬に事故なく設置する事が出来た。このほか、レーザー装置を設置するクリーンルームの建設、レーザービーム輸送系の準備、ケーブル敷設、コントロールラック設置、コントロールソフトの整備、ガンマー線検出器の準備等、様々な作業を日米両国のスタッフが協力して進めた。多数の方々に大変にお世話になった。この2ヶ月程の現場作業を通して、SLACのスタッフの層の厚さを目の当たりにした思いであった。

明けて1994年の4月から本格的にFFTBのビーム試験を開始した。試験当初、ガンマー線検出器に来るノイズに悩まされた。ビーム軌道を変えたり、マスクを調整したりして何とかノイズを退治した後も信号の中にレーザーの干渉効果を示す周期的な変動が、長い間見つからず皆疲労した。レーザー干渉を用いるこのモニターの大きな欠点の一つが、ビームサイズがレーザー干渉縞のピッチより大きい時には、ガンマー線の中に全く周期変動が見えず、電子ビーム系の調整に手が出せない事である。何度も電子ビームの調整を上流からやり直した。この調整には、ORSAYグループのガスジェットモニターがとても役に立った。ORSAYモニターは絶対精度の点で問題があるものの、その測定範囲は広く、電子ビームをおおまかに調整するために非常に役に立った。そして数週間後、初めて干渉効果による周期的な変化をガンマー線の中に発見した。

「Hey! It works!」、「Oh! It works!」皆が言った最初の言葉はこれであった。

「コラ、ソナニ、オドロクナ」

「ヒョットシテ、オレノイッテイタコト、ウタガッテイタンジャナイダロウネー」

まただれか「Oh! It works!」と言った。とにかく皆非常に興奮していた。目の前のディスプレイに表示されたガンマー線量が、本当にレーザーの干渉縞のパターンにそってうねうねと、きれいなサインカーブを描いている（山本氏の最終収束系の解説、最後の図）。

急にみんなの目の色が変わった。電子ビームをさらに小さく収束させる作業にとりかかった。ひとたび干渉縞が見つかる調整はほとんど拍子に進み、このビーム試験が終わる数時間前に我々はスポット

サイズ平均75ナノメートルを達成した。レーザービームの太さから来る誤差を考慮すると実際のスポットサイズは既に約60ナノメートル代でありFFTBプロジェクトの初期目的は、なんと1回目の正式ビームランで達成されてしまった。

レーザーの干渉縞のピッチは、レーザーの波長という良くわかった物理量とレーザーの交差角度という幾何学量とで決定されているため疑問の余地が少ない。また、ガンマー線の中に周期変動が現れれば、絶対に電子ビームのサイズがピッチよりも小さいと結論でき、けっして何らかの要因で気まぐれに周期変動が現れる様なことが無いこと。そして測定原理そのものが単純で理解しやすい事等により、我々の測定結果は信頼できる結果としてすぐに受け入れられた。

この異例とも言える早期のFFTBの成果に、リニアコライダーに注目していた人達はもちろん、あまり信じていなかった人達も急速に「高エネルギーの電子ビームをナノメートルサイズに絞る事は実際に可能であり、リニアコライダーはもはや夢物語ではない」と考え初めた。これ以後、リニアコライダーに関する国際会議には緊迫した空気が感じられ、実際の建設を前提とした議論がなされるようになってきた事に充実感と安堵感を覚える。同時に、さあ困った事に成ってしまった。本当にリニアコライダーを作ることに成るかもしれないとも考える。とにかく自分達に出来ることは量的に限界があるので、このFFTB実験でやったように、うまく国際的に協力しあって、21世紀初頭にリニアコライダーを建設している様子を頭に描くのは、非常にエキサイティングであり元気がわいてくる。

参考文献

1. T. Shintake, "Proposal of a nanometer beam size monitor for e+e- linear colliders", Nucl. Instrum and Methods in Phys. Research A311 (1992) 453-464.
2. 新竹 積、「ナノメートル電子ビーム径を計る」パリティ、Vol. 08, No. 06, 1993
3. T. Shintake et al., "Design of Laser-Compton Spot Size Monitor", XVth Int. Conf. on High Energy Accelerators, Hamburg, Germany, July 20-24, 1992, pp215-218.
4. Physics Today, July 1994, Vol. 47, No. 7
5. T. Shintake et al., "Experiments of Nanometer Spot Size Monitor at FFTB Using Laser Interferometry", contributed to 1995 Particle Accelerator Conf. and Int. Conf. on High Energy Accelerators", May 1-5, 1995, Dallas, Texas, U.S.A., KEK Preprint 95-46, May 1995, A

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トル (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、バックグラウンドとして現れる。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。まず、これらのバックグラウンドの発生機構、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 バックグラウンド

実験上問題となる次の四つのバックグラウンドを考慮する。

(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ウンドとなる。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、ビームの拡がり水平方向に $\pm 6\sigma_x$ 、垂直方向に $\pm 35\sigma_y$ 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オンもバックグラウンドとなる。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ウンド評価において、ビーム強度分布は水平、垂直方向ともに $\pm 3\sigma_x(y)$ 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、バックグラウンドとなる。この場合、生成されたバックグラウ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ウ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四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 2×10^{-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の最大になるように最適化される。 $6\sigma_x \times 35\sigma_y$ 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、 3×10^{-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

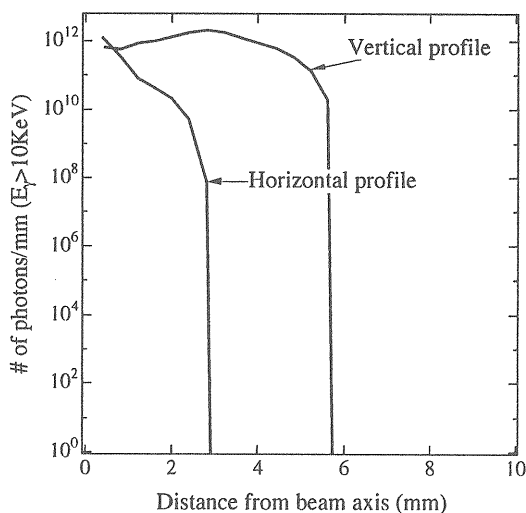


図1: 衝突点側の QC1 断面上での放射光の水平、垂直それぞれの方向への拡がり。縦軸は1mm 当たりの 10KeV 以上のエネルギーを持つ光子の数、横軸はビーム軸からの距離を示す。72 バンチ連の 1 トレインすなわち約 10^{12} 個の電子から放射されるもので、MQRAD コードによって計算された。

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。

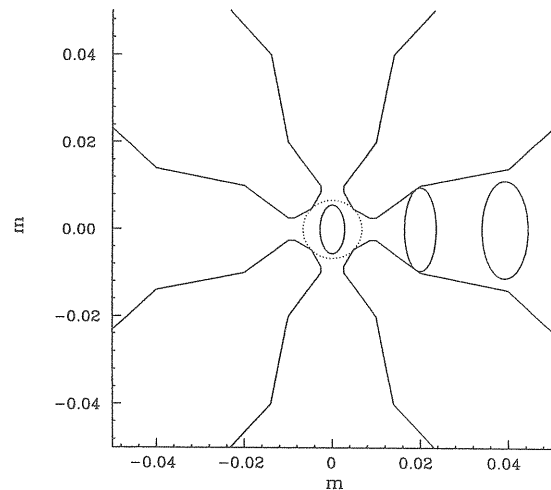


図2: 入射及び出射する放射光の QC1 両端の断面上での拡がり。中心に点線で描かれた円は4つの磁極面に内接する円で、その半径は 0.67 cm である。三つの縦長の楕円で示されたものが放射光の拡がりを現している。それぞれの楕円中心はビーム軸でもある。QC1 中心よりはずれたものは、衝突後に通過するものである。

以上の場合に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。

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

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、 $E_\mu=100$ 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、ミュオンスポイラーやミュ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 $n\sigma_\theta \equiv \sqrt{\epsilon/\beta}$ 以上の角度を持つ確率 (P_{tail}) は、

$$P_{tail}^{x(y)} = N_{gas} \frac{16\pi}{n^2 \gamma^2} (2\pi Z r_e)^2 \frac{1}{\epsilon_{x(y)} J_{FF}} \int_{FF} \beta_{x(y)} ds$$

$$N_{gas} = 3.5 \cdot 10^{22} \cdot P(\text{torr}) / \text{m}^3 \quad (2)$$

で表される。ここで、 N_{gas} は真空度 $P(\text{torr})$ のビームパイプ中の 1m^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 $2.8 \cdot 10^{-15}\text{m}$ 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 $P=10^{-10}\text{torr}$ 、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。 $3\sigma_x \times 35\sigma_y$ 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、バックグラウ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、

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

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。 $N = 10^{10}$ 、 $L = 100\mu\text{m}$ 、 $R = 1\text{nm}$ 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、 $2F\Delta t/E_{beam} = 2Nre/\gamma R$ 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 倍の扁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

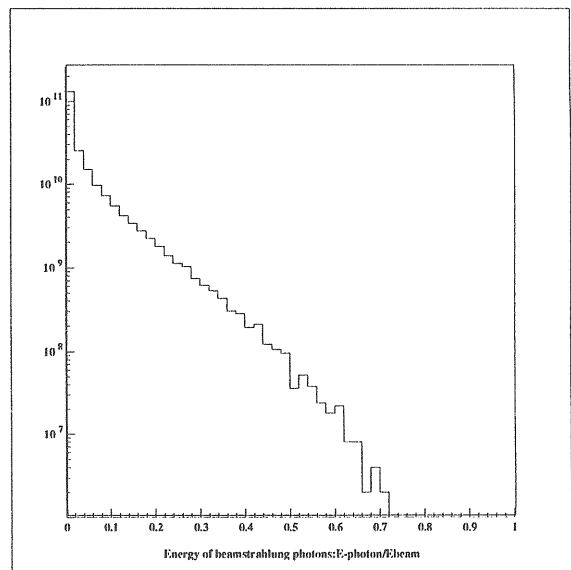


図 3: ビームエネルギー 250 GeV の JLC でのビームストラールング光のエネルギー分布。縦軸は任意のスケールの光子数で、横軸はビームエネルギーで割った光子エネルギーである。

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、 $E = \omega/2m_e H_\phi$ 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

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

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

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。

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

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。 $H_c \equiv m^2 c^3 / eh$ 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。

$$\Upsilon = \frac{5}{6} \frac{Nr_e^2 \gamma}{\alpha \sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)} \quad (6)$$

$E_{beam} = 250$ 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、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ト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。ほぼ光速でのビーム衝

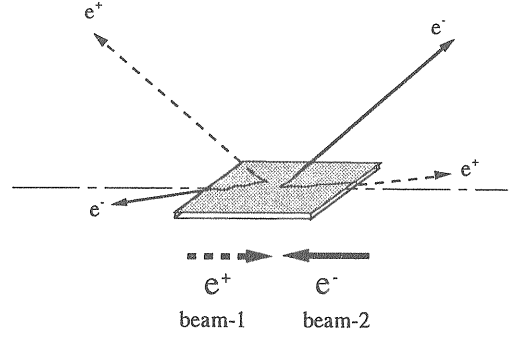


図 4: 電子陽電子対生成と衝突中の磁場による曲がり。二つの偏平ビームは図の中央に重なり合った紙のように描かれている。相手側のビームと同じ電荷をもったものが強い斥力を受け大角度に散乱する。

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。

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

この電場と磁場によって電荷 e の受ける力 (F) は、

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

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。

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

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

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

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)、ときには粉碎 (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ュミ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) というシュミ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、

$$n_\nu(y) = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{1}{y} \ln\left(\frac{1}{y}\right), \quad y = E_\gamma/E_{beam} \quad (11)$$

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

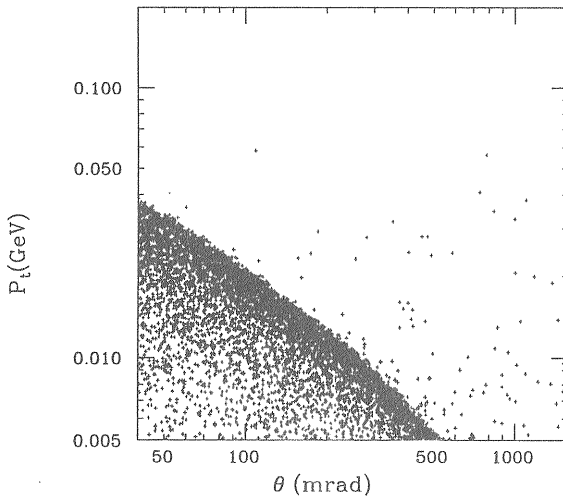


図 5: ビームエネルギー 250 GeV の JLC での電子陽電子対生成の粒子分布。縦軸は粒子のビーム軸に垂直方向の横運動量で、横軸は衝突後の散乱角度である。どちらも対数目盛で表している。

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

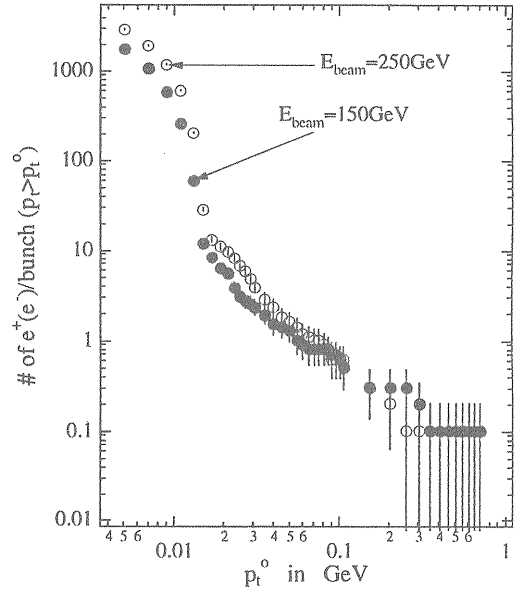


図 6: ビームエネルギー 150、250 GeV の JLC での粒子の P_t 分布。縦軸は1バンチ衝突当たりの粒子数で、横軸は粒子の P_t である。

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ト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トを議論する。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

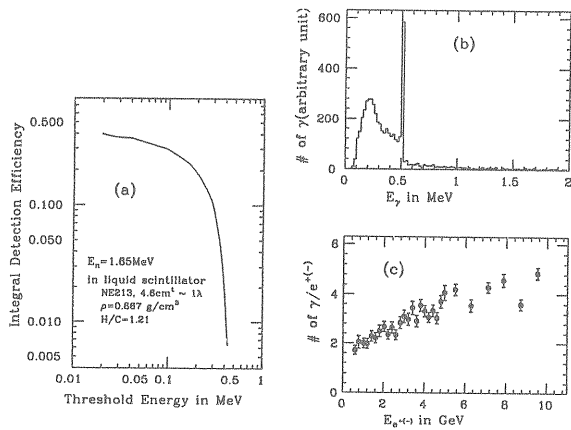


図 7: (a) 液体シンチレータ (NE213) 中でのエネルギー 1.65 MeV の中性子に対する測定効率。横軸は、電子のエネルギー相当に換算した測定器のエネルギー閾値である。(b) 入射エネルギー 0.5~10 GeV に一様に分布している電子と磁極物質 (Fe-CO-V: 49-49-2%) の衝突によって後方散乱される光子のエネルギー分布。これは、EGS4 コードによるシュミレーションの結果である。(c) 1 入射電子当たりの後方散乱の光子数。横軸は、入射電子のエネルギーである。

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、0.5 MeV 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たとすると、1 チャンネル当たりのエネルギー和は 2.5 (0.025) MeV しかない。その他の測定器は中性子に対しての感度ががないため、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、光子のハドロンの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、そのハドロンの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ソ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。一般にビームストレンジ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・ラビディ

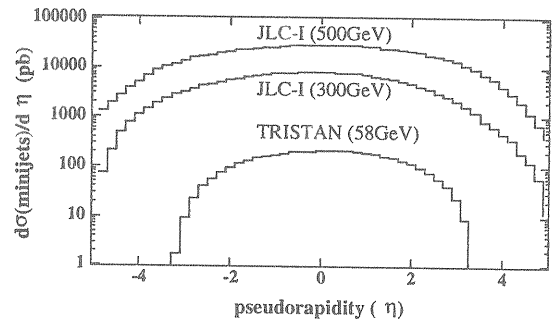


図 8: 重心系エネルギー 58 GeV のトリスタン、300 GeV と 500 GeV の JLC での DG パラメトリゼーション ($p_{t,min} = 2.0$ GeV) を用いたミニジェットの角分布。

ティー ($\eta \equiv -\ln \tan(\theta/2)$) の関数で示した。ここで、 $\theta = 45^\circ$ は $\eta=0.7$ に対応している。重心系エネルギー 58 GeV 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トとして問題になる。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。シュミレーションによると、ミニジェットは $|\eta| < 1.3$ ($30^\circ < \theta < 150^\circ$) 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、 $e^+e^- \rightarrow ZH$ 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。シュミ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 にマスク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

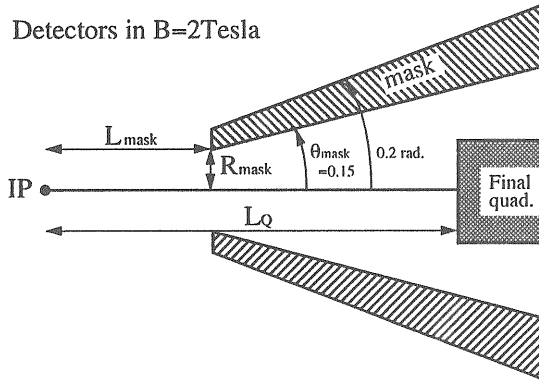


図 9: 衝突点 (IP) 付近のマスクシステム。マスクを含む測定器は、2 テスラのようなソレノイド磁場中に置かれる。

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トランス η_{mask} (立体角を 4π で割った量) は、

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

で定義される。この開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、

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

の不等式が成り立つ。ここで、 $L_Q = 2.5$ m、 $\theta_{mask} = 0.15$ 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

の開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ウンドが生じる。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

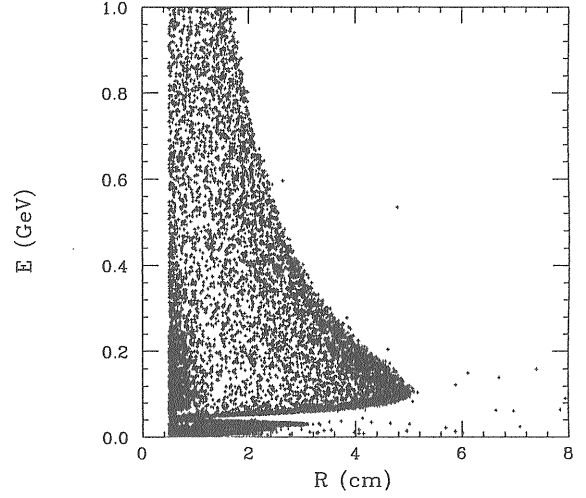


図 10: ビームエネルギー 250 GeV の JLC での電子陽電子対生成の粒子分布。縦軸は粒子のエネルギー (E) で、横軸は衝突点より 0.44 m の所での粒子の半径方向の位置 (R) である。

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、上記のバックグラウンド問題はない。

以上、ABEIL によるシュミ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。

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

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 で示されたシュミ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、

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

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、

$$\theta_{max} \simeq \left[\frac{\ln \left(\frac{4\sqrt{3}D_x}{\epsilon} \right)}{\sqrt{3\epsilon D_x}} \right]^{1/2} \theta_0 \sqrt{2} \quad (16)$$

で表される。ここで、 $D_x \equiv 2Nr_e/\gamma \cdot \sigma_z / (\sigma_x(\sigma_x + \sigma_y))$ 、 $\theta_0 \equiv D_x \sigma_x / \sigma_z$ 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： $N = 10^{10}$ 、 $\sigma_x = 260$ nm、 $\sigma_y = 3.04$ nm、 $\sigma_z = 80\mu\text{m}$ により、 $D_x = 0.14$ 、 $\theta_0 = 0.44$ ミリラジアンとなり、87 MeV の粒子に対して $\theta_{max} = 0.20$ 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、 $p_i^{max} = 17$ 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、特にバックグラウ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ウンド

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ウンド量を見るため、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

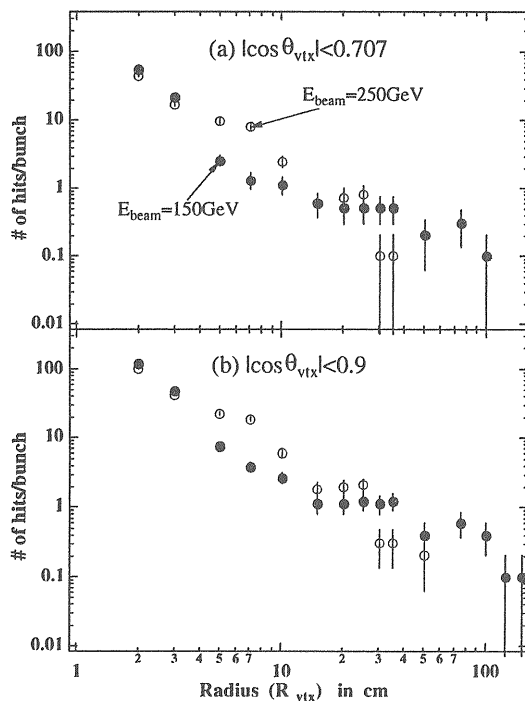


図 11: 電子陽電子対生成からの粒子によるバックグラウンド。粒子は、2 テスラのソレノイド磁場中をヘリックス軌道を進み、半径 R_{VTX} のシリンダー面を通過する点の数を縦軸に取っている。横軸はその半径 R_{VTX} で、(a)、(b) は、それぞれ $|\cos\theta| < 0.707, 0.9$ の角度領域に対応している。

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ウンドヒット数は、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、ミニジェットの中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。

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、ゲージボソ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 程度重い質量を持ち、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： $e^+e^- \rightarrow ZH$ 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

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、 $\vec{p}_Z = \vec{p}_{e_1} + \vec{p}_{e_2}$ 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。

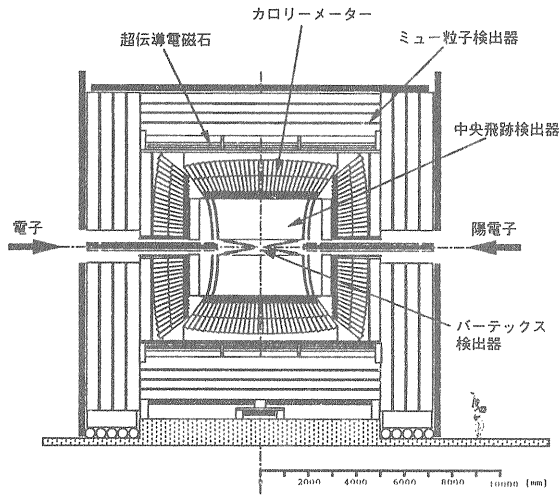


図 12: JLC 測定器

図 12 に JLC 測定器の断面を描写した。全体の体積は、ほぼ $16 \times 16 \times 16 \text{ m}^3$ の立方体であり、総重量は約 15,000 トンである。ミュオン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、多量のバックグラウ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 $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ のピクセルより成り、空間分解能は $7.2 \mu\text{m}$ で、衝突係数の分解能は $p = 1 \text{ GeV}$ で垂直方向の粒子に対して $30 \mu\text{m}$ である。b クォークの崩壊粒子の衝突係数は約 $400 \mu\text{m}$ 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、 $\Delta M_h \approx 2p_\ell/M_h \cdot \Delta p_\ell$ と表すことができる。 $M_h = 100 \text{ GeV}$ に対する $\Delta M_h = 200 \text{ MeV}$ の要求は、 $p_\ell \approx 50 \text{ GeV}$ であるので、 $\Delta p_\ell = 200 \text{ MeV}$ 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 $100 \mu\text{m}$ 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 $10 \mu\text{m}/\text{nsec}$ 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 $1 \text{ nsec} = 10 \text{ nsec}/\sqrt{100}$ 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^0 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パ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、パレル部、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。) 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、 $1\times 1\text{ cm}^2$ 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 $2\cdot 10^6$ 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ーンから成る 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、特にバックグラウ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ウ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、ビームストラルング光が多いためバックグラウ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、シンクロトン光のバックグラウンドが多すぎて実験不能であった。ルミノシティ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。