

修士論文

リニアコライダーにおけるナノメータ ビームサイズ測定方法の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

西郷 学

平成14年

概要

次世代線形加速器実験 JLC では、高い重心エネルギーでのビーム衝突を実現できるため、さまざまな物理成果が期待されている。しかし、ビームを一度の衝突でしか使えないという線形加速器特有の欠点があり、目的の物理測定に必要な高いルミノシティを得るためには、ビームサイズをナノメートルレベルまで絞り込んで衝突させる必要がある。そこで、この高いルミノシティを維持するために衝突点でのビームサイズ等を常にモニタし、フィードバックすることが重要になる。しかし、このナノメートルビームサイズを測定することは極めて困難であり、これを可能にする唯一の方法として提案されたのが、ビーム衝突時に非コヒーレント過程で多量に発生する e^\pm ペアを利用するものである。この e^\pm ペアはビームの作る強い電場によって散乱されるため、ビームサイズの重要な情報を持つことが分かっている。現在、これら e^\pm ペアを捕らえるための検出器として Pair Monitor が開発中である。本研究では、シミュレーションプログラム CANI を用いて Pair Monitor から得られる e^\pm ペアの情報を再現し、そこからビームサイズを測定する方法について議論する。

目次

第 1 章	JLC	7
1.1	JLC 計画の概要	7
1.2	JLC 検出器	8
1.3	インタラクションリージョン	10
第 2 章	Pair Monitor	11
2.1	Beam Profile	11
2.2	Pair Monitor と Beam Profile の原理	11
2.3	ハードウェア	13
2.3.1	3D ピクセルセンサー	13
2.3.2	ピクセルエレクトロニクス	14
2.4	研究の目的	14
第 3 章	シミュレーションプログラム	17
3.1	CAIN	17
3.2	非コヒーレント過程	17
3.3	座標の定義とビームパラメータ	18
第 4 章	シミュレーションスタディー	22
4.1	Pair Monitor での e^\pm ペアの分布	22
4.2	水平方向のビームサイズ (σ_x)	25
4.3	垂直方向のビームサイズ (σ_y)	29
4.3.1	IP での散乱角分布	29
4.3.2	Pair Monitor での方位角分布	30
4.3.3	Peak-to-valley ratio (R_{pv}) の定義	31
4.3.4	σ_x , N を変化させた時の R_{pv}	34
4.4	ビームの垂直、又は水平方向の変位 (Δ_y, Δ_x)	37
4.4.1	Up-down ratio (R_{ud})	37
4.4.2	Δ_y がある時の R_{pv}	41
4.4.3	Left-Right ratio (R_{rl})	42
4.4.4	Δ_x がある時の R_{pv}	45
4.5	ビームの回転 (ϕ_{xy})	45
第 5 章	まとめ	48

付録 A Photon background	50
A.1 EGS4 の概要	50
A.2 シミュレーションとその結果	51

目次

1.1	JLC の概念図	8
1.2	JLC 検出器	9
1.3	Interaction region	10
2.1	ビームの電磁場による e^\pm ペアの曲がり	12
2.2	e^\pm ペアの散乱角分布	13
2.3	Pair Monitor	15
2.4	Pair Monitor の構成要素	15
2.5	3D ピクセルセンサーの概念図	16
2.6	読み出し回路	16
3.1	e^\pm ペアのエネルギー分布	18
3.2	シミュレーションでの座標系	19
3.3	ビームの時間発展	21
4.1	Pair Monitor 上での衝突の分布	23
4.2	Pair Monitor 上での衝突の分布 ($rvsE$)	24
4.3	Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (σ_x を変化させた場合)	25
4.4	Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (N を変化させた場合)	26
4.5	Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (σ_y を変化させた場合)	26
4.6	σ_x と N に対する r_{max} の変化	27
4.7	(σ_x^o, σ_y^o) に対する r_{max}	28
4.8	$(\sigma_x^o, 10\sigma_y^o)$ に対する r_{max}	28
4.9	陽電子の IP での散乱角 ϕ_{ip} 分布	29
4.10	陽電子の Pair Monitor での衝突分布	30
4.11	Pair Monitor での方位角 ϕ_{PM} 分布 ($0.7r_{max} < r < r_{max}$)	31
4.12	領域 H_1, H_2, L_1, L_2 の定義	32
4.13	σ_y に対する R_{pv} の変化	33
4.14	σ_x を変えた時の R_{pv} の変化	35
4.15	アスペクト比の関数としての R_{pv} の変化	35
4.16	N を変えた時の R_{pv} の変化	36
4.17	R_{pv} のフィット	37
4.18	ビームに垂直方向の変位 $\pm\Delta_y$ がある衝突	38
4.19	ビームに上下の変位 (Δ_y) がある場合の Pair Monitor での方位角 ϕ_{PM} 分布 ($0.7r_{max} < r < r_{max}$)	38

4.20	領域 $Up, Down$ の定義	39
4.21	$\Delta_y = 0.0, \pm 0.5\sigma_y^o, \pm 1.0\sigma_y^o, \pm 2.0\sigma_y^o$ に対する R_{ud}	40
4.22	$\Delta_y = \pm 0.5\sigma_y^o$ の時のビームの時間発展	40
4.23	上下の変位がある時の R_{pv}	41
4.24	領域 $Left, Right$ の定義	42
4.25	ビームに左右の変位 ($Delta_x$) がある場合の Pair Monitor での方位角 ϕ_{PM} 分布 ($0.7r_{max} < r < r_{max}, 0.55r_{max} < r < r_{max}$)	43
4.26	$\Delta_x = 0.0, \pm 0.05\sigma_x^o, \pm 0.15\sigma_x^o, \pm 0.25\sigma_x^o$ に対する R_{rl}	44
4.27	左右の変位がある時の R_{pv}	45
4.28	(陽) 電子ビームの xy 平面での回転 (ϕ_{xy})	46
4.29	ビームに xy 平面での回転 (ϕ_{xy}) がある場合の ϕ_{PM} 分布 ($0.55r_{max} < r <$ r_{max})	46
4.30	ビームに xy 平面の回転がある場合の R_{pv}	47
A.1	Pair Monitor でのエネルギーデポジットの分布	51

表目次

3.1	ビームパラメータ	20
4.1	σ_x と N に対する r_{max}	27
4.2	領域の取り方 (a),(b),(c) に対する統計的な有利さ ΔR_{pv}	33
4.3	領域 H_1, H_2, L_1, L_2 の定義	34
4.4	e^\pm ペアの生成に使用したバンチ数 (1)	34
4.5	e^\pm ペアの生成に使用したバンチ数 (2)	36
4.6	e^\pm ペアの生成に使用したバンチ数 (3)	39
4.7	e^\pm ペアの生成に使用したバンチ数 (4)	44
4.8	e^\pm ペアの生成に使用したバンチ数 (5)	47

第1章 JLC

1.1 JLC 計画の概要

高エネルギー物理学とは、我々の世界の最も基本的な構成要素と、それらの間に成り立つ物理法則がどのようなものであるかを研究し、理解することを目的としている。現在の素粒子物理学では、ゲージ理論を基礎とする標準模型が、数多くの実験により非常に良い精度で確かめられ成功を収めている。しかし、長く標準模型の粒子スペクトラムに残されてきた二つの空席のうちトップクォークこそ TEVATRON で見つかったものの、この模型の最も重要なメカニズムである自発的対称性の破れをになうヒッグス粒子は未だ発見されていない。さらにこの模型は、電弱相互作用のエネルギースケールでの理論であるため究極の素粒子理論でありえない。標準模型を超える理論のこれという決定的な候補はまだないが、多くの研究者を惹き付けているのは超対称性を持った一群の模型であろう。そこで、標準理論の完全な検証と、それをを超える超対称性理論から予言される新粒子の探索は、今後の物理学の方向を示す上で非常に重要であり、それらを可能にする加速器実験は必要不可欠である。

現在 CERN で重心エネルギー 14TeV のハドロンコライダー、LHC (Large Hadron Collider) の建設が進められているが、先に述べたような物理の精密測定には終状態に余分な粒子のない電子、陽電子コライダーが最適である。しかし、これまでエネルギーフロンティアを支えてきた電子、陽電子円形加速器では、制動放射によるエネルギー損失のため得られる重心エネルギーに限界がある。そこで次世代加速器として提唱されているのが制動放射によるエネルギー損失の少ない電子、陽電子リニアコライダーである。リニアコライダーは、長大な向かいあった二つのリニアックにより目的のエネルギー領域まで粒子を加速し衝突させる線形型加速器で、その開発研究は世界中で進められている。日本でも JLC 計画が進められており、第一期計画 (JLC-I) として重心エネルギー 300~500GeV の加速器により実験を行い、その後 TeV 領域へのエネルギー増強をはかる予定である。図 1.1 に JLC の概念図を示す。JLC では、ヒッグス粒子の検出、トップクォークの精密測定、超対称性粒子の探索、W、Z ボソンの大量発生による標準模型の超精密検証、等の極めて豊かな物理成果が期待されている。

しかしながら、リニアコライダーには高い重心エネルギーを得るのが出来る反面、円形加速器にはない欠点がある。円形加速器では、ビームをリングで周回させながら何回も衝突に用いることが出来るため繰り返し周波数が高くビームサイズが多少大きくてもルミノシティを稼ぐことが出来る。それに対しリニアコライダーではビームを一度の衝突でしか使えない。そのため先に述べたような物理測定に必要な高いルミノシティ ($2.5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) を得るために、インタラクションポイント (IP) でのビームサイズをナノメートルレベルまで絞り込んで衝突させることが重要になる。そこで、高いルミノシ

ティーを維持するために IP でのビームサイズ等を常にモニタしフィードバックすることが必要不可欠になる。JLC ではビーム-ビーム相互作用により多量に発生する e^+e^- ペアを利用してビームサイズを測定する Pair monitor が設置される予定である。Pair monitor の詳細は第 2 章以降に述べることにして、ここでは Pair monitor の設置されるインタラクションリージョンと、その周りの検出器について簡単に述べる。

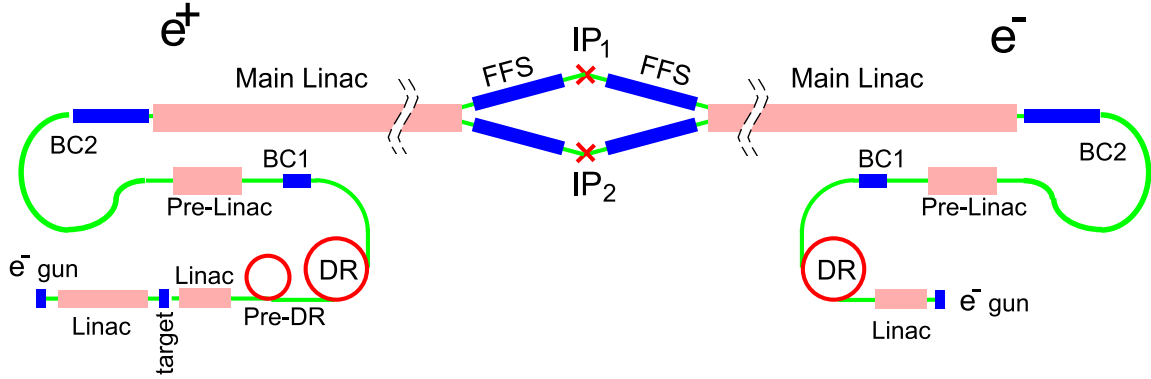


図 1.1: JLC の概念図

1.2 JLC 検出器

電子、陽電子コライダーでの衝突過程は全重心系エネルギーが反応の素過程に使用されるため、終状態の識別が容易であり確実な新粒子探索や精密実験が可能である。そのため、加速器の能力を 100%引き出し、終状態に生成されるニュートリノを除く全ての粒子を精度よく検出する高性能な測定器が必要とされる。そこで JLC 検出器の満足すべき基本性能は以下のように設定された。

- 高エネルギーになればなるほど、三体以上の終状態過程が増すため出来るだけ多くの立体角を覆うことが重要であり、検出可能な角度領域をビームパイプとバックグラウンド対策マスキングシステムの前後方領域を除く領域とする。
- クォークジェットに崩壊した W ボソンと Z ボソンの識別可能であることを要求する。つまり、2 ジェット不変質量の分解能は、W、Z ボソンの崩壊巾と同程度でなければならない。
- 軽いヒッグスの生成過程 $e^+e^- \rightarrow ZH$ において、Z 崩壊からのレプトン対を使った質量欠損法によるヒッグス質量の分解能が、ビームエネルギーの広がり 200MeV と同程度であること。

図 1.2 に提案された JLC 検出器の構成を示す。検出器の内側から、Vertex Detector (VTX)、Intermediate Silicon Tracker (IT)、Central Drift Chamber (CDC)、Calorimeter (CAL)、Superconducting Solenoid、Muon Counter (MU) という構成になっており、大きさは $14m \times 14m \times 13m$ である。

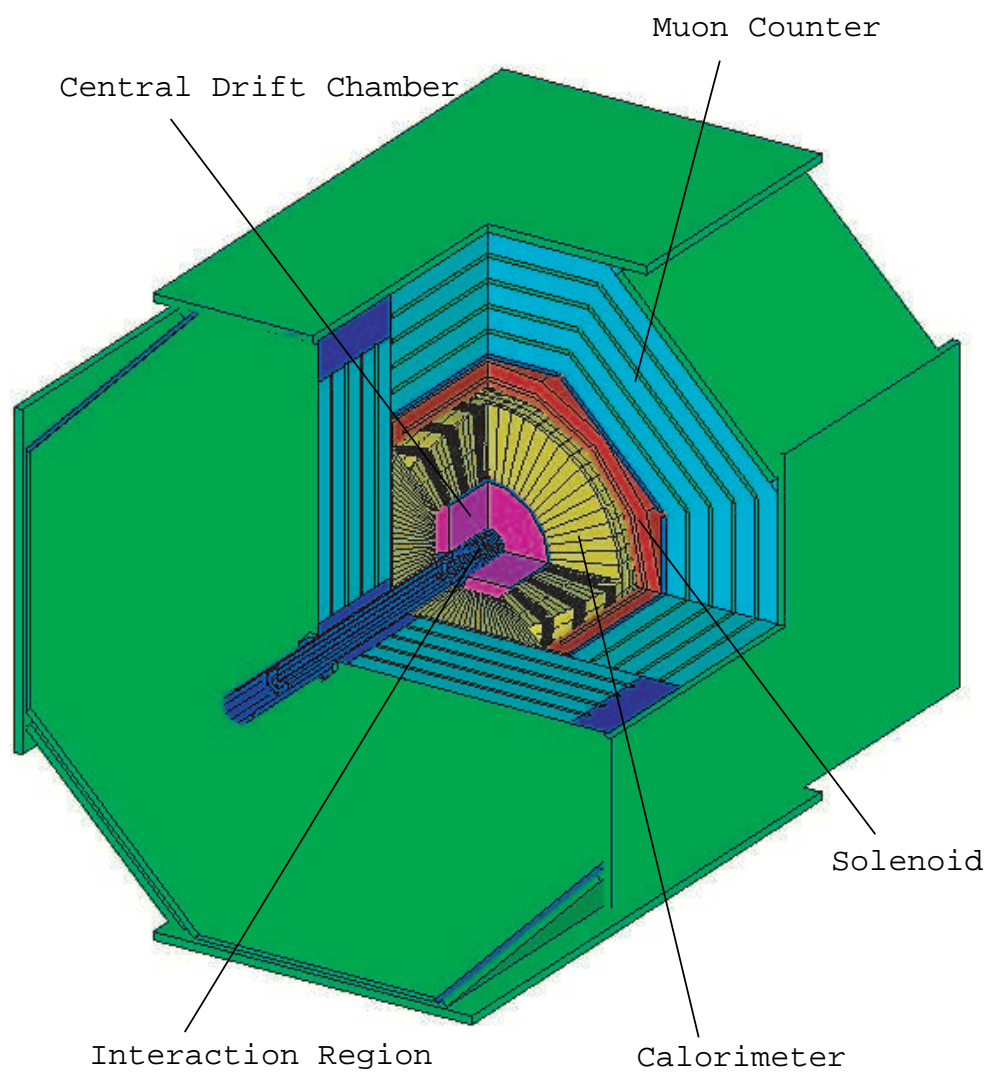


图 1.2: JLC 検出器

1.3 インタラクションリージョン

図 1.3 に CDC より内側のインタラクションリージョンのレイアウトを示す。IP から 2 m の位置に最終収束四極磁石 (QC1) が設置される。この QC1 からは、ビーム衝突時に発生した e^+e^- ペアとの衝突により多量の光子が後方に散乱される。これらは、検出器に侵入するのを防ぐため円錐状のタンゲステンマスクによって吸収される。さらにカーボンマスクは QC1 からの反跳電子を効果的に吸収する。Pair Monitor は、ルミノシティーモニターの内側、IP から 176cm の位置に設置される。

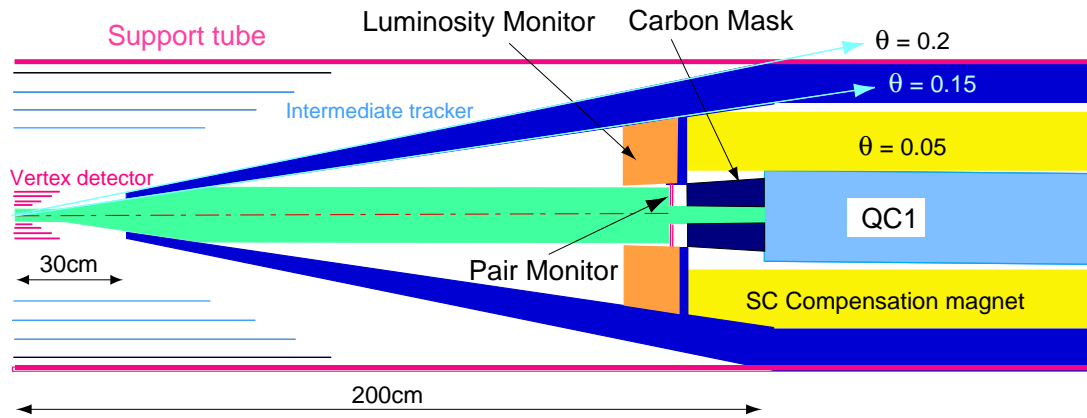


図 1.3: Interaction region

第2章 Pair Monitor

2.1 Beam Profile

ビームのエネルギーや品質は加速器の設計により決まり、未知の高エネルギー粒子の探索には、高品質（低エミッタンス）、大電流、超高エネルギーの電子、陽電子ビームの生成が要求される。そのため、物理実験及び加速器運転時に、このような高品質なビームを生成、輸送、加速、維持をいかに行うかが重要性を増してきている。つまり、ビームの状態（サイズ、位置、エネルギーなど）をいかにして把握するかが、高品質なビーム生成のための鍵を握っている。その意味で、ビームのあらゆる情報をモニタすることが欠かせない。特にリニアコライダーでは、ビームサイズをIPでナノメートルレベルまで絞り込むため、そのサイズを測定するビームプロファイルモニタは非常に重要なモニタである。しかしビームサイズが超微小 ($\sigma_x/\sigma_y = 243\text{nm}/3.0\text{nm}$) であるために、その測定は極めて困難である。

ナノメートルビームサイズ測定にレーザーの干渉を利用する方法がある [6]。これは、電子ビームの軌道をレーザー干渉縞の横切る方向にスキャンし、レーザーとビームが当たる時に生じるコンプトン散乱光の強度分布を測定することによりビームサイズを測る。既に、この方法により SLAC の FFTB (Final Focus Test Beam) で $\lambda = 1.064\mu\text{m}$ の Nd:YAG レーザーを用いて 60nm のビームサイズを測定することに成功している。さらに波長の短いレーザーを用いることにより、10nm 以下のビームサイズを測ることも可能であるが、実際、リニアコライダーの IP に、粒子検出器の障害にならないようなレーザー干渉モニタを作ることは困難である。そこで田内氏、横谷氏によって提案されたのが、ビーム-ビーム相互作用により発生する e^+e^- ペアを利用する方法で [3]、現在そのための検出器 Pair Monitor が開発中である。そしてこれを用いる方法が IP でナノメートルビームサイズを測定できる唯一のものである。

2.2 Pair Monitor と Beam Profile の原理

Pair Monitor によるビームサイズ測定の詳しい方法については第4章で述べることにして、ここではその原理について説明する。

まず、上で述べたようにリニアコライダーでは、ビーム-ビーム相互作用により多量の e^\pm ペアが発生することが予想されている。これらの e^\pm ペアは、非コヒーレントな過程によりほとんどビーム軸にそって生成され、そのエネルギーは非常に低エネルギーにピークを持つ。そして、この e^\pm ペアは、ビームの作る電磁場により力を受け曲げられる。パンチが非常にフラットな場合 ($\sigma_y \ll \sigma_x$)、向かってくるビームの電荷と生成された粒子の電荷の符号が同じであれば縦方向に大きく散乱される。それに対し、粒子の電荷の符号が

Lab. frame

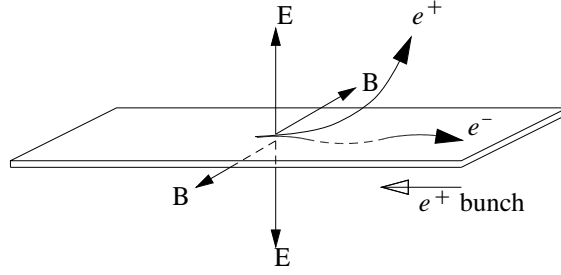


図 2.1: ビームの電磁場による e^\pm ペアの曲がり: 向かってくるビームと同じ電荷のものが強い斥力を受けて大角度に散乱される。

反対であればビーム面を振動し大きく散乱されることはない。この過程を図 2.1 に簡単に描写した。この大きく散乱された粒子の散乱角分布はビームの形 (電場の形) に依存するためビームサイズの重要な情報を持つ。図 2.2 にフラットな陽電子ビームによって散乱された e^\pm ペアの散乱角分布を示す。この図より、大きく散乱される粒子は上下方向に偏極されていることが分かる。

e^\pm ペアが受けるクーロン力は、ほぼ高速度でのビーム衝突のためローレンツ収縮により、非常に良い近似で2次元力となる。そこで、ビームの進行方向 (z) に対して垂直な電場成分を考える。ビーム静止系での垂直方向の電場を \mathbf{E}'_\perp とすると、重心系 (実験室系) で観測される電場 \mathbf{E}_\perp と磁場 \mathbf{B}_\perp は、ローレンツ変換により

$$\mathbf{E}_\perp = \gamma \mathbf{E}'_\perp, \quad \mathbf{B}_\perp = -\gamma \mathbf{v} \times \frac{\mathbf{E}'_\perp}{c^2} \quad (2.1)$$

となる。ここで \mathbf{v} はビームの静止系に対する重心系の速度とする。この電磁場により電荷 e 、速度 \mathbf{v}_e の粒子の受ける力 \mathbf{F} は

$$\mathbf{F} = e(\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}_\perp) \quad (2.2)$$

となる。ここで $\mathbf{v} = (0, 0, v)$ 、 $\mathbf{v}_e = (0, 0, \pm v_e)$ (符号は電荷の進む方向を示す) とすると式 2.1 より式 2.2 の磁場による寄与は、

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}_\perp &= \mathbf{v}_e \times \left(-\mathbf{v} \times \frac{\mathbf{E}_\perp}{c^2} \right) \\ &= \pm \frac{1}{c^2} (v v_e E_x, v v_e E_y, 0) \\ &= \pm \frac{v v_e}{c^2} \mathbf{E}_\perp \end{aligned} \quad (2.3)$$

となり、結局、電荷が受ける力は、

$$\mathbf{F} = e \left(1 \pm \frac{v v_e}{c^2} \right) \mathbf{E}_\perp \quad (2.4)$$

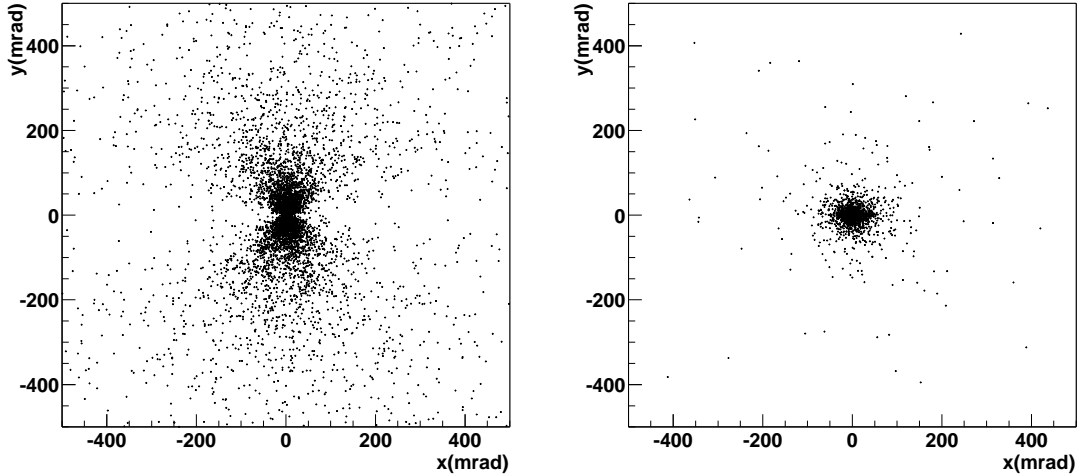


図 2.2: e^\pm ペアの散乱角分布：縦、横軸はそれぞれ水平、垂直方向への散乱角を表す。右図は陽電子、左図は電子に対してで、ビームと同じ電荷符号を持つ陽電子は上下に偏極して散乱している。

となる。よって $v \simeq v_e \simeq c$ なので、上式よりビームと同じ方向に進む電荷の受ける力はゼロとなり、反対方向に進むものは電場 E_\perp の 2 倍の力を受ける。つまり、生成された e^\pm ペアは向かってくるビームによって散乱されるため、そのビームの情報だけを持つことになる（同じ方向に進むビームの情報は持たない）。

散乱された e^\pm ペアは、検出器のソレノイド磁場によってビームパイプに巻き付く様に進み、IP から 176cm の所にある Pair Monitor に衝突する。回転されることによりビームの情報が失われることはない。よって Pair Monitor で粒子の衝突した位置を測定し、その衝突位置の分布からビームサイズの情報を読み出すことが出来る。

2.3 ハードウェア

2.3.1 3D ピクセルセンサー

Pair Monitor は、多量の e^\pm ペアにさらされるためそれに耐えることができ、また、高いレートで粒子がやってくるため高速応答でなければならない。3D ピクセルセンサーは、後で述べるが放射能耐性が高く、応答時間も数 ns と高速であるため Pair Monitor のセンサーとして最適である。

e^\pm ペアの衝突した位置を測定するために提案された Pair Monitor を図 2.3 に示す。円盤は二つのリングにわけられ、そのリングは台形の 3D シリコンピクセルセンサー [7, 8] で構成される。各ピクセルセンサーは読み出しチップにバンプボンディングされ、それによってデジタル化された信号は、チップの外側に送られバックエンドデータプロセスに渡されることになっている。

普通のピクセルセンサーはセンサーの上面と下面の電極に電圧をかけ空乏化させる。しかし、3D ピクセルセンサーは図 2.5 に示すように、ポール状電極がセンサーを縦に貫く様

に配置されピクセルを形成する。そのため、センサーの縁の電場整形や表面を流れる暗電流を抑えるためのガードリングなどを設ける必要がなく、センサーの縁も有感領域にすることが出来る。Pair Monitor に用いられる 3D ピクセルセンサーは、厚さが $300\mu\text{m}$ でピクセルサイズは $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ である。このときの全空乏化電圧は 5V 程度で、ブレイクダウンが発生する電圧に比べて十分低い。そのため、実質的な放射線 (1Mrad/year) を受けた後の全空乏化電圧の上昇にも耐えることができる。

2.3.2 ピクセルエレクトロニクス

JLC においてビームは、高いルミノシティを得るため、電子又は陽電子を束にしたバンチを 1.4ns 間隔で 192 個連ねて 1 トレインを構成し、これを $100\sim 150\text{Hz}$ で衝突させる。個々のバンチは加速管内の加速電場により加速されるが、この時、加速電場はバンチ自身の作る電場の影響をうける。そのため後続するバンチの加速に影響を与え、ビームを安定させるうえで大きな問題となる。そのため、トレイン内の個々のバンチの状態をモニタし、それをもとに加速電場に補正をかけ安定したビームを供給しなければならない。そこで、Pair Monitor もビームサイズをバンチごとに、又は、少なくとも数十バンチごとに測定できることが望ましく、読み出し回路には e^\pm ペアが Pair Monitor に衝突した時間を識別できることが要求される。バンチごとのビームプロファイルには、バンチの間隔が 1.4ns のため 1ns 程度の時間分解能が必要であるが、現在開発中の読み出し回路は $20\sim 30\text{ns}$ の時間分解能を目標としている [9]。実際この程度の時間分解能があればビームの調整に十分な情報が得られる。図 2.6 に開発中の読み出し回路を簡略化したものを載せる。これは、センサーからの信号に対して 4 点の波形サンプリングを行い、その値を保持する。最終的にはこの値をマルチプレクサによって一定の時間で切り替えステップ状のアナログ信号として出力し、それをもとに粒子の衝突した時間を求めることが出来る。この回路は各ピクセルごとに必要なので、センサー全体で 35000 チャンネルほどになる。

2.4 研究の目的

上で述べたように、ビームサイズの情報は e^\pm ペアが Pair Monitor に衝突した位置分布から抜き出す。そこで、その分布からどのようにしてビームサイズの情報を取り出すか考えなければならない。又、その分布はビームの状態 (サイズ、粒子数、位置など) によって変化すると考えられる。よって、ビームの状態が変わってもビームサイズの情報を抜き出せるかどうかを検証する必要がある。そこで本研究ではシミュレーションによって e^\pm ペアを生成し、それらを検証する。さらに、この分布はビームサイズ以外にビームの位置などの情報も持つため、それらの抜き出し方についても考えることにする。基準とするビームパラメータはビームエネルギー 259GeV の JLC パラメータを用いる。

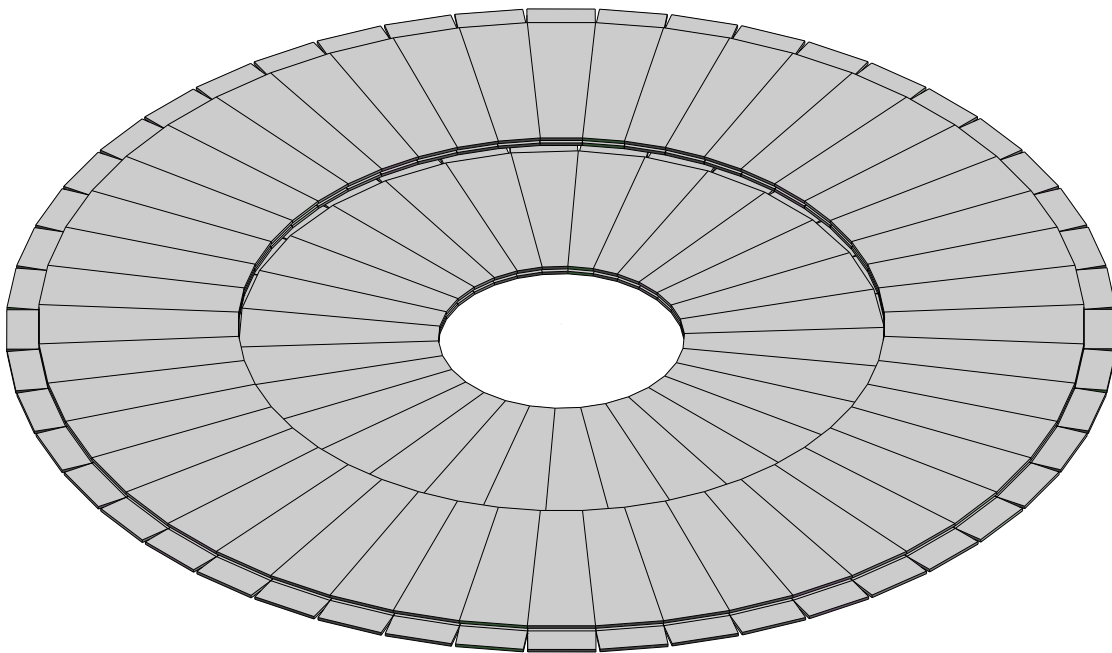


図 2.3: Pair Monitor : 内径 2cm、外径 8.5cm で複数の台形センサーで構成される。上が IP 側

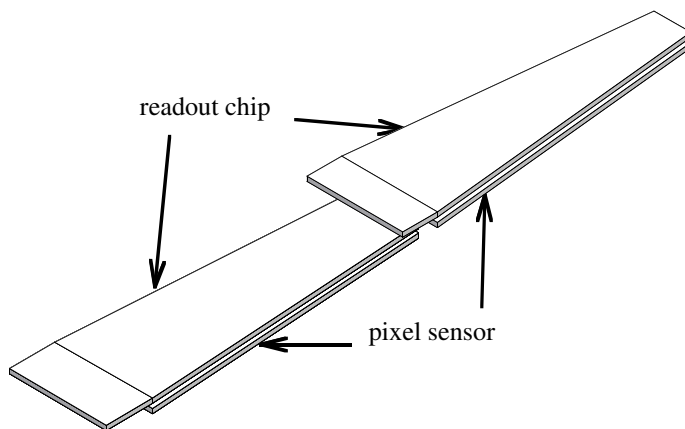


図 2.4: Pair Monitor の構成要素 : 下が IP 側

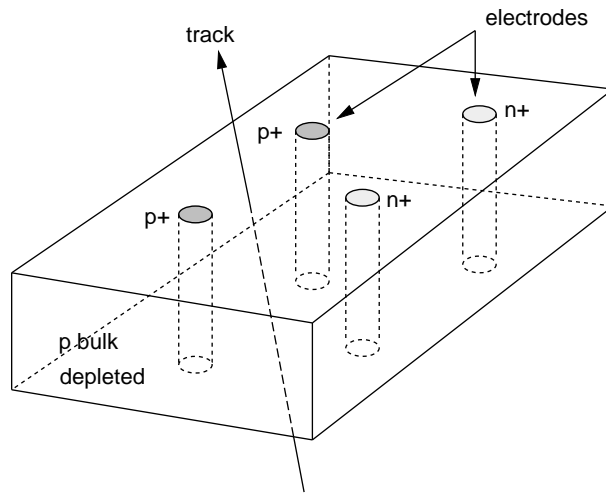


図 2.5: 3D ピクセルセンサーの概念図

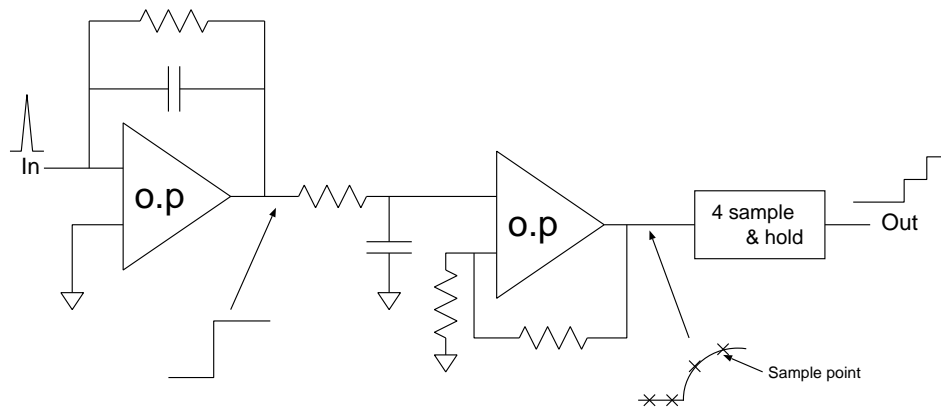


図 2.6: 入力パルスに対して増幅、波形整形を行う。そして、その波形の4点の電圧のサンプリングを行いそれを保持する。最終的には、その保持していた電圧を階段状のパルスにして出力する。

第3章 シミュレーションプログラム

3.1 CAIN

CAIN は、高エネルギーな電子、陽電子、光子を含むビーム-ビーム相互作用を扱うための FORTRAN Monte-Carlo code で、次のようなことを扱うことができる。(CAIN マニュアルより [10])

- Classical interaction (orbit deformation) due to the Cloulomb field.
- Luminosity between ($e^- e^+ \gamma$).
- Synchrotron radiation (beamstrahlung), and pair creation by high energy photons (coherent pair creation) due to the beam field.
- Interaction of high energy photon or electron/positron beams with laser field, including the nonlinear effect of the field strength.
- Classical and quantum interactions with a constant external field.
- Incoherent e^+e^- pair creation by photons, electrons and positrans.
- In almost all interaction the polaization effects can be included.

本研究では、CAIN により非コヒーレント e^\pm ペアを生成し、これを検出器の磁場 (3T) で回転させ、IP から 176cm の所での e^\pm ペアの位置分布をみる。CAIN のバージョンは 2.1e を用いる。

3.2 非コヒーレント過程

電子陽電子対生成の非コヒーレント過程には、次の3つのものがある。

Breit-Wheeler (BW)	$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$
Bethe-Heitler (BH)	$\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm + e^- + e^+$
Landau-Lifshitz (LL)	$e + e \rightarrow e + e + e^- + e^+$

ここで γ は、ビーム中の粒子が向かってくるビームの磁場によって曲げられる時に放射するシンクロトロン光で、ビームストラールング光と呼ばれる。CAIN では、これらの過程は等価光子近似 [11] で計算され、すべて2光子衝突による電子陽電子対生成 ($\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$) に帰することができる。つまり、BW の2光子はビームストラールング光であり、BH で

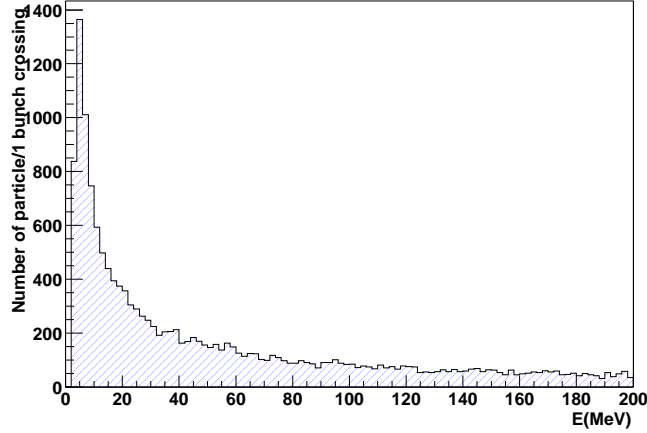


図 3.1: e^\pm ペアのエネルギー分布：ビームエネルギー 250GeV まで連続的に分布する。

はビームストラールング光と電子（陽電子）に附随する仮想光子であり、LL での 2 光子は仮想光子である。

生成された e^\pm ペアは、図 3.1 から分かるように非常に低いエネルギーにピークをもちビームエネルギー（250GeV）まで連続的に分布する。そして、1 バンチ衝突当たりの発生数は、BW : 5.8×10^2 個、BH : 2.5×10^3 個、LL : 1.1×10^3 個で、これらの生成角度は m_e/E_e 程度であり大部分はビーム方向である。前章でも述べたように、これら e^\pm ペアはビームの作る電磁場によって散乱されるため、ビームサイズの重要な情報をもつ。

3.3 座標の定義とビームパラメータ

シミュレーションでの座標を図 3.2 のように定義する。電子ビームと陽電子ビームは Full crossing angle (ϕ_{cross}) 6mrad で衝突する。ビームの交差には、ビーム重心系で正面衝突になるようにクラブ衝突させる。又、 xy 平面での上下左右をそれぞれ UP(H_1)、Down(H_2)、Left(L_1)、Right(L_2) と呼ぶことにする。Pair Monitor は、電子ビーム側と陽電子ビーム側にそれぞれ IP から 176cm の所に設置されるが、本研究では陽電子ビーム側の Pair Monitor の分布をみるものとする。つまりこの側では、非コヒーレント過程で生成された e^\pm ペアの内、ビームの磁場によって大きく散乱されるのは陽電子であり、これは陽電子ビームの情報を持つ。

基準とする JLC ビームパラメータは、重心エネルギー 500GeV では：1 バンチ当たりの粒子数 $N_o = 0.75 \times 10^{10}$ 個、ビームサイズ $\sigma_x^o/\sigma_y^o/\sigma_z^o = 243nm/3.0nm/100\mu m$ 、ルミノシティ $\mathcal{L} = 25.0 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ 、1 トレイン（1 パルス）当たりのバンチ数 $n_b = 192$ バンチ、繰り返し周波数 $f_{rep} = 150Hz$ 、ソレノイド磁場 $B = 3T$ である。又、シミュレーションでビーム中の粒子はガウス分布を仮定する。ビームサイズは ($\sigma_{x(y)}$) は、ベータト

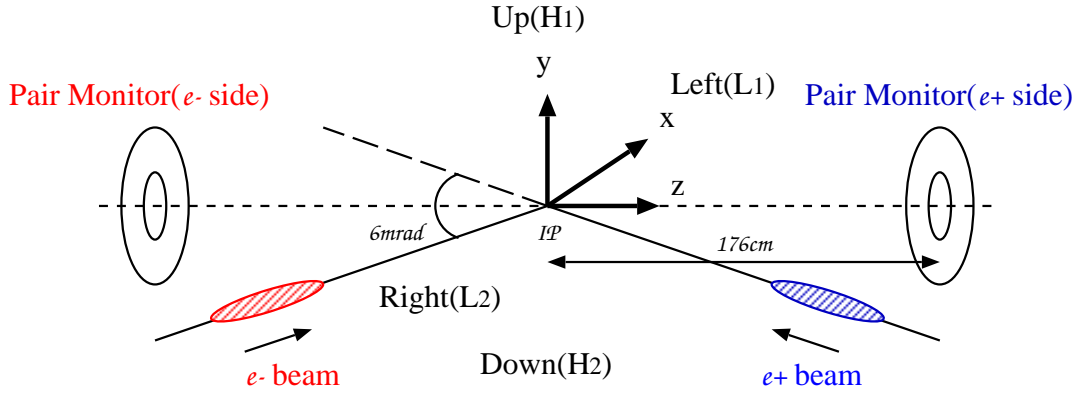


図 3.2: シミュレーションでの座標系

ロン関数 ($\beta_{x(y)}$) とエミッタンス ($\epsilon_{x(y)}$) を用いて近似的に

$$\sigma_{x(y)} \simeq \sqrt{\epsilon_{x(y)} \beta_{x(y)}} \quad (3.1)$$

と表せる。ベータatron関数は加速器自身が持つパラメータであり、ビームの状態にはよらない。一方、エミッタンスはビームの広がり の性質を表す量で、位相空間上 ($x(y), x'(y')$) でのビーム粒子の分布の面積と同等である。シミュレーションでビームサイズを変化させるときは、このエミッタンスを変化させることにする。

JLC の重心エネルギー 500GeV でのビームパラメータを表 3.1 にまとめた。ここで、 $D_{x(y)}$ はビームの変形の性質を表す量で

$$D_{x(y)} \equiv \frac{2Nr_e}{\gamma} \frac{\sigma_z}{\sigma_{x(y)}(\sigma_x + \sigma_y)} \quad (3.2)$$

r_e : 古典電子半径

で定義される。又、 \mathcal{L}_0 は幾何学的な条件で決まるルミノシティーで

$$\mathcal{L}_0 = \frac{f_{rep} n_b N^2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (3.3)$$

と表される。 H_D はピンチ効果などによるルミノシティー増加の因子で $D_{x(y)}$ の関数である。つまり、ピークルミノシティーは

$$\mathcal{L} = H_D \mathcal{L}_0 \quad (3.4)$$

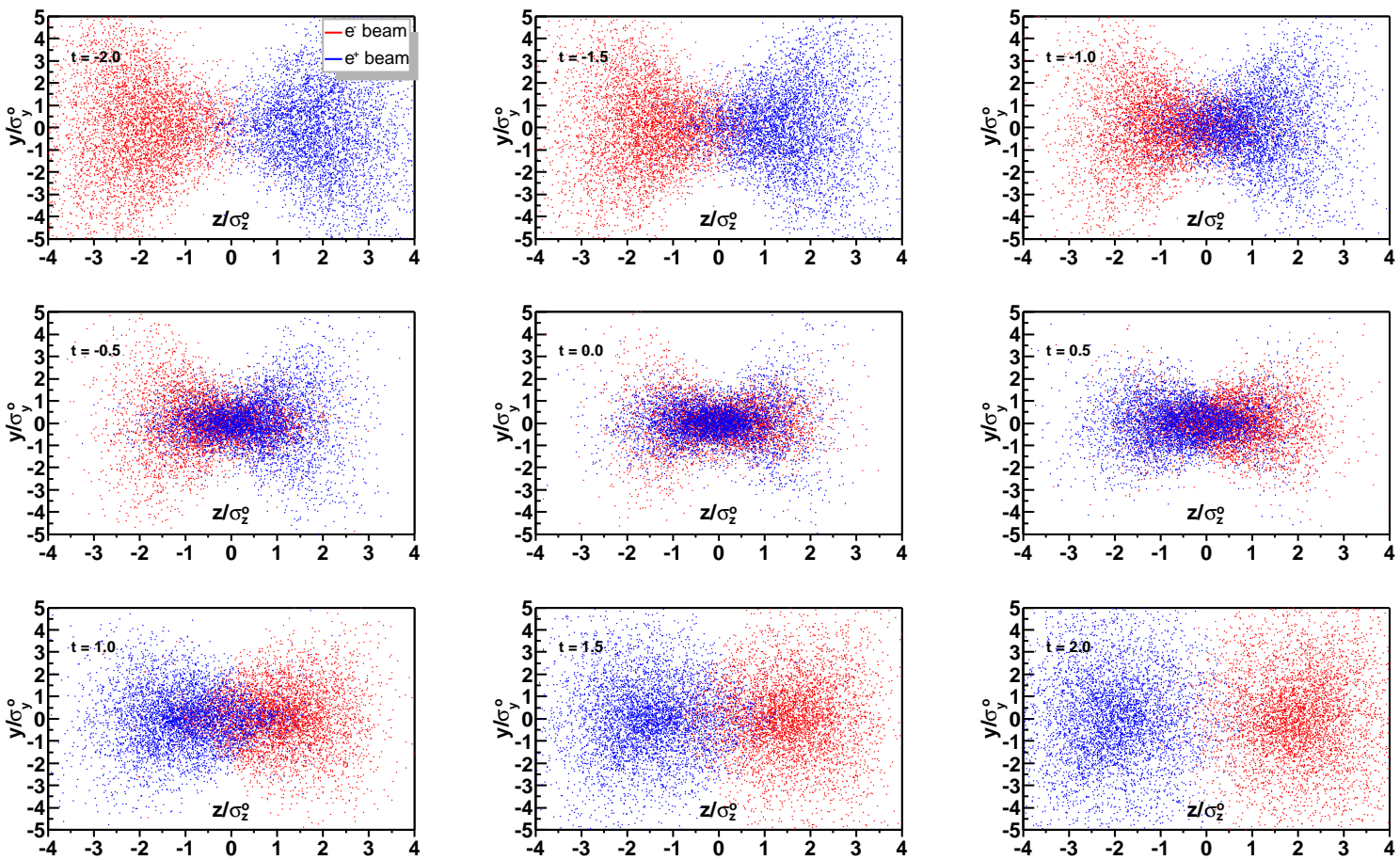
と表される。

これらのパラメータを用いたビームの時間発展のシミュレーション結果を図 3.3 に載せた。ただし時間の単位は t/σ_z とし、 $t=0$ で (陽) 電子ビームの中心が原点と一致するものとする。

Center-of-mass energy	E_{cm}	500	GeV
Linac repetition rate	f_{rep}	150	Hz
Number of particles / bunch	N	0.75	$\times 10^{10}$
Number of bunches / pulse	n_b	192	
Bunch separation	t_b	1.4	ns
Bunch train length	$n_b t_b$	0.267	μs
Bunch length	σ_z	110	μm
Solenoid field	B	3	T
Normalized emittance at IP	$\gamma\epsilon_x/\gamma\epsilon_y$	3.6 / 0.04	$\times 10^{-6} m \cdot rad$
Beta function at IP	β_x/β_y	8 / 0.11	mm
Beam size at IP	σ_x/σ_y	243 / 3.0	nm
Full crossing angle	ϕ_{cross}	6	mrad
Disruption parameters	D_x/D_y	0.16 / 12.9	
Pinch enhancement factor	H_D	1.52	
Average beamstrahlung parameter	Υ	0.14	
Average energy loss by beamstrahlung	δ_B	4.7	%
Nominal luminosity	\mathcal{L}_0	15.2	$10^{33} cm^{-2} s^{-1}$
Peak luminosity	\mathcal{L}	25.0	$10^{33} cm^{-2} s^{-1}$

表 3.1: ビームパラメータ

図 3.3: ビームの時間発展：時間の単位は t/σ_z で $t = 0$ でビームの中心が原点にくる。



第4章 シミュレーションスタディー

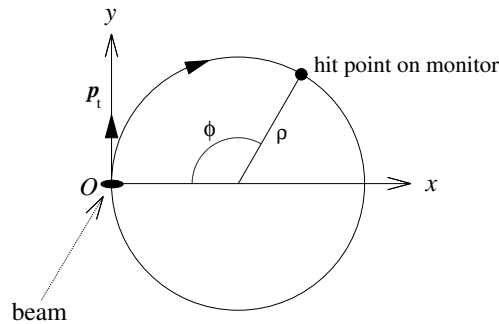
4.1 Pair Monitor での e^\pm ペアの分布

非コヒーレント過程で生成された e^\pm ペアは、向かってくるビームの作る電磁場によって散乱されることは前に述べた。散乱された e^\pm ペアは検出器のソレノイド磁場 (3T) によってビーム軸に巻き付くように進み、IP から 176cm の所にある Pair Monitor に衝突する。衝突する位置は、

$$\rho(\text{cm}) = \frac{p_t(\text{MeV}/c)}{3B(\text{Tesla})}, \quad \phi = \frac{3B(\text{Tesla})L(\text{cm})}{p_z(\text{MeV})} \quad (4.1)$$

L : IP から Pair Monitor までの距離

B : 検出器のソレノイド磁場



で与えられる。

図 4.1 に陽電子ビーム側の Pair Monitor での衝突の分布を示す。図中の一番外側 (半径 8.5cm) と内側 (半径 2cm) の円は Pair Monitor の縁を表す。陽電子ビーム側では、大きく散乱されるのは陽電子なので、この図の分布の大部分が陽電子によるものであり、あまり散乱されない電子は半径 2cm の円の内側を通るため Pair Monitor にはほとんど衝突しない。また、図から分かるように半径 3~5cm 辺りの分布が非対称になっている。これは、IP で生成された e^\pm ペアがソレノイド磁場によってらせん運動しても、その散乱方向の非対称性 (図 2.2) が失われていないということであり、もしビームが円形 ($\sigma_x = \sigma_y$) であれば、Pair Monitor 上の衝突分布に図のような非対称性は現れない (つまりこの非対称性はビームサイズの情報を持つ)。

もう 1 つ重要なことは、衝突の分布に最大半径 (r_{max}) があるということである。次のセクションで述べるが、実はこの最大半径もビームサイズの情報を持つ。図 4.2 に Pair

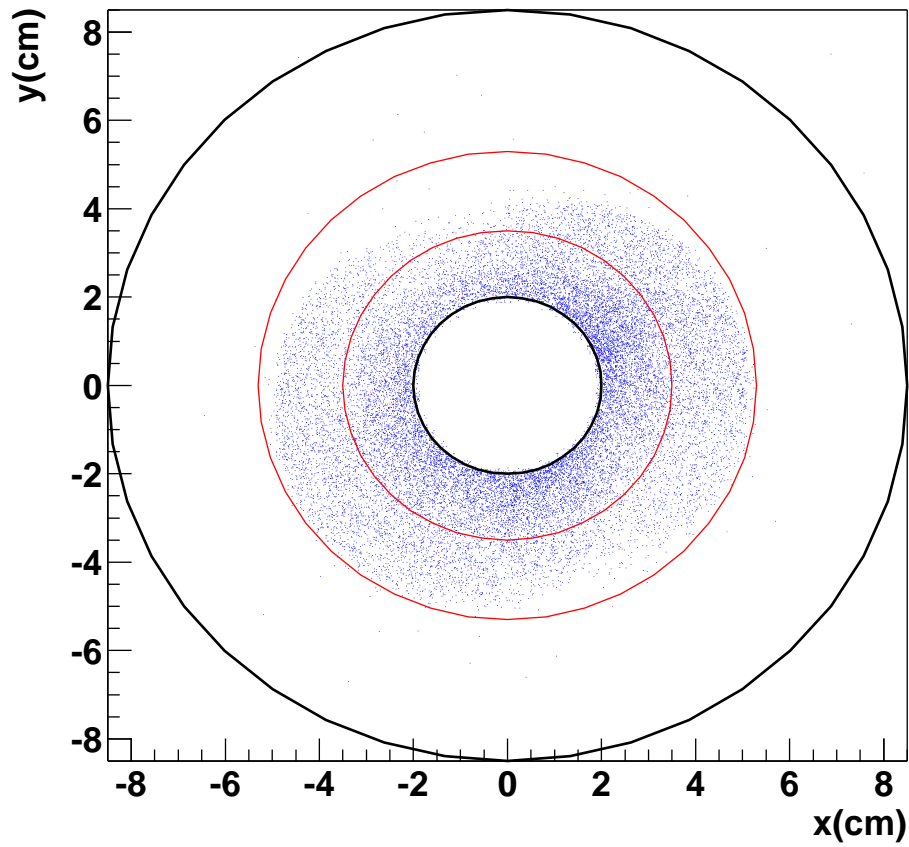


図 4.1: Pair Monitor 上での衝突の分布。半径 2cm と 8.5cm の円は Pair Monitor の縁をしめす。

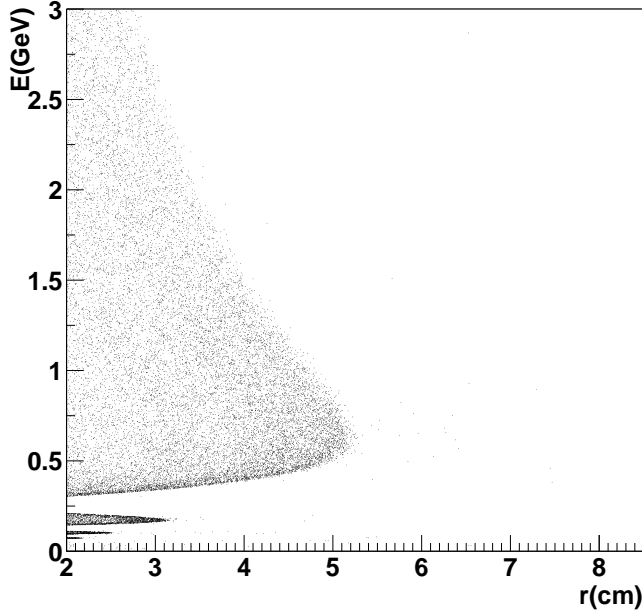


図 4.2: Pair Monitor 上での衝突の分布 (r vs E)

Monitor に衝突した粒子の半径位置 (r) とそのエネルギー (E) の分布を示す。この図より明らかな最大半径があることが分かる。ここで式 4.1 より

$$r = 2\rho \sin \frac{\phi}{2} \quad (4.2)$$

となるので、 $\phi = \pi$ の時 r_{max} となる。よって、粒子の最大横運動量を $p_t^{max} = p \sin \theta_{max}$ 、 $p_z \simeq p$ とすると式 4.1 を用いて

$$r_{max} = 2\rho = \frac{2p_t^{max}}{3B} \simeq \frac{2L \sin \theta_{max}}{\pi} \quad (4.3)$$

となり r_{max} は、 p_t^{max} すなわち θ_{max} で決まることが分かる。 $D_x/\epsilon \geq 1$ の時、 θ_{max} は、ビーム-ビーム相互作用での散乱によって与えられるとすると近似的に [4]

$$\theta_{max} \simeq \left[\frac{\ln\left(\frac{4\sqrt{3}D_x}{\epsilon}\right)}{\sqrt{3}\epsilon D_x} \right]^{1/2} \theta_0 \sqrt{2} \quad (4.4)$$

と書ける。ここで、 $\epsilon \equiv p/E_{beam}$ 、 $D_x \equiv 2Nr_e/\gamma \cdot \sigma_z/(\sigma_x(\sigma_x + \sigma_y))$ 、 $\theta_0 \equiv D_x \sigma_x/\sigma_z$ である。実際、JLC の $E_{beam} = 250\text{GeV}$ のビームパラメータ (表 3.1) で、 $D_x = 0.16$ で $\theta_0 = 0.35\text{mrad}$ となり、 0.6GeV の粒子では $\theta_{max} = 0.048\text{rad}$ と計算される。これを式 4.3 に代入すると $r_{max} = 5.3\text{cm}$ となり、図 4.2 の結果とよく一致している。

4.2 水平方向のビームサイズ (σ_x)

前のセクションで、衝突分布が最大半径 r_{max} を持つことを述べた。ここで、式 4.4 を $\sigma_x \gg \sigma_y$ として近似すると、 θ_{max} つまり r_{max} は σ_y に依らず、 σ_x と N の関数となることが分かる。そこでこのセクションでは、ビームサイズ (σ_x, σ_y)、1 バンチ当たりの粒子数 (N) を変化させた時、最大半径 r_{max} がどのように変化するかを調べる。

まずはじめに、 σ_x 、 N を変化させた場合について見てみる。 σ_x は、 $\sigma_x^0 (= 243nm)$ から $1.5\sigma_x^0$ 、 $2\sigma_x^0$ 、 N は、 $N_0 (= 0.75 \times 10^{10})$ から $3/4N_0$ 、 $1/2N_0$ と変化させてシミュレーションを行い Pair Monitor 上の衝突半径の分布をプロットした。その結果を図 4.3 と図 4.4 に示す。これらの図から分かるように、それぞれのプロットには明らかなエッジがありこれが r_{max} である。また、それに続く小さなテールは、 e^\pm ペア生成時にすでに大角度散乱しているものに依るものである。 r_{max} が σ_x と N に依存していることは、上で述べたことと一致している。次に、 σ_y にも同様のシミュレーションを行い、その結果を図 4.5 に示す。 σ_y は、 $\sigma_y^0 (= 3nm)$ 、 $2\sigma_y^0$ 、 $3\sigma_y^0$ 、 $4\sigma_y^0$ 、 $10\sigma_y^0$ と変化させてプロットした。これから分かるように、 $10\sigma_y^0$ ぐらいまで、 r_{max} は σ_y にあまり依存せず、これも上で述べた近似が成り立つことを示している。

1 バンチ当たりの粒子数 N は、壁電流モニター (WCM : Wall Current Monitor) などを用いることにより精度よく分かる。つまり、Pair Monitor により r_{max} を測定することで σ_x を見積もることが出来る。図 4.6 と表 4.1 に σ_x と N の変化による r_{max} をまとめた。なお、後セクションで述べるビームの衝突位置の変位やビームの回転による r_{max} の変化はなかった。よってこのような場合でも σ_x を見積もることが可能である。

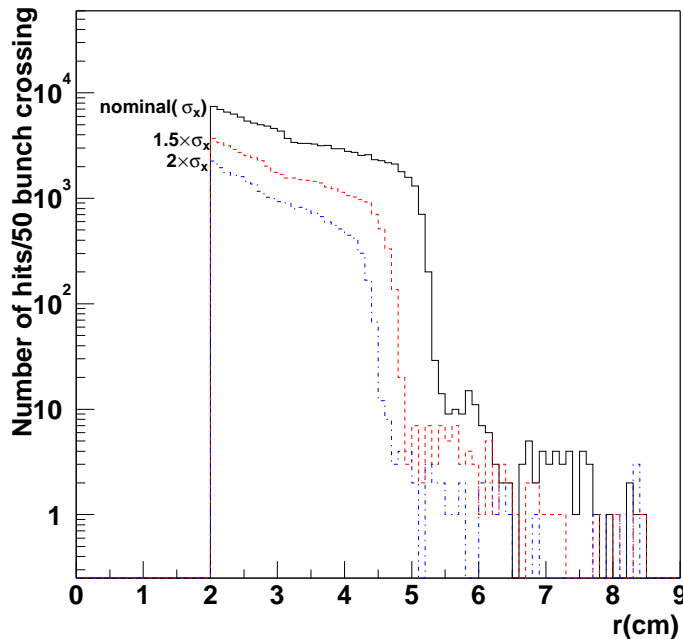


図 4.3: Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (σ_x を変化させた場合)

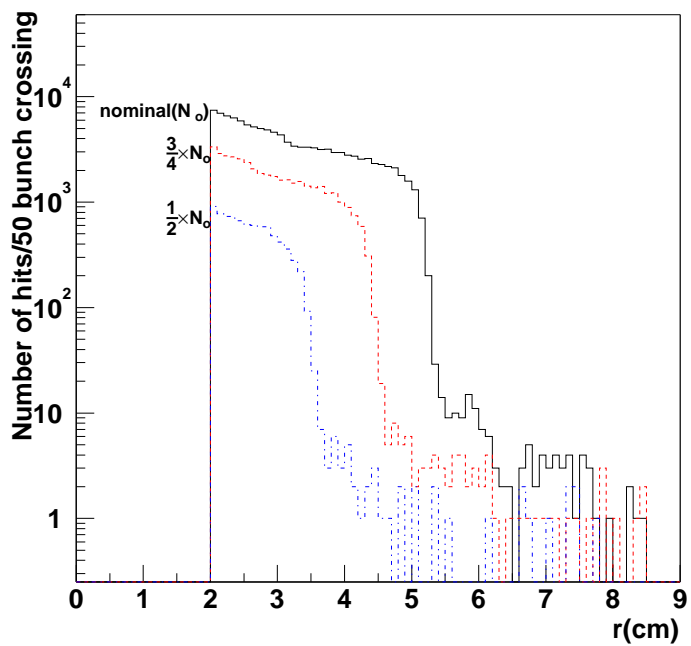


図 4.4: Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (N を変化させた場合)

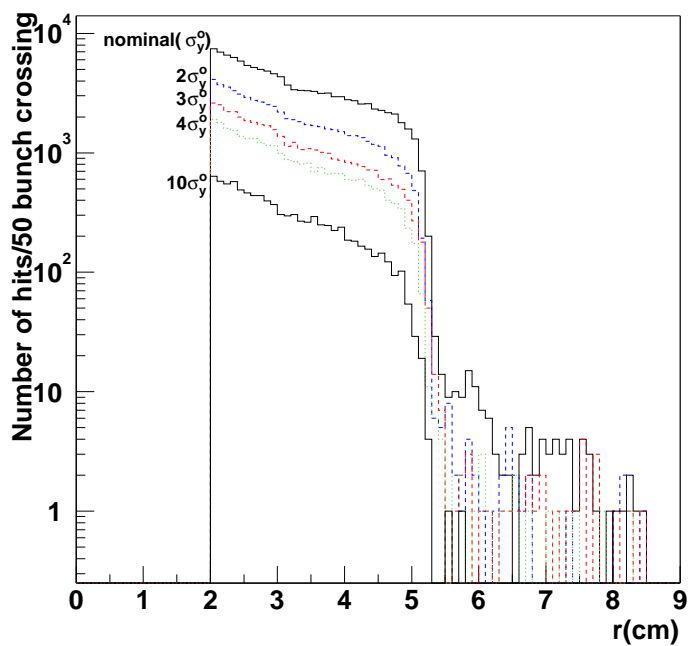


図 4.5: Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (σ_y を変化させた場合)

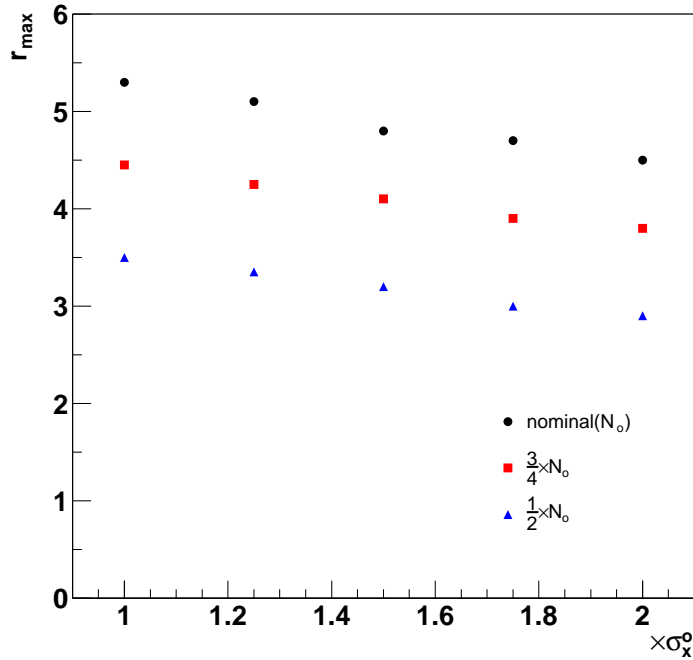


図 4.6: σ_x と N に対する r_{max} の変化

	σ_x^o	$1.25\sigma_x^o$	$1.5\sigma_x^o$	$1.75\sigma_x^o$	$2\sigma_x^o$
N_o	5.3	5.1	4.8	4.7	4.5
$\frac{3}{4}N_o$	4.5	4.3	4.1	3.9	3.8
$\frac{1}{2}N_o$	3.5	3.4	3.2	3.0	2.9

表 4.1: σ_x と N に対する r_{max} : 単位は cm。

実際の実験では最大半径 r_{max} を衝突半径の分布から求めなければならない。その方法の一つとして衝突半径の分布で隣り合うピンの差をプロットすることで求めてみる。図 4.7、4.8 にそれぞれビームサイズが (σ_x^o, σ_y^o) 、 $(\sigma_x^o, 10\sigma_y^o)$ に対してピンの差をプロットしたものを示す。統計量はそれぞれ 50 バンチ、500 バンチ相当のデータを用いた。 r_{max} は、半径の大きい所から探してはじめて現れるピークにガウスフィットをかけることで求めることにする。これから求められるピーク値は実際の r_{max} より小さいのでこの値に 2 シグマ足した値を r_{max} とした。その結果、得られた値は次のようになった。

$$\begin{aligned}
 (\sigma_x^o, \sigma_y^o) \text{ に対して} & \quad r_{max} = 5.28 \pm 0.02 \text{ cm} \\
 (\sigma_x^o, 10\sigma_y^o) \text{ に対して} & \quad r_{max} = 5.24 \pm 0.04 \text{ cm}
 \end{aligned}$$

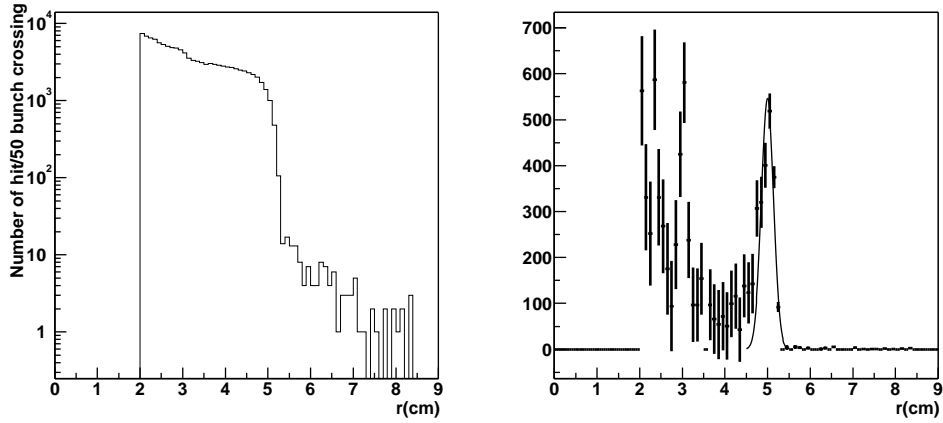


図 4.7: 左は (σ_x^o, σ_y^o) に対する半径位置の分布で、隣り合うビンの差をプロットしたものが左。50 バンチ相当の e^\pm ペアのデータを用いた。

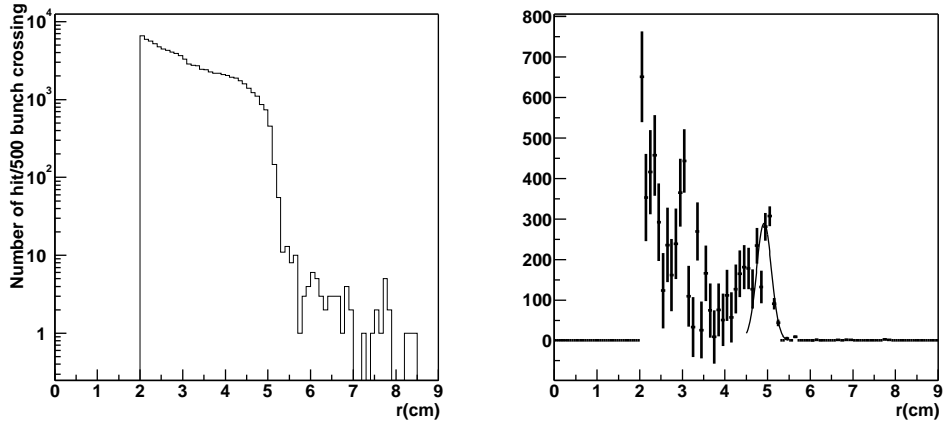


図 4.8: 左は $(\sigma_x^o, 10\sigma_y^o)$ に対する半径位置の分布で、隣り合うビンの差をプロットしたものが左。500 バンチ相当の e^\pm ペアのデータを用いた。

その他のビームサイズにも同様なことを行った結果 r_{max} は、 $0.5mm$ 以下の精度で測定できることが分かった。仮にこの精度で r_{max} を測定できたとすると、図 4.6 からノミナルなビームサイズ σ_x^o は 5% 以下の精度で測定できることになる。