電子陽電子リニアコライダー実験における測定器の開発研究

研究課題番号 06302019

平成８年度科学研究費補助金（基盤研究Ａ）研究成果報告書

平成９年２月

研究代表者 小林富雄
（東京大学素粒子物理国際研究センター）

はしがき

本研究は、平成6、7、8年度の文部省科学研究費補助金の助成を受けて行われた。この報告書は、その3年間にわたる研究の成果をまとめたものである。

TeV エネルギー領域の物理に挑む電子陽電子リニアコライダー(Japan Linear Collider、通称 JLC)は、昭和61年3月に高エネルギー委員会でわが国の最優先将来計画として承認されて以来、高エネルギー物理学研究所(KEK)を中心にした加速器の開発研究と、実験計画の立案が精力的に推進されてきた。その成果として、

- 第一期リニアコライダー建設計画(JLC-I)の目標を重心系エネルギー 300 ~ 500GeV に置く。
- 第一期計画完了後、エネルギーを 1 ~ 1.5TeV に向けて増強する。

などを主眼とする報告書が平成4年にまとめられた(JLC-I: KEK Report 92-12, Dec.1992)。また、名古屋大学、梶川良一教授を代表者とする研究グループは、平成3、4、5年度にわたり文部省科学研究費補助金(総合A)の助成のもとに、リニアコライダーの物理の検討を加速器開発研究やビーム衝突点付近の加速器と測定器のインターフェースの検討と並行して進め、具体的で現実性のある JLC-I 建設計画と物理のシナリオをまとめた。

以上の経緯をふまえ、本研究は、

- 最近の物理の進展を取り入れることにより、更に詳細なリニアコライダーの物理の検討
- JLC で豊富な物理成果を得るために必要となる測定器の性能の検討と、その実現に向けての開発研究

を目指した。特に測定器を構成する主要な粒子検出器については入念な検討と開発研究が行われたが、その結果、この報告書にまとめられている通り、現在我々が持っている検出器技術で十分にリニアコライダー実験において性能を発揮できる測定器の建設が可能であることが示された。今後、加速器のより具体的な設計と歩調を合わせて、測定器の設計を行う段階に入っていくことになると思われる。

世界的に見て、TeV 領域の素粒子物理研究が行える現在進行中の計画は、ヨーロッパの LHC(2005年完成予定)が唯一のものである。しかし、LHC はハドロンコライダーであるため、エネルギーは十分高くできるが、バックグラウンドが多く、LHC 実験のみで TeV 領域の研究をすべてカバーすることは到底不可能である。従って、LHC と相補的な研究が行えるリニアコライダーは、将来の素粒子物理の発展に必要不可欠のものであり、しかも LHC とほぼ同時期の完成が強く望まれる。わが国はこれまで近隣のアジア諸国および米国やヨーロッパ、ロシアと国際協力しながらリニアコライダーの開発研究を進めてきたが、今やわが国が一歩リードする位置にいると言えよう。わが国が主導権を発揮し、リニアコライダーの早期実現ができるよう待ち望まれる。本研究がこの方向に向けての一助になれば幸いである。

平成9年2月
小林 富雄

本研究の組織および経費

研究分担者

小林　富雄	東京大学素粒子物理国際研究センター教授（代表者）
岩田　正義	高エネルギー物理学研究所教授
遠藤　一太	広島大学理学部教授
折戸　周治	東京大学理学部教授
梶川　良一	名古屋大学理学部教授
川端　節弥	高エネルギー物理学研究所教授
木村　嘉孝	高エネルギー物理学研究所教授
笹尾　登	京都大学理学部教授
清水　韶光	高エネルギー物理学研究所教授
鈴木　史郎	名古屋大学理学部助教授
高橋　保	大阪市立大学理学部助教授
高崎　史彦	高エネルギー物理学研究所教授
高田　耕治	高エネルギー物理学研究所教授
竹田　誠之	高エネルギー物理学研究所助教授
武田　廣	神戸大学理学部教授
長島　順清	大阪大学理学部教授
松井　隆幸	高エネルギー物理学研究所教授
村上　明	佐賀大学理工学部教授
湯田　春雄	東北大学理学部教授
渡辺　靖志	東京工業大学理学部教授

研究経費

平成 6 年度	7,000 千円
平成 7 年度	6,500 千円
平成 8 年度	5,800 千円
合計	19,300 千円

研究の目的

電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一的に記述する素粒子の標準模型は、 LEP での精密実験を筆頭とする数多くの実験によって、その正しさが詳細に検証され、未だその破れは見つからない。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近年 TEVATRON で発見されたものの、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。また、この標準模型は本質的に電弱相互作用のエネルギースケールでの実効的な理論であり、究極の素粒子理論ではありえない。標準模型の完全な検証と、それを超える新粒子・新現象の発見・研究は、次世代の加速器実験ぬきにはなしえない。そのため、日本の高エネルギー物理学研究者は、 JLC (Japan Linear Collider) 計画を推進している。

JLC は電子・陽電子衝突実験のための線形衝突型加速器（リニアコライダー）である。現在の実験計画によれば、当初重心系エネルギー 300 ～ 500 GeV （３~５千億電子ボルト）での実験をおこない、実験完了後引き続き TeV （１兆電子ボルト）領域へのエネルギー増強をはかる。本研究では、 TRISTAN、 LEP、 SLC などの電子・陽電子衝突実験での成果と経験を踏まえ、かつ LHC をはじめとする国内外で現在進行中の他計画を考慮したうえで、 JLC の物理シナリオを明らかにする。 JLC では、「ヒッグス粒子の検出と詳細な研究」、「トップクォークの詳細な研究」、「超対称粒子の発見」、「Z 粒子、 W 粒子の大量生成による標準模型の超精密検証」等、きわめて豊かな物理成果が期待されている。期待どうりの成果をあげるには、詳細なモンテカルロ・シミュレーションに基づいた定量的な考察が欠かせない。また、必要となる測定器の性能を検討し、その実現に向けて開発研究を行うことが重要である。

すでに JLC 計画は、我が国で最も優先度の高い将来加速器計画として位置づけられており、我が国の高エネルギー物理学者が総力を上げて取り組むプロジェクトとなっている。

この計画の規模から言って、その多岐にわたる研究テーマを各大学、研究所が分担する必要がある。各研究グループの独創的な研究成果をこのプロジェクトに反映し、さらにそれらを集約することで、真に優れた物理実験および測定器を提案することが何よりも重要である。

研究の推移

この研究は、物理から要求される加速器の性能を明らかにし、また衝突点回りの加速器と測定器のインターフェイスを考慮して、加速器開発研究と並行して進められた。

まず、物理および測定器シミュレーションを強化し、具体的な測定器の検討をおこなった。具体的には、以下のテーマについての研究が進められた。１）JLC 計画全体のシナリオの検討。２）第一期 JLC 計画（重心系エネルギー 300 ~ 500 GeV）での物理の検討。３）標準理論を超える素粒子理論、および、これに関係した宇宙論などの理論的研究。４）物理シミュレーションプログラム、測定器シミュレーションプログラムの開発。５）シミュレーションプログラムを用いた測定器の最適化。６）測定器要素の検討：バーテックス検出器、中央飛跡検出器、電磁およびハドロンカロリーメータ等。

この間、 LEP2 の実験が開始され、 TEVATRON でのデータの蓄積が進んだ。これらの実験データを評価し、 JLC の物理にこれを反映させた。特に、軽いヒッグスが存在する可能性がますます高まったこと、トップクォークに関する情報量が飛躍的に上がったことが反映されている。

一方、電子陽電子衝突の特徴を生かした偏極ビームの物理に着目し、実験技術の視点から上記検討テーマに縦断する形で集中的な検討が進められた。また、電子陽電子コライダーには従来存在しなかった高エネルギーでの光子光子コライダーとしての潜在能力がある。この特徴を生かし光子光子衝突実験についてもその重要性を検討した。

測定器の最適化を進めることと平行して、この研究期間では特に、測定器要素の具体的開発研究が進められた。バーテックス検出器、中央飛跡検出器、電磁およびハドロンカロリーメータの試作を中心とした開発研究が進められ、宇宙線等を用いて様々な基礎データの蓄積がなされた。試作器の加速器ビームを用いたテストも進行しており、測定器の実機建設に向けた開発研究が進められて来ている。

これらの研究成果を踏まえた上でさらに詳細な検討を進め、加速器開発研究の進展も考慮し、計画全体としての JLC の物理シナリオと測定器開発研究の成果をまとめるに至った。

研究発表

（１）学会誌等

1. J. Kamoshita, Y. Okada and M. Tanaka, in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan 1995 edited by A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996); *Phys. Lett.* **B391** (1997) 124.

2. K.Matsukado, I.Endo, T.Ohgaki, Y.Okazaki, T.Takahashi, T.Tauchi, T.Wakao, "Non-Linear Compton Scattering Experiment for Photon-Photon Collider", in Abstracts of Fourth International Workshop on Femtosecond Technology, Tsukuba, Japan, Feb. 13-14, 1997.

3. K. Ishii, I. Nakamura, Y. Fujii, F. Kajino, J. Kanzaki, K. Kawagoe, Y. Kurihara, K. Nagai, M. Nozaki, T. Okubo, Y. Sugimoto, H. Takeda, S. Tanaka, K. Taruma, Y. Yamaoka, C. Yokoyama, to be published in *Nucl. Instr. and Meth.* **A**.

4. P. Chen, T.Ohgaki, A.Spitkovsky, T.Takahashi, and K.Yokoya, "A Simulation of Interaction Region in a Photon Photon Collider", in preparation.

5. T.Ohgaki, T.Takahashi, and I.Watanabe, "Measuring the two-photon decay width of Intermediate-mass Higgs at a photon-photon collider", in preparation.

6. A. Miyamoto (KEK, Tsukuba) and H. Hayashii (Nara W. U.), "A Monte Carlo program to generate mini-jet events in the two-photon process", *Comp. Phys. Comm.* **96** (1996) 87-104.

7. M. Tanabashi, A. Miyamoto (KEK, Tsukuba), Ken-ichi Hikasa (Tohoku U.), "WW Resonance and Chiral Lagrangian", *KEK-TH-462* (1996), Talk given at 3rd Workshop on Physics and Experiments with e^+e^- Linear Colliders (LCWS95), Iwate, Japan, 8-12 Sep 1995, In *Morioka-Appi 1995, Physics and experiments with linear colliders* 493-501.

8. I. Nakamura and K. Kawagoe (Kobe U.), "Measurement of $Br(H^0 \to c\bar{c}+gg)/Br(H^0 \to b\bar{b})$ at $\sqrt{s} = 300$ GeV", *Phys. Rev. D* **D54** (1996) 3634.

9. J. Kamoshita, Y. Okada (KEK, Tsukuba), M. Tanaka (Osaka U.) and I. Watanabe (Ochanomizu U.), "Studying the Higgs Potential via $e^+e^- \to Zhh$", *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan 1995 edited by A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996).

10. T.Tsukamoto, T. Satoh (Saga U.), A. Miyamoto, Y. Sugimoto, and T. Tauchi (KEK, Tsukuba), *Nucl. Instr. and Meth.*, "Properties of a CCD sensor for vertex detector application", **A383** (1996) 256.

11. K. Fujii (KEK, Tsukuba). "Top at future linear e^+e^- colliders, experimental aspects", Talk presented at 4th KEK Topical Conferenc on 'Flavor Physics', KEK, Japan, Oct. 29-31 (1996).

12. M.M. Nojiri, K. Fujii, T. Tsukamoto (KEK, Tsukuba). "Confronting the minimal supersymmetric standard model with the study of scalar leptons at future linear e^+e^- colliders", *Phys. Rev.* **D54** (1996) 6756.

13. K. Fujii (KEK, Tsukuba), "SUSY search and study scenario at linear e^+e^- colliders", Lecture given at the XXVI Cracow School of Theoretical Physics, Zakopane, Poland, June 1-11, 1996.

14. T. Takahashi, K. Yokoya, V. Telnov, M. Xie and K.J. Kim, "Conversion and Interaction Point Simulation of a $\gamma\gamma$ Collider at 0.5 TeV", submitted to Snowmass Workshop 1996.

15. T. Ohgaki and T. Takahashi (Horishoma U.), "Influence of e+e- pair creation in collision of laser and high energy photons for photon-photon colliders", *Nucl. Instr. and Meth.* **A373** (1996) 185-193.

16. I. Watanabe (Ochanomizu U.), "Intermediate-mass Higgs study at $\gamma\gamma$ colliders", in Proceedings of Workshopon Physics and Experiments with Linear Colliders, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8-1, 1995, eds. A.Miyamoto, Y.Fujii, T.Matsui, and S.Iwata, World Scientific (1996) pp.139.

17. T. Takahashi (Hiroshima U.), "Monte Carlo Study of W pair Production in a Photon Photon Collider", in Proceedings of Workshopon Physics and Experiments with Linear Colliders, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8-1, 1995, eds. A.Miyamoto, Y.Fujii, T.Matsui, and S.Iwata, World Scientific (1996) pp.681.

18. I.Watanabe (Ochanomizu U.), "Probing beyond the standard model through two-photon decay width of higgs", in Proceedings of Workshopon Physics and Experiments with Linear Colliders, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8-1, 1995, eds. A.Miyamoto, Y.Fujii, T.Matsui, and S.Iwata, World Scientific (1996) pp. 689.

19. T. Asaka, Y. Shobuda, Y. Sumino (Tohoku U.), N. Maekawa (Kyoto U.) and T. Moroi(LBL), "Probing Dynamical Symmetry Breaking Physics Using Top Quark", in Proceedings of Workshopon Physics and Experiments with Linear Colliders, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8-1, 1995, eds. A.Miyamoto, Y.Fujii, T.Matsui, and S.Iwata, World Scientific (1996) pp. 470.

20. T. Takahashi (Hiroshima U.), "CAIN, A Simulation Program for IR Region of e+e-, e-e-, γγ Colliders", in Proceedings of Physics with High Energy e+e- Colliders, SLAC, Feb. 29-Mar.2, 1996.

21. T. Takahashi (Hiroshima U.), "$\gamma\gamma$ Colliders; an Application of Laser Compton Scattering", in Proceedings of The 2nd US-Japan Workshop on Interactions of High Power Waves with Plasmas and Matters, Osaka, Dec. 16-18, 1996.

22. T. Ohgaki (Hiroshima U.), "A Monte Carlo Study of Laser Compton Scattering", in Proceedings of The 2nd US-Japan Workshop on Interactions of High Power Waves with Plasmas and Matters, Osaka, Dec. 16-18, 1996.

23. K. Matsukado (Hiroshima U.), "Laser-Compton Scattering Experiments in Hiroshima University", in Proceedings of The 2nd US-Japan Workshop on Interactions of High Power Waves with Plasmas and Matters, Osaka, Dec. 16-18, 1996.

24. S. Sudou (TAT U.), N Khalatyan, Y. Kurihara, K. Fujii (KEK, Tsukuba), T. Abe, A. Sugiyama (Nagoya U.), K. Takahashi(TAT U.), and T. Watanabe (Kogakuin U.), "Measurements and calculations of gravitational and electrostatic wire sag for a 4.6 meter long drift chamber", *KEK Preprint 96-23* (1996), submitted to *Nucl. Inst. Meth.*.

25. N. Toomi, J. Fujimoto, S. Kawabata, Y. Kurihara (KEK, Tsukuba) and T. Watanabe (Kogakuin U.), *KEK-CP-051* (1996).

26. F. Kajino (Konan U.), *et.al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A383** (1996) 260.

27. T. Tauchi (KEK, Tsukuba), "Experimentation at linear e^+e^- colliders", in Proceedings of Workshopon Physics and Experiments with Linear Colliders, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8-1, 1995, eds. A.Miyamoto, Y.Fujii, T.Matsui, and S.Iwata, World Scientific (1996) pp. 322.

28. A. Miyamoto (KEK, Tsukuba), K. Hikasa (Tohoku U.), T. Izubuchi (Tokyo U.). "Heavy vector resonance effect on the $e^+e^- \to W^+W^-$ process at JLC-I." *KEK-Preprint 94-203* (1994). 7pp. Talk presented at INS Workshop "Physics of e^+e^-, $e\gamma$ and $\gamma\gamma$ Collisions at Linear Accelerators", INS, Tokyo, Dec 20 - 22, 1994. In *Tokyo 1994, Proceedings, Physics of e+ e-, e- gamma and gamma gamma collisions at linear accelerators* 272-278.

29. A. Miyamoto (KEK, Tsukuba), "A Monte Calro Study of $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ at $\sqrt{s}$ =500 GeV", *KEK-PREPRINT 95-185* (1995). Talk given at 3rd Workshop on Physics and Experiments with e^+e^- Linear Colliders (LCWS95), Iwate, Japan, 8-12 Sep 1995, In *Morioka-Appi 1995, Physics and experiments with linear colliders* 654-663.

30. K. Fujii (KEK, Tsukuba), "SUSY search and study scenario at linear e^+e^- colliders", Plenary talk at the Workshop on Physics and Experiments with Linear colliders, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep 8-12, 1995. In *Morioka-Appi 1995, Physics and experiments with linear colliders* 283-304

31. K. Fujii (KEK, Tsukuba), "Testing supersymmetric theories at linear e+ e- colliders", *KEK-PREPRINT 95-149*, Nov 1995. 4pp. Talk presented at the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brussels, Belgium, Jul 27 - Aug 2, 1995.

32. T. Tsukamoto, K. Fujii (KEK, Tsukuba), H. Murayama (LBL, Berkeley & Tohoku U.), M. Yamaguchi (Tohoku U.), Y. Okada (KEK,Tsukuba), "Precision study of supersymmetry at future linear e^+e^- colliders", *Phys. Rev.* **D51** (1995) 3153.

33. Y. Fujii (KEK, Tsukuba). 1995. "Calorimeter subgroup status report", In *Tsukuba 1993, Proceedings, Japan Linear Collider (JLC)* 55-62. Tsukuba KEK - *KEK-Proc.-94-01* (94/04,rec.Jul.) 55-62.

34. T.Takahashi(Hiroshima U.), "Monte Carlo Study of W pair Production in a Photon-Photon Collider", *HUPD-9526* (1995).

35. P.Chen, G.Horton-Smith, T.Ohgaki, A.W.Weidemann, and K.Yokoya, "CAIN: Conglomerat d'ABEL et d'Interactions Non-lineaires", *Nucl. Instr. and Meth.* **A355** (1995) 107-110.

36. M. Koike, T. Nonaka (Rikkyo U.), T. Kon (Seikei U.), "Polarization effects in chargino production at high-energy gamma gamma colliders", *Phys. Lett.* **B357** (1995) 232-236.

37. T. Takahashi (Hiroshima U.), "R&D for photon photon collider", in Proceedings of INS Workshop on the Physics of e+e-, e- γ, γγ Collisions at Linear Accelerators, Tokyo, Dec. 20-22, 1994, eds. Z.Hioki, T.Ishii, and R.Najima, *INS-J-181* (1995) pp.93.

38. T. Ohgaki (Hiroshima U.), "Luminosity of photon-photon colliders", in Proceedings of INS Workshop on the Physics of e+e-, e- γ, γγ Collisions at Linear Accelerators, Tokyo, Dec. 20-22, 1994, eds. Z.Hioki, T.Ishii, and R.Najima, *INS-J-181(1995)* pp.105.

39. K. Matsukado (Hiroshima U.), "The LASER beams with very long focal depth for photon-photon collider", in Proceedings of INS Workshop on the Physics of e+e-, e- γ, γγ Collisions at Linear Accelerators, Tokyo, Dec. 20-22, 1994, eds. Z.Hioki, T.Ishii, and R.Najima, *INS-J-181* (1995) pp.119.

40. T. Takahashi (Hiroshima U.), "$\gamma\gamma$Collider R&D at Hiroshima", T.Takahashi, Proceedings of the Workshop on Gamma-Gamma Colliders, Sheffield, U.K., 1995.

41. J. Kodaira, H. Tochimura, Y. Yasui and I. Watanabe, "γWW radiative correction in $e\gamma$ process", in Proceedings of INS Workshop on the Physics of e^+e^-, $e^-\gamma$, $\gamma\gamma$Collisions at Linear Accelerators, Tokyo, Dec. 20-22, 1994, eds. Z.Hioki, T.Ishii, and R.Najima, *INS-J-181* (1995) pp.281.

42. T. Takahashi (Hiroshima U.), "A Background Estimation for a Photon Photon Collider", in Proceedings of Sixth International Workshop on Linear Colliders LC95,Tsukuba, Mar. 27-31, 1995, ed. J.Urakawa, *KEK Proceedings 95-5* (1995) pp.1895.

43. T. Ohgaki (Hiroshima U.), "Study of Interaction Region in Photon Photon Colliders", in Proceedings of Sixth International Workshop on Linear Colliders LC95, Tsukuba, Mar. 27-31, 1995, ed. J.Urakawa, *KEK Proceedings 95-5* (1995) pp.1909.

44. K. Matsukado (Hiroshima U.), “The Laser Beam with very long Focal Depth for Photon-Photon Collider”, in Proceedings of Sixth International Workshop on Linear Colliders LC95, Tsukuba, Mar. 27-31, 1995, ed. J.Urakawa, KEK Proceedings 95-5 (1995) pp.1927.

45. N. Khalatyan (KEK, Tsukuba), ”R&D for a 4.6 meters long drift chamber as a possible main tracker at JLC”, *KEK Preprint 95-203* (1995).

46. Y. Fujii, K. Ishii, Y. Kakiguchi, K. Kawagoe, I. Nakamura, M. Nozaki, H. Takeda, T. Takeshita, Y. Yamaoka, C. Yokoyama, ”Tests of photon-detection devices in strong magnetic fields”, *Nucl. Instr. and Meth.* **A366** (1995) 71.

47. T. Tauchi and K. Yokoya, ”Nanometer beam-size measurement during collisions at linear colliders”, *Phys. Rev.* **E51** (1995) 6119.

48. J. Kamoshita, Y. Okada and M. Tanaka (KEK, Tsukuba), *Phys. Lett.* **B328** (1994) 67.

49. K. Fujii (KEK, Tsukuba), “Physics at future linear e^+e^- colliders”, *KEK-PREPRINT 94-38*, Jun 1994. 35pp. Talk presented at 22nd INS International Symposium on Physics with High-Energy Colliders, Mar 8 - 10, Hongo, Tokyo.

50. K. Fujii, T. Matsui (KEK, Tsukuba), Y. Sumino (Tokyo U.), “Physics at $t\bar{t}$ threshold in e^+e^- collisions”, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 4341.

51. Inoue (Kure, Maritime Safety Academy), R. Najima (Yokohama Coll. Commerce), T. Oka (Kure Women’s Jr. Coll.), J. Saito (Suzugamine Women’s Jr. Coll.), “QCD corrections to two photon decay of the Higgs boson and its reverse process”, *Mod. Phys. Lett.* **A9** (1994) 1189-1194.

52. A. Miyamoto (KEK, Tsukuba), “Experimental aspects of gauge boson studies at next linear e^+e^- colliders”, Proceedings of 2nd International Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Vol-I p.141, Waikoloa, Hawaii, 26-30 Apr 1993.

53. K. Kawagoe (Kobe U.) in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders*, Wokoloa, Hawaii, 1993 edited by F. Harris, *et al.* (World Scientific, Singapole, 1993).

54. T. Omori, Y. Kurihara, Y. Sugimoto, Y. Fujii, K. Fujii (KEK, Tsukuba), “Physics on the Z pole”, In *Tsukuba 1993, Proceedings, Japan Linear Collider (JLC)* 102-111. Tsukuba KEK - KEK-Proc.-94-01 (94/04,rec.Jul.) 102-111.

55. T. Tauchi, K. Yokoya and P. Chen, ”Pair creation from beam-beam interaction in linear colliders”, *Part. Accel.* **41**(1993)29.

56. T. Tauchi (KEK, Tsukuba) and H. Hayashii (Nara W.U.), ”Inclusive jet measurements in gamma gamma collisions at TRISTAN and estimation of minijets fro future linear colliders”, in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders*, Wokoloa, Hawaii, 1993 edited by F. Harris, *et al.* (World Scientific, Singapole, 1993).

57. A. Miyamoto (KEK, Tsukuba), “Precesion Electro-Weak Physics at JLC-I”, Proceedings of 10th International Symposium on High Energy Spin Physics, p.653, Nagoya, Japan, Nov 9-14 1992.

58. K. Kawagoe and S. Orito (Tokyo U.), “Light Higgs with JLC-I”, *UT-ICEPP* **92-06**, June 1992.

59. K. Kawagoe and S. Orito (Tokyo U.), *UT-ICEPP PREPRINT 92-06* (June 1992), it ibid Proceedings of the Third Workshop on Japan Linear Collider, KEK, *KEK Proceedings 92-13* (1992).

60. K. Fujii (KEK, Tsukuba), “SUSY at JLC”, Talk presented at ICEPP Symposium on ’From LEP to Planck Scale Physics’, 17-18 Dec 1992, Tokyo, Japan. In *Tokyo 1992, Proceedings, From LEP to the Planck world* 157-188.

61. K. Fujii (KEK, Tsukuba), "Top at threshold in e^+e^- collisions: experiments", *KEK-PREPRINT 92-159*, Dec 1992. 28pp. Submitted to the Workshop on Studies of Top Quarks at Colliding-Beam Facilities, Madison, WI, Nov 6-7, 1992.

62. K. Fujii (KEK, Tsukuba), "Physics at tev e^+e^- linear colliders: experimental aspects", Talk presented at 2nd KEK Topical Conf. on e+ e- Collision Physics, Tsukuba, Japan, Nov 26 - 29, 1991. Published in KEK e+ e- 1991:469-502 (QCD161: K18:1991)

63. Y. Sumino (Tokyo U.), K. Fujii (KEK, Tsukuba), K. Hagiwara (KEK, Tsukuba & Durham U.), H. Murayama (Tohoku U.), C.K. Ng (SLAC), "Top quark pair production near threshold", *Phys. Rev.* **D47** (1992) 56.

64. K. Fujii, J. Fujimoto, J. Kanzaki, Y. Kurihara, A. Miyamoto, T. Tsukamoto (KEK, Tsukuba), "Vector boson pair productions with a hard photon emission", *Prog. Theor. Phys.* **88** (1992) 103.

65. K. Fujii (KEK, Tsukuba), "Top physics at future e^+e^- colliders: experimental aspects", Plenary talk at the Workshop on Physics and Experiments with Linear colliders, Saariselka, Finland, Sep 9 - 14, 1991. Published in Saariselka Workshop 1991:203-234 (QCD161:W579:1991)

66. K. Hagiwara (Durham U. & KEK, Tsukuba), H. Iwasaki (Hiroshima U.), A. Miyamoto (KEK, Tsukuba), H. Murayama (Tokyo U.), D. Zeppenfeld (Wisconsin U., Madison), "Single weak boson production at TeV e^+e^- colliders", *Nucl. Phys.* **B365** (1991) 544.

67. A. Miyamoto, "A Study of anomalous WWZ/WW gamma couplings at JLC", (KEK, Tsukuba), *KEK-PREPRINT-90-188*, Feb 1991, *ibid*, Proceedings of JLC Workshop, p.256, Tsukuba, Japan, Nov 6-8, 1990.

(2) 口頭発表

学会誌等 (Proceedings) にあるので省略。
講演のトランスペアレンシーのコピーの一部は URL `http://www-jlc.kek.jp/` にあり。

(3) 出版物

1. Proceedings of the Fifth Workshop on Japan Linear Collider, *KEK Proceedings 95-11*, December 1995, Kawatabi, Miyagi, February 16-17, 1995.

2. Proceedings of the APPI Winder Institute, *KEK Proceedings 96-3*, June 1996, Appi, Iwate, March 10-13, 1996.

参加者リスト

阿部浩也、浅賀岳彦、菖蒲田義博、隅野行成、日笠健一、長嶺忠、山口昌弘、湯田春雄（東北大学理学部）
樋口正人（東北学院大学理学部）
藤井恵介、藤井芳昭、藤本順平、萩原薫、平山英夫、石原信弘、伊藤宣子、岩田正義、鴨下淳一、
神前純一、川端節弥、カラティアン・ノリック、木村嘉孝、小林誠、栗原良将、松井隆幸、松本成司、
宮本彰也、波戸芳仁、野尻美保子、小浜太郎、生出勝宣、岡田安弘、大森恒彦、作田誠、千代浩司、
清水韶光、杉本康博、高崎史彦、高田耕治、竹田誠之、棚橋誠治、田内利明、塚本敏文、横谷馨、
湯浅富久子、吉田哲也（高エネルギー物理学研究所）
原和彦、北条大介、金信弘、鈴木隆史、滝川紘治（筑波大学物理学系）
浅野侑三、森茂樹（筑波大学物理工学系）
出渕卓（東京大学）
川本辰男、小林富雄、駒宮幸男、真下哲郎、森俊則、折戸周治
（東京大学理学部、東京大学素粒子物理国際研究センター）
石井孝信、奥野英城（東京大学原子核研究所）
渡辺靖志（東京工業大学理学部）
仁藤修、須藤訓、高橋香、山口晃久（東京農工大学工学部）
浜津良輔、広瀬立成、千葉雅美（東京都立大学理学部）
渡辺勇（お茶の水大学）
近匡（成蹊大学工学部）
神保雅人（東京経営短期大学）
金子敏明（明治学院大学一般教育部）
五十嵐正敬（東海大学理学部）
中村正吾、佐々木賢（横浜国立大学教育学部）
名島隆一（横浜商科大学一般教育）
猪木慶治（神奈川大理学部）
加藤潔、中沢宣也、飛松敬二郎、渡部隆史（工学院大学工学部）
細田隆史、松田宣幸、竹下徹、戸枝武明（信州大学理学部）
宗久知男（山梨大学工学部）
初鹿野力、田村詔生（新潟大学理学部）
梶川良一、中西彊、杉山晃、鈴木史郎（名古屋大学理学部）
辺見康夫、蔵重久弥、坂本宏、笹尾登（京都大学理学部）
長島順清（大阪大学理学部）
中野英一、奥沢徹、高橋保、寺本吉輝（大阪市立大学理学部）
加藤幸弘（近畿大学理工学部）
石井恒次、金谷奈央子、川越清以、中村勇、永井康一、樽磨和幸、野崎光昭、
武田廣、田中秀和、横山千秋（神戸大学理学部）
梶野文義、米谷文男（甲南大学理学部）
本間康浩（神戸大学医療短期大学部）
府川峰夫、宮下晃一（鳴門教育大学）
遠藤一太、松門宏治、大垣智巳、高橋徹（広島大学理学部）
小林茂治、村上明、塚本俊夫（佐賀大学理工学部）
村山斉（ＬＢＬ）阿部利徳、岩崎昌子（ＳＬＡＣ）
有坂勝史（ＵＣＬＡ）

目次

1 JLC における物理 **1**

1.1 物理の概観 . . . 1

1.1.1 標準模型の成功 . . . 1

1.1.2 標準模型の問題点 . . . 4

1.1.3 テクニカラーのシナリオ . . . 5

1.1.4 超対称性のシナリオ . . . 5

1.1.5 軽いヒッグス粒子：大砂漠からの使者 . . . 6

1.1.6 プランクスケールへの道 . . . 7

1.2 ヒッグス粒子の物理 . . . 8

1.2.1 概要 . . . 8

1.2.2 拡張された超対称性模型におけるヒッグスセクター . . . 9

1.2.3 MSSM での軽いヒッグス粒子の崩壊分岐比測定による重いヒッグス粒子の質量の決定 . . . 10

1.2.4 軽いヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定（シミュレーション） . . . 12

1.2.5 MSSM におけるヒッグス粒子の多重生成 . . . 14

1.3 超対称粒子の探求 . . . 18

1.3.1 概要 . . . 18

1.3.2 超対称模型に関する基本的な仮定 . . . 18

1.3.3 チャージーノ . . . 18

1.3.4 スレプトンの探求 . . . 27

1.3.5 超重力大統一模型の仮定の検証 . . . 35

1.3.6 第 3 世代スレプトンの研究 . . . 39

1.3.7 超対称理論の予言の検証 . . . 47

1.4 トップクォークの物理 . . . 48

1.4.1 概要 . . . 48

1.4.2 理論的背景 . . . 49

1.4.3 しきい値領域での断面積測定 . . . 52

1.4.4 トップクォークの運動量測定 . . . 62

1.4.5 トップクォークの前後方非対称度の測定 . . . 66

1.4.6 トップ湯川結合の直接測定 . . . 67

1.5 電弱相互作用の精密研究 . . . 74

1.5.1 概要 . . . 74

1.5.2 量子効果に現われる重いヒッグス粒子の効果 . . . 74

1.5.3 ゲージ粒子の自己結合とカイラルラグランジアン . . . 77

1.5.4 $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応によるゲージ粒子の 3 点結合の測定 . . . 80

1.5.5 $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ によるゲージ粒子 4 点結合の測定 . . . 83

1.5.6 重いヒッグス粒子と WW 散乱 . . . 85

1.6 偏極ビームの物理 . . . 90

1.6.1 概要 . . . 90

1.6.2 散乱断面積の偏極依存性 . . . 90

1.6.3 偏極電子・陽電子ビーム固有の物理の具体例 97
1.7 光子光子衝突の物理 99
1.7.1 概要 99
1.7.2 ヒッグス粒子の二光子崩壊巾の測定 102
1.7.3 W 粒子の異常結合の測定 107
1.7.4 ルミノシティ測定 112

2 ＪＬＣの測定器 121
2.1 測定器の概観 121
2.2 バーテックス測定器 122
2.2.1 概要 122
2.2.2 暗電流と放射線耐性 124
2.2.3 今後の課題 127
2.3 中央飛跡検出器 128
2.3.1 概要 128
2.3.2 テストチェンバーの構成 129
2.3.3 ワイヤーサグの計算 130
2.3.4 ワイヤーテンションの測定 131
2.3.5 重力および静電サグとその飛跡再構成への影響 133
2.3.6 宇宙線テスト 138
2.4 カロリーメータ 141
2.4.1 概要 141
2.4.2 要求される性能 141
2.4.3 R&D の経過 147
2.4.4 カロリーメーターの分解能テスト 148
2.4.5 光検出器 164
2.5 衝突点周辺 171
2.5.1 概要 171
2.5.2 シンクロトロン光 171
2.5.3 ミューオン 173
2.5.4 電子陽電子対 175
2.5.5 ミニジェット 179
2.5.6 マスクシステム 180
2.5.7 軌跡検出器でのバックグラウンド 182
2.6 ルミノシティーの測定 183
2.6.1 概要 183
2.6.2 イヴェントジェネレータ 183
2.6.3 ルミノシティ分布の測定 185
2.6.4 ビームパラメータの再構成 187

第 1 章

JLC における物理

1.1 物理の概観

1.1.1 標準模型の成功

高エネルギー物理学の目標は自然の究極の構成要素とその間に働く力の本質の解明にあり、また、その実証科学としての主要な研究手段は加速器実験にある。加速器技術の進歩は、より高いエネルギー領域、すなわちより短距離領域の探求を可能にし、我々をより深い自然の理解へと導いてきた。その中で、「自然が少数の物質粒子から成り、その間に美しい対称性があること、その対称性と物質粒子間に働く力との間には深い関係があること」、また、「これら基本粒子の世界が場の量子論で記述できること」が明らかになってきた。ここに言う少数の物質粒子とは、 2 種類のスピン $1/2$ の粒子、クォークとレプトンであり、また対称性とはゲージ対称性のことである。

論理を逆転させて、ゲージ対称性を出発点にして、それが物質粒子とその間の相互作用のあり方を規定していると考えることもできる。つまり、物質粒子は必ずゲージ対称性の許すいずれかの多重項に属さねばならず、また、同じ多重項に属する物質粒子は、ゲージ変換で互いに移り合い、同一粒子の異なった状態と見なされねばならないと考えるのである。すると、同一多重項に属する粒子間の区別は絶対的な意味を失ってしまう。かくして、我々はゲージ変換を時空の各点で勝手に行なっても物理が変わらないという要請に導かれる。重要なことは、この要請が、必然的にスピン 1 のゲージ粒子の存在を要求し、それによって媒介される普遍的な力（ゲージ力）として、相互作用の形態を一意的に決定してしまうことである。これをゲージ原理と呼ぶ。

ゲージ原理を指導原理とする理論構築においては、まずゲージ対称性（あるいは対応するゲージ群）として何を採用するのかが問題となる。このゲージ群として $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ をとる量子場の理論が標準模型 [1] である。標準模型は、自然界の 4 つの力のうち重力を除く 3 つ、すなわち、電磁気力、弱い力、強い力の統一的記述に成功し、現在までの全ての実験結果を説明する。例えば、弱い相互作用に対するゲージ原理導入の動機となった [2] クォークとレプトンの間の力の普遍性の検証は、 0.1% のレベルに達している [3]。

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9983 \pm 0.0015 \tag{1.1}$$

ここに V_{ij} は 小林 - 益川行列 [5] の要素である。クォークとレプトンの $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 量子数は電子陽電子衝突実験により精密に測定されている [6, 7]。様々な方法によって得られた、 $g_Z(m_Z^2)$（物質粒子と Z 粒子とのゲージ結合定数）とワインバーグ角（$\bar{s}^2(m_Z^2)$）に対する制限は、図 1.1に示したようによく一致しており、標準模型のゲージ群の妥当性を強く支持している。これはまた、物質粒子の属する多重項の基本構造の検証でもある。 TRISTAN および LEP の実験はボトムクォークの弱アイソスピンの測定から $SU(2)_L$ 二重項の相棒としてのトップクォークの存在を疑いなきものにした [11, 12]。最近では、 主として LEP や SLC における電子陽電子衝突反応の精密実験の結果、弱電相互作用の輻射補正を通して未発見粒子の量子効果を見、その質量の予言ができるまでになった [13]。かくして、トップクォークの質量は $m_t \simeq 150$ GeV と予言され、 TEVATRON において、まさに予言どうりの質量域（$m_t \simeq 175$ GeV）にその存在が確認された [14]。このトップクォークの発見は、前回の報告（[15]）以降になされた、物質粒子スペクトラムの最後の空席を埋め、標準模型の物質粒子の多重項を完結する最も重要な進展である。

ゲージ群と物質粒子の属する多重項の構造の検証が進み、また数々の現象論的成功をおさめてきたにもかかわらず、標準模型がいまだ模型と呼ばれているのは、その最も本質的な部分、つまりゲージ対称性を破り質量を作り出す

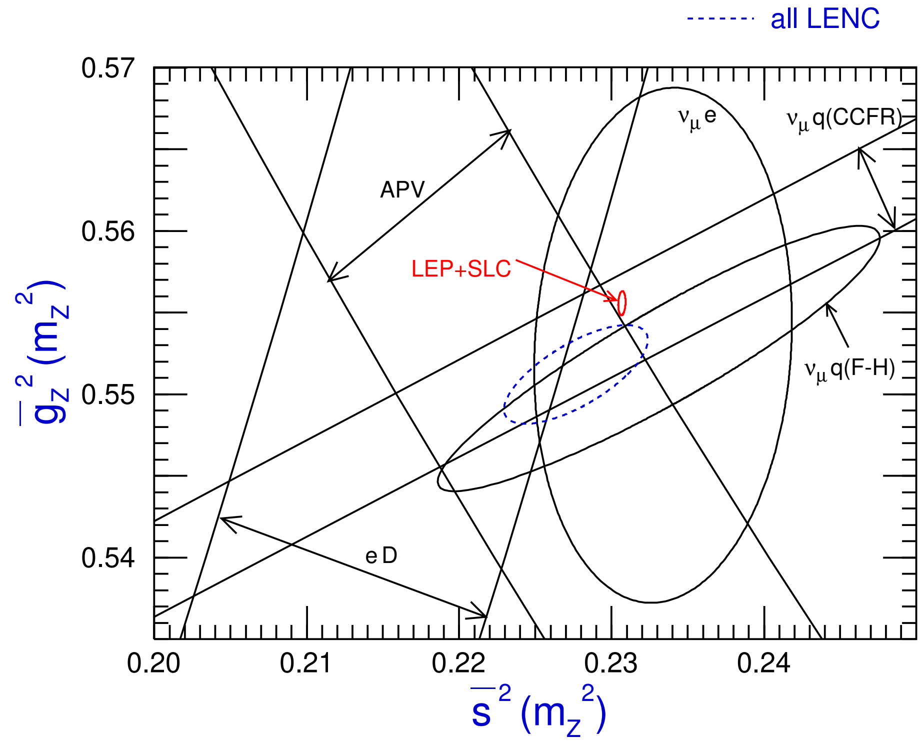


図 1.1: 色々な方法によって得られた、$g_Z(m_Z^2)$（物質粒子と Z 粒子とのゲージ結合定数）とワインバーグ角（$\bar{s}^2(m_Z^2)$）に対する 1-σ の制限 [4]。図中の実線は、ニュートリノ実験 ($\nu_\mu e$, $\nu_\mu q$)、重水素の偏極電子非対称度測定 (eD)、原子のパリティー非保存実験 (APD), 電子陽電子衝突実験 (LEP+SLC) の結果、点線は LEP+SLC 以外のデータへのフィットの結果 (all LENC) を示す。

機構が、未検証のままだからである。標準模型でこの機構を担っているのがスピン 0 の基本粒子、ヒッグスである [9]。このヒッグス粒子間に作用する新しい相互作用により、宇宙がその初期の高温状態から冷却する過程で真空中にヒッグス粒子が凝縮し、自発的にゲージ対称性が破れる。従って、力を媒介するゲージ粒子や、物質を構成する物質粒子の質量は、真空中に凝縮したヒッグス粒子との相互作用により生じ、凝縮密度とその相互作用の強さで決まることになる。ゲージ粒子 W と Z の質量に関しては、その相互作用が普遍的なゲージ力であるため、予言が可能であった。W/Z の予言どうりの発見は、標準模型の輝かしい成功の一つである [10]。しかし、物質粒子クォークとレプトンの質量に関しては、粒子毎に異なる強さを持つ湯川力（ヒッグス粒子と物質粒子の相互作用）を仮定したに過ぎない。その結果、標準模型の 18 個のパラメータのうち半分はこの湯川力の結合定数となってしまった。

いずれにせよ、「ゲージ対称性と矛盾せずに質量を作り出すには、真空中に何者かが凝縮し、それがゲージ対称性を自発的に破っているはずだ」ということ以外何も分かっていないのが現状である。質量生成の鍵となるヒッグス力と湯川力の解明には、まず、標準模型最後の未発見粒子であるヒッグス粒子の発見、そしてそのヒッグス粒子およびトップクォークの性質の詳細な研究が不可欠である。

トップクォークの物理は、湯川力の解明の手段としてのみならず、それ自身極めて大切である。それは、この質量領域のトップクォークが大きな崩壊巾を持ち、それが強い相互作用の赤外カットオフとして働くために、摂動 QCD をもちいた信頼できる理論的予言ができるからである [16]。他のクォークにない、この特筆すべき特徴によって、摂動 QCD の明解な検証が可能となり、また、強い相互作用の結合定数 (α_s) の精密測定の道が開ける。しきい値領域におけるトップ反トップ対生成の微分および全断面積の精密測定により、$\Delta m_t < 500$ MeV、$\Delta\alpha_s < 0.002$ の精度が期待できる。これらの精密測定の結果は、量子補正の効果を通して標準模型を越える物理を探る貴重な手がかりとなるであろう。トップクォークの崩壊巾の測定も、それが未知の小林 - 益川行列の要素 V_{tb} と直接関係するため、重要な課題である。それが 1 以下ならば第四世代の存在を意味し、それが見かけ上 1 を越えれば、何か新しい崩壊過程、例えば、$t \to bH^+$（荷電ヒッグス）あるいは、$t \to bP^+$（擬ゴールドストーンボソン）、が有ることになる。JLC-I

は、トップクォークを生成し、その性質を詳細に調べるための理想的な加速器である。TEVATRON におけるトップクォークの発見は、トップファクトリーとしての JLC-I の緊急性をますます高めたと言える。

トップクォークの発見はまた、電弱相互作用の精密実験データに関する量子補正を通した、ヒッグス粒子の質量に対する実験的制限にも新たな進展をもたらした。量子補正に現れる主要な未知パラメータであったトップクォーク質量がおさえられ、より小さなヒッグス粒子の効果を見る可能性が開けてきたのである。図 1.2 は、LEP や SLC における Z^0 実験をはじめとするさまざまな電弱相互作用の精密実験データと、TEVATRON におけるトップクォーク質量の直接測定からえられた、トップクォークとヒッグス粒子の質量に対する制限を示したものである [4]。実験データは軽いヒッグス粒子の存在を示唆している。実験データからヒッグス粒子の質量に対する意味のある制限が得られるようになったこと。これもまた、前回の報告以降の重要な進展であり、JLC-I の緊急性を訴えるものである。

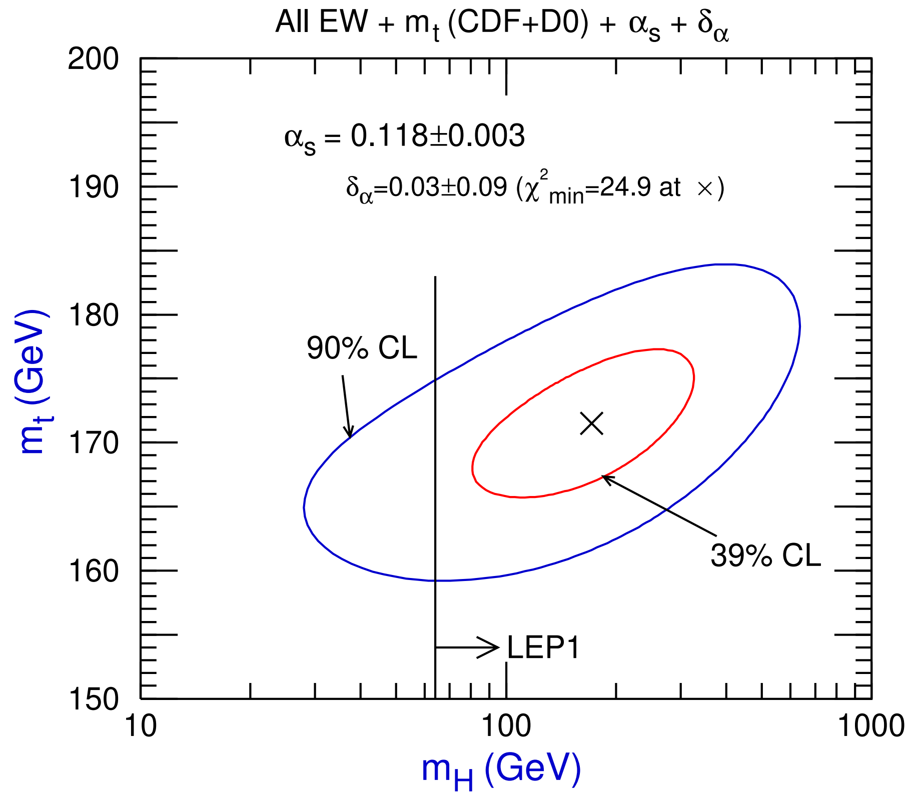


図 1.2: 電弱相互作用に関する精密実験データから得られたトップクォークおよびヒッグス粒子の質量に対する 39% (1-σ) および 90% コンフィデンスレベルでの制限 [4]。

それでは、理論からはヒッグス粒子の質量に関して何を言えるのであろうか? 標準模型の枠組の中で言えるのは、次のことのみである。まず、ヒッグス粒子の質量が、その四点相互作用と関係していることを思いだそう。この四点相互作用は、図 1.3に示したようにエネルギーとともに強くなる。 もし、ヒッグス粒子の質量が比較的重ければ、この相互作用の強さは、TeV スケール を越えたところで発散してしまう。この特異な振舞いは、そこで標準模型が破綻することを意味している。一方、ヒッグス粒子の質量が 180 GeV 以下であるなら、四点相互作用は、プランクスケールに至るまで摂動論的である。この場合には、標準模型が超高エネルギーに至るまで成り立つことになる。電弱相互作用に関する精密実験データがまさにこの質量領域にヒッグスの存在を示唆していることは注目に値する。このようなヒッグス粒子は、JLC-I の守備範囲にある。ヒッグス粒子の質量が 150 GeV 以下であれば、物質粒子の質量生成機構(湯川力)の検証も可能となろう。トップ反トップ対のしきい値領域では、摂動 QCD による信頼できる理論的予言によって、それ以外の小さな効果であるトップクォークの湯川結合の測定が可能となる。また、ヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定から、湯川力が質量に比例するか否かの検証もできる。このような測定は、電子陽電子衝突実験のきれいな環境においてのみなしうる。こうして、JLC-I は標準模型の徹底的な検証と確立を可能とするのであ

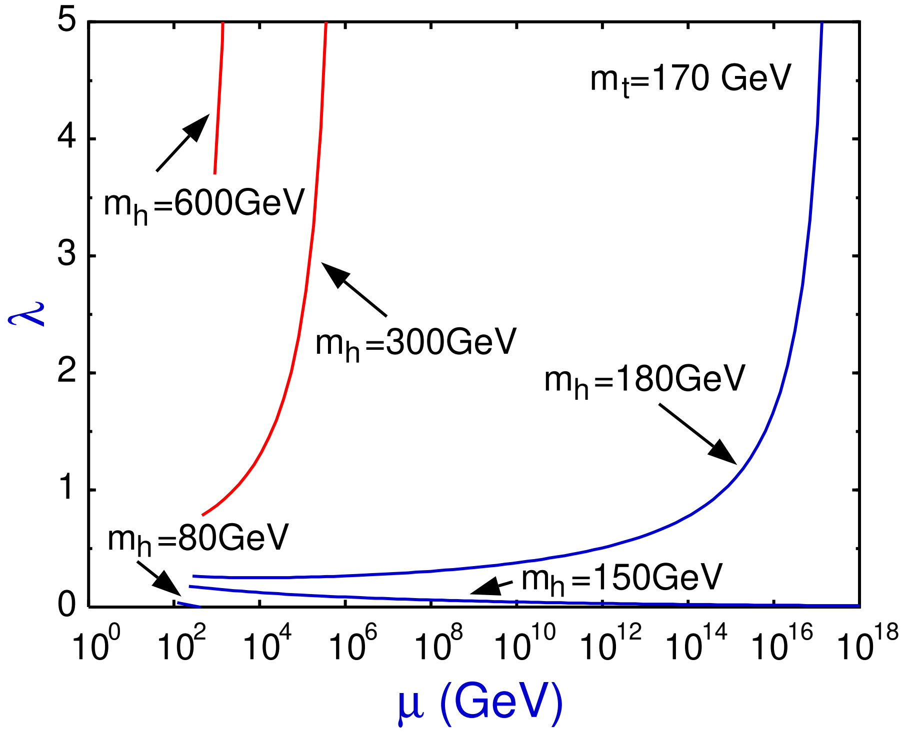


図 1.3: 標準模型での、くりこみ群によるヒッグス粒子の自己相互作用の結合定数 ($\lambda_{\rm Higgs}$) のエネルギースケール依存性。図中の数字はヒッグス粒子の質量である。トップクォークの質量は 170 GeV を仮定した。

る。

1.1.2 標準模型の問題点

JLC-I におけるトップクォークの詳細な研究によって、$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ構造が完全に確立されたならば、標準模型に内在する多くの未解決の疑問を真剣に検討できるようになる。何故、電子と陽子の電荷は正確にバランスしているのか？何故、３つのゲージ力の強さはそんなに違っているのか？何故、世代数は３なのか？何故、一見無関係に思えるクォークとレプトンの量子異常項は相殺するのか？物質粒子の質量はどこから来るのか？何故、 CP 不変性は破れているのか？などなど、他にも多くの疑問がある。これらの疑問のうち、最も大切なのは、「何故、電弱対称性 ($SU(2)_L \times U(1)_Y$) が破れているのか？そして、何故それが $< H >= 246$ GeV においてなのか？」という問題であろう。標準模型はこれらの疑問に何も答えない。そしてまさにその事の故に、我々は、これらの疑問に答える標準模型を越えたより基本的な物理の存在を確信するのである。その高エネルギーにおけるより基本的な理論は、低エネルギー有効理論として標準模型を包含し、そのパラメータを導き、基本粒子の量子数を説明するであろう。特に、弱い相互作用のエネルギースケール $< H >= 246$ GeV を理論の帰結として与えるであろう。この新しいより基本的な物理のスケールは、標準模型の適用限界を示すカットオフと見なせる。このカットオフスケールの上では、標準模型は破綻し新しい物理が出現する。

すでに述べたように、標準模型においては、構造を持たない基本粒子としてのヒッグス場が $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性を破る。このヒッグス場の質量項のオーダーは、弱い相互作用のエネルギースケールである。一方、その自然なエネルギースケールは、理論のカットオフスケールである。ヒッグス場に対する量子補正が２次発散を持ち、従って、それがカットオフスケールの自乗に比例するからである。もし、そのカットオフスケールがプランクスケール近くにあるならば、ヒッグス場の質量項を弱い相互作用のエネルギースケールに保つため、裸の質量項を、何十桁にわたって微調整しなくてはならない。この問題、すなわち自然さの問題は、標準模型を越えるより基本的な理論を構築しようとする際の、最も大きな障害の一つである。その解決策として現在知られているのは、次の二つのみである。第一の道は、カットオフスケールを弱い相互作用のスケールのすぐ上に置き、ヒッグス粒子を複合粒子と見なすことであ

る。この場合には、そもそも構造を持たない基本粒子としてのヒッグス場が存在していないので、自然さの問題もない。次節で述べるテクニカラーのシナリオは、この範疇に属する。もう一つの道は、2 次発散を除去する新しい対称性、すなわち、超対称性を導入することである。

1.1.3 テクニカラーのシナリオ

テクニカラーのシナリオでは、ヒッグス場はテクニフェルミオンセクターにおけるカイラル対称性の力学的破れに付随する南部 - ゴールドストーンボソンで置き換えられる [18]。このシナリオは、精密実験を通して検証できる。標準模型と同様に、テクニカラー模型もゲージ不変であるが、TeV スケールでの新しい強い相互作用によって誘起された高次元の演算子によってゲージ粒子間の自己相互作用に標準模型からのずれ (異常結合) が生じる。JLC-I では、$e^+e^- \to W^+W^-$, $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$, $\nu_e\overline{\nu}_e Z$ 等の反応を通して、これらの異常結合を 1% 以下の精度で測定できる [75]。JLC-I のオプションとしての Z- ファクトリーにおける超精密実験も、$SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性の破れの機構の解明にとても有用である [19]。テクニカラー模型の中心的アイデアである力学的対称性の破れの考えは、ゲージ粒子の質量生成には大変うまく働く。しかしながら、物質粒子の質量生成は容易でない。フレーバーを変える中性カレントに対する実験的制約と矛盾しない模型の構築が困難なのである。この問題の解決策として提案された「歩くテクニカラー」[20] は、中性カレントの制約をかわしつつ、物質粒子に比較的大きな質量を与えることができる。この模型は、$O(100)$ GeV 以下に擬南部 - ゴールドストーンボソン (テクニパイオン) の存在を予言する。これらのテクニパイオンは、2 つ以上のヒッグス二重項がある場合にでてくる荷電ヒッグス粒子と似た性質を持っており、JLC-I での発見は容易である。とは言うものの、大きな質量を持つトップクォークの存在をこの模型に組み込むことは容易でなく、この線に沿った、現象論的に問題のない模型はまだ出来ていない。このような状況下では、シナリオを実験的に検証することは困難である。一方、自然さの問題を解くもう一つのシナリオである超対称性の場合には、JLC-I で実験的に検証できるいくつかのはっきりした予言がある。

1.1.4 超対称性のシナリオ

超対称性 (SUSY) は、ボソンとフェルミオンの間の対称性である [22]。それはまたヒッグス場のようなスカラー粒子の場の質量項に内在する二次発散を除去する、現在知られている唯一の対称性でもある。自然さの問題の根源がこの二次発散にあったことを思い起こせば、それのない超対称模型では、理論のカットオフスケールをプランクスケールまで押し上げられることが分かる [23]。このことは、次のような大変魅力的なシナリオを可能とする。つまり、弱い相互作用のエネルギースケールにおける全てのパラメータが、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理によって直接決定されているというシナリオである。そこでは、超対称性が、プランクスケール近くの超重力の枠組に自然に組み込まれる。逆に言えば、弱い相互作用のエネルギースケールでの実験によって、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理を調べることが可能になるのである [24]。TeV 領域にかかった雲を払い退ければ、プランクスケールにまで至る新しい物理の眺望が開けるのである。この驚くべき可能性は、まさに超対称性が、弱い相互作用のスケールとプランクスケールの間の大きな隔たりを許すことによっている。

弱い相互作用のエネルギースケールにおける全てのパラメータが、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理によって直接決定されているという考えは、大統一模型 (GUT) の概念へと自然につながっていく。大統一模型では、標準模型のゲージ群を一つの半単純群に埋め込むことにより、強、電、弱、三つのゲージ力を唯一のゲージ力に統一する。つまり、これら三つのゲージ力の結合定数は、超高エネルギーにおけるただ一つのゲージ力の結合定数から導かれることになる [25]。この際、低エネルギーにおける三つのゲージ力の強さの違いは、対応する部分群の大きさの違い ($3 > 2 > 1$) として自然に理解できる。従って、大統一模型は、$SU(2)_L$ と $U(1)_Y$ ゲージ力の結合定数の比を決めるワインバーグ角を予言する。歴史的には、まず、最も単純な大統一模型 ($SU(5)$ GUT) のくりこみ群を用いた解析から、このワインバーグ角が $\sin^2\theta_W \simeq 0.2$ と予言された [26]。これは、測定値と概ね一致する。さらに、物質粒子であるクォークとレプトンも $SU(5)$ ゲージ群の多重項に組み込まれ、それらの量子数の間に関係が生ずる。この事によって、標準模型においては、偶然に過ぎなかった電荷の量子化、量子異常項の相殺が説明できる。大統一模型では、タウレプトンとボトムクォークは GUT スケールにおいて等しい質量を持つ。これから、くりこみ群で GeV スケールに降りてくると、正しい m_b/m_τ 比を与える点も示唆的である [27]。

しかしながら、一口に大統一模型と言っても、ゲージ群の取り方、 超対称か否か、等により色々可能性がありうる。従って、ワインバーグ角の予言値と実験値の比較から、これらの模型の選別をしなくてはならない。図 1.4はワインバーグ角 ($\sin^2\theta_W$) の実験値の歴史的推移である。ワインバーグ角の測定精度は LEP 実験によって飛躍的に向上

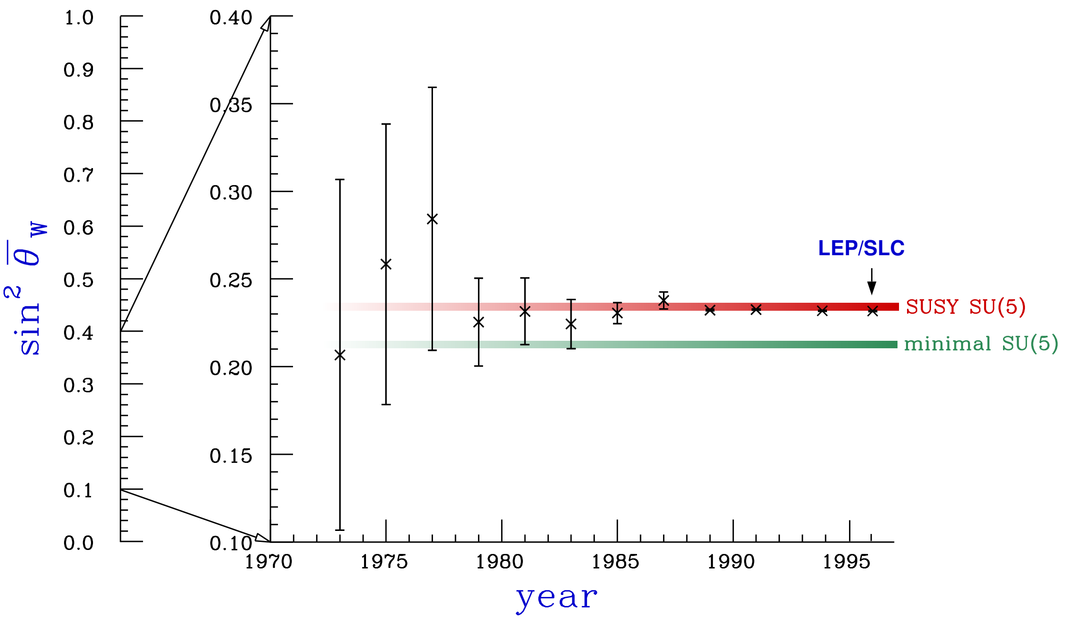


図 1.4: ワインバーグ角測定の歴史。図中には最小 $SU(5)$ 大統一模型、および、最小超対称 $SU(5)$ 大統一模型の予言値も示した。

し [13]、その測定値は最も単純な超対称大統一模型の予言値と驚くべき一致を示した [28]。図 1.5は、この超対称大統一模型における力の統一の様子を示している。もともと自然さの問題の解決策として導入された超対称性が、このような見事な力の大統一に導く事は注目に値する。 PEP、 PETRA、 TRISTAN がトップクォークに対し、驚くほど高い質量下限値を与える前から、超対称模型における対称性の輻射補正による破れのシナリオが、重いトップクォークを示唆していた点も見逃せない。このシナリオでは、トップクォークの湯川結合が誘起する量子効果で、ヒッグス質量の自乗が低エネルギーで負の値になる事によって電弱対称性が破れると考える [29]。そのためには、その湯川結合が十分大きい事、つまりトップクォークの質量が十分重い事が必要である。実際、このシナリオが要求するトップクォークの質量は $100 \sim 200$ GeV である。これは、まさに発見されたトップクォークの質量と合致している。

1.1.5 軽いヒッグス粒子：大砂漠からの使者

超対称性からの検証可能な第一の帰結は、軽いヒッグス粒子の存在である。早くから、最低次の計算では、超対称模型における最も軽いヒッグス粒子の質量は m_Z より小さい事が知られていた [30]。そのため、このヒッグス粒子は LEP-II 実験の主要な標的とされてきた。しかしながら、最近のより詳しい理論的解析から、このヒッグス粒子の質量上限値が、トップクォークの湯川結合による量子補正によって、かなり高くなる事が明らかになった [31]。 LEP-II 実験では可能なヒッグス粒子の質量領域の全てを覆い尽くすことが出来なくなったのである。最も簡単な超対称模型では、この質量上限値は 170 GeV であり、一重項を加えたり、二重項の数を増やすなりして、ヒッグス場の多重項の構造を変えても、 200 GeV を越えない [32]。 JLC-I は、このような超対称性の予言する軽いヒッグス粒子の探索に理想的で、それが存在するならば確実に発見できる。逆に、もし見つからなかったとしたら、超対称模型を完全に排除することが出来る。一方、ハドロンコライダーではこのような軽いヒッグス粒子の探索は一般に難しく、その発見が不可能でないとしても多くの時間を要するであろう。

ひとたび軽いヒッグス粒子が発見されたなら、その性質の詳細な研究、つまり、質量、崩壊巾、分岐比、生成断面積等の精密測定が可能となる。これらの精密測定は、電子陽電子衝突実験でのみ可能であり、発見されたヒッグス粒子が標準模型のものなのか、あるいは、超対称模型等の拡張されたヒッグス多重項に属するものなのかを区別できよう。それどころか、後者の場合には、他のヒッグス粒子の発見すらあり得る。この場合には、これら複数個のヒッグス粒子の性質を詳細に調べることによって、例えば、ヒッグス場の多重項の構造が一般の二つの二重項のそれなのか、より制限された超対称模型のそれなのかを判定できるであろう。

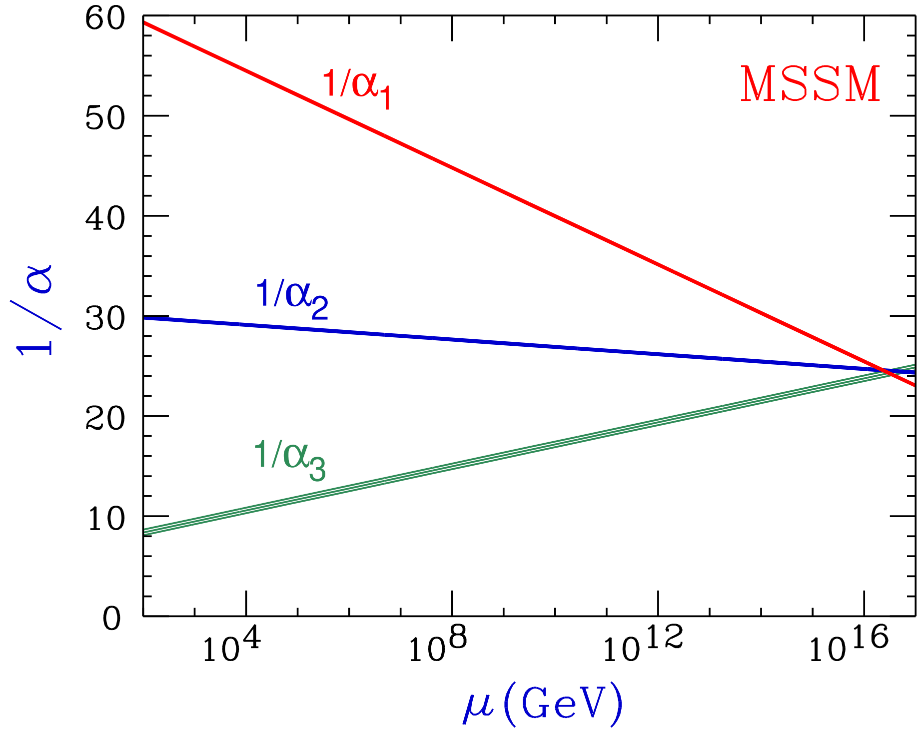


図 1.5: 最小超対称 $SU(5)$ 大統一模型の場合の、三つのゲージ結合定数のエネルギーによる変化。超対称性の破れのスケールは m_Z と仮定した。

軽いヒッグス粒子の存在は、超対称模型に限らず、一般に弱い相互作用のエネルギースケールと、それより遥かに高いエネルギースケール、例えばプランクスケール、 GUT スケール、あるいは中間スケール ($\gtrsim 10^{10}$ GeV)[33]、との間に大砂漠がある場合には、必然的である。これは、ヒッグス場の自己結合が、その新しい物理のエネルギースケールまで摂動論的でなくてはならず、従って、対応するヒッグス粒子の質量が 200 GeV 以下でなくてはならないからである。

こうして、重心系エネルギー 300 GeV の電子陽電子衝突型加速器は、大砂漠の有無に対し明確な判定を下せるのである。もし JLC-I で軽いヒッグス粒子が発見されたなら、それは大砂漠の存在を示唆する有力な証拠となる。もし見つからなければ、弱い相互作用のエネルギースケールの近くに新しい物理のスケールがなくてはならない事、そして、大砂漠を仮定するいわゆる大統一模型の全てが捨て去られねばならない事が結論される。この意味で、 JLC-I における軽いヒッグス粒子探索は、高エネルギー物理の今後の方向を決定する分岐点となるのである。

1.1.6 プランクスケールへの道

軽いヒッグス粒子が予言どうり存在したならば、次の課題は超対称粒子を探索することである。超対称性が自然さの問題の答である限り、超対称粒子の質量は $O(1)$ TeV より軽くなくてはならない。これらの超対称粒子のうち、スレプトン、チャージーノ、ニュートラリーノ等のカラーを持たない粒子は、他のカラーを持つ超対称粒子より軽いと期待されている。重心系エネルギー $300-500$ GeV の実験でこれらカラーを持たない超対称粒子のいくつかが見つかる可能性はかなり高い。一方、カラーを持った超対称粒子、スクォーク、グルイーノ、は一般に重く、その生成にはより高いエネルギーが必要となる。ハドロンコライダーでは、カラーを持たない超対称粒子の探索は難しいが、これらのカラーを持った超対称粒子の探索は比較的容易であり、そこでの主要な物理の標的となっている。このことを考え合わせれば、 JLC-I における超対称粒子発見の可能性は、ハドロンコライダーにおけるそれに匹敵すると言える。

超対称性はカットオフスケールをプランクスケールにまで押し上げることを可能とする。従って、その低エネルギーにおける振舞いを詳細に調べることにより、逆に、プランクスケールの物理を探る可能性が開ける。超対称性は明らかに破れた対称性であるが、その破れの起源は超重力相互作用によると信じられている。言い換えれば、超対称

粒子の質量スペクトラムは、プランクスケールでの力学の反映である。弱い相互作用のエネルギースケールにおける超対称性の破れのパラメータ決定は、プランクスケールの物理を探るうえでの最も重要な課題である。これらのパラメータが測定され、超対称性の破れの構造が理解されれば、超弦理論のような重力をも含めた自然の真に統一的記述に向かう、初めての現実的な第一歩を踏み出すことが出来る。例えば、スレプトン、あるいはチャージーノの発見のみからでも、プランクスケールにおける超対称性の破れのパラメータの多くを決定できる。これらのパラメータは、最小超重力模型の枠組の中でスクォークやグルイーノの質量に翻訳できる。これらの測定において、JLC-I の持つ偏極電子ビームが本質的な役割を果たす事は強調されるべきである。偏極電子ビームは、スレプトンの左右のカイラリティーを選択し、チャージーノの成分に分解する事を可能とする。また、W^+W^- 対生成等のバックグラウンドを除く強力な武器となる。これらによって、後に見るように、発見された超対称粒子の性質の詳細な研究が可能になるのである。JLC-I が提供するきれいな環境下での、高ルミノシティー、高偏極度の実験は、自然のより深い理解に向けた全く新しい可能性を開くであろう。

1.2 ヒッグス粒子の物理

1.2.1 概要

既に述べたように素粒子の標準模型は二つの基本原理、すなわちゲージ原理とヒッグス機構に基づいている。強い相互作用と電弱相互作用が $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性に基づくゲージ力として精密に記述できることは、最近の実験によってますます確かなものとなってきた。その反面、電弱対称性の破れの機構については未だにほとんど分っていない。この電弱対称性の対称性の破れの裏に潜む力学を解き明かすことこそが現在の素粒子物理における最重要課題であり、将来計画として電子陽電子リニアコライダー実験 [37] を推進する最大の動機でもある。

ヒッグスセクターの探求が重要なのは、ヒッグス粒子が標準模型の予言する粒子の中で唯一未発見であるからというだけではなく、ヒッグス粒子が標準模型を超える物理への鍵でもあるからである。最小標準模型では、ヒッグスセクターは一つのヒッグス二重項で構成されており、ヒッグス粒子の質量が唯一の自由パラメータとなる。重いヒッグス粒子はヒッグス粒子の自己結合定数が大きいことに対応し、軽いヒッグス粒子はヒッグスセクターの力学が摂動論でうまく記述できることを示唆する。対称性の破れの力学を支配するヒッグス粒子の質量と相互作用の強さとは、標準模型から拡張されたヒッグスセクターでも、ほとんどの場合標準模型と同様な関係を持っている。例えば、大統一理論が予言するように 3 つのゲージ結合定数が摂動論的に統一されることを要求すれば、ヒッグス粒子は 200 GeV より重くなることはできない。一方、テクニカラー理論は、ヒッグス粒子が非常に重いスカラー粒子であるか、もしくはまったくヒッグス粒子に対応する粒子が存在しないかの、どちらかであることを予言するのである。

この章では、ヒッグスセクターの物理について議論する。ただし、少なくとも一つのヒッグス粒子が質量 200 GeV 以下に存在する場合、すなわちヒッグス粒子の背後にある力学が摂動論的に扱える場合だけを扱う。そうでない場合は強結合のヒッグスセクターの物理となるが、それは別の節で議論されるであろう。

多くの実験による精力的な探索にもかかわらず、ヒッグス粒子は未だ発見されていない。標準模型のヒッグス粒子の場合、電子陽電子衝突型加速器である LEP-I 実験での直接探索により信頼度 95% で その質量が 65 GeV 以上という結果が得られている。現在はエネルギーを約 2 倍に増強した LEP-II 実験が進行中であり、最終的に質量約 95 GeV までの標準模型ヒッグス粒子が探索可能と考えられている [38]。一方、LEP-I におけるフェルミオン対生成の精密測定とその過程に対するトップクォークとヒッグス粒子による輻射補正の寄与の計算から、それぞれの質量に対して間接的に制限を与えることができる。さらに、TEVATRON 実験によるトップクォーク質量の直接測定と合わせて、図 1.2に示す質量領域にヒッグス粒子がある可能性が高いことがわかっている。

電子陽電子リニアコライダー実験における軽いヒッグス粒子の探索については、文献 [37, 39, 40, 41] に詳しい。これらのシミュレーションに基づいた考察により、もし軽いヒッグス粒子が存在するならば確実に発見できることがわかっている。すなわち、標準模型のヒッグス粒子の場合、質量が 200 GeV 以下であれば、$\sqrt{s} = 300$ GeV、数～数十 fb^{-1} の積分ルミノシティで（必要な積分ルミノシティは質量に依存する）、確実に発見できる。この探索に利用するヒッグス粒子の生成過程は $e^+e^- \to hZ$ であり、$hZ \to (b\bar{b})(\ell^+\ell^-)$、$(b\bar{b})(\nu\bar{\nu})$、$(b\bar{b})(q\bar{q})$ の各崩壊モードをを使った 3 種類の独立な解析が可能である。一方、超対称模型ではヒッグス二重項が二つ以上必要なので、ヒッグス粒子が複数個存在しなくてはならない。最小超対称標準模型（MSSM）では、ヒッグス二重項を二つ仮定し、その結果五つのヒッグス粒子が存在することになる。即ち二つの CP- 偶のスカラー、h と H （$m_h < m_H$ とする）、CP- 奇のスカラー (A)、および一対の荷電ヒッグス（$H^\pm$) である。このうち、h か H のうち少なくとも一つのヒッグス粒

子は軽い標準模型ヒッグス粒子の場合と同様の方法で必ず発見できる。また、生成に十分なビームエネルギーさえあれば、 $e^+e^- \to HA$ や $e^+e^- \to H^+H^-$ のヒッグス生成過程を通じて H、 A、 $H^\pm$ を発見し、その質量を決定することが可能である。

軽いヒッグス粒子がもし LEP-II で発見可能な質量領域にあり、実際に発見されたとしても、そこでの生成事象数は少なく、その性質の詳細な研究は難しい。また、ハドロンコライダーではヒッグス粒子の特定の崩壊モードしか利用できない。一方、電子陽電子リニアコライダーはビームエネルギーをヒッグスの生成量が最大になるよう最適化し、ヒッグス粒子工場として運転することで年間 $O(10^4)$ 事象ものヒッグス粒子生成ができる。また、測定不能な粒子（例えば超対称性模型の LSP 等）へ崩壊する場合も含め、ヒッグス粒子のすべての崩壊モードの研究が可能である。よって、軽いヒッグス粒子が電子陽電子リニアコライダーで発見されたときはもちろん、 LEP-II やハドロンコライダーで発見された場合でも、その性質の詳細な研究の舞台は電子陽電子リニアコライダーとなる。

発見されたヒッグス粒子の性質の精密測定を行い、標準模型の予言と標準理論を超える理論の予言と比較し、そのヒッグス粒子の正体を決定することが最重要課題である。標準理論を超える理論としては、超対称性理論、特に予言のはっきりしている最小超対称性標準模型が重要である。その鍵となる測定量としては

- ヒッグス粒子生成過程 $e^+e^- \to HZ$ の全生成断面積 σ_{tot}
- σ_{tot} と ヒッグス粒子の $b\bar{b}$ への崩壊分岐比 $Br(h \to b\bar{b})$ の積
- ヒッグス粒子の全崩壊幅
- ヒッグス粒子の 2 光子への崩壊分岐比 $Br(h \to \gamma\gamma)$
- ヒッグス粒子の $c\bar{c}$ への崩壊分岐比 $Br(h \to c\bar{c})$

などが提案され、それらについての考察や具体的なシミュレーションが行われてきている [37, 41, 42, 43]。いずれも決して容易な測定ではないが、文献 [37] で提案したような究極の加速器と測定器によって有意な結果が期待される。このような測定は、ヒッグスの性質が標準模型通りのものなのか、超対称性理論などの新しい物理を必要とするものなのかに関して、重要な指針を与えるであろう。そして、リニアコライダー の次のエネルギーを設定することになるであろう。

以下のセクションでは、ヒッグスセクターの物理に関して我々が行なってきた文献 [37] 以降の理論的研究とシミュレーションの成果について報告する。

1.2.2 拡張された超対称性模型におけるヒッグスセクター

標準模型の超対称化には、ヒッグスセクターの取り方によって、いくつかの可能性がある。最小超対称標準模型（MSSM）は最も良く調べられた模型だが、ヒッグスセクターの構造という観点から見れば、ヒッグス粒子の自己相互作用がゲージ相互作用項からしか現れない（従って、4 点結合が完全にゲージ結合定数で決まっている）と言う点で、やや特殊な模型になっている。このことが、軽いヒッグス粒子の存在という、極めて重要な予言を導く事を考えると、 MSSM 以外の模型でヒッグスセクターの現象論がどのような変更を受けるかを知っておくことは重要なことである。

ゲージ対称性を破らないように、超ポテンシャルにヒッグス超場の自己相互作用項（超場の 3 次）を加えるには、ゲージ一重項のヒッグスボゾンを導入すればよい [44]（N をゲージ一重項の場として、 $W_\lambda = \lambda N H_1 H_2$ はゲージ不変）。この模型はまた、新しく導入する粒子がゲージ量子数を持たないため、三つのゲージ結合定数の大統一スケールでの統一を壊さないと言う点でも魅力的である。

新たにつけ加えた自己相互作用項は、ヒッグスポテンシャルの中に、成分場で書いて $\lambda^2|H_1H_2|^2$ という項を生じるので、ヒッグス粒子の自己結合は最低次でもゲージ結合定数以外に λ という結合定数に依存することになる。したがって、もし λ がいくらでも大きくなり得るのであれば CP- 偶 のヒッグス粒子の質量には上限をつけることができない。しかし、もし理論に現れる次元を持たない結合定数がどれも大統一スケール ($\sim 10^{16}$ GeV) まで発散しないと仮定するならば（大統一スケールまで成り立つ理論であれば当然満足されるべき条件）、最も軽い CP- 偶 のヒッグス粒子の質量に上限をつけることができる [45]。図 1.6には、この仮定のもとで求められる質量の上限値をトップクォークの質量の関数として示してある。この図では ストップ粒子の質量は 1 TeV にとってある。この図から分かるように、軽いヒッグス粒子の質量の上限は、この場合 130 ∼ 140 GeV で与えられる。また MSSM に比べてトップクォー

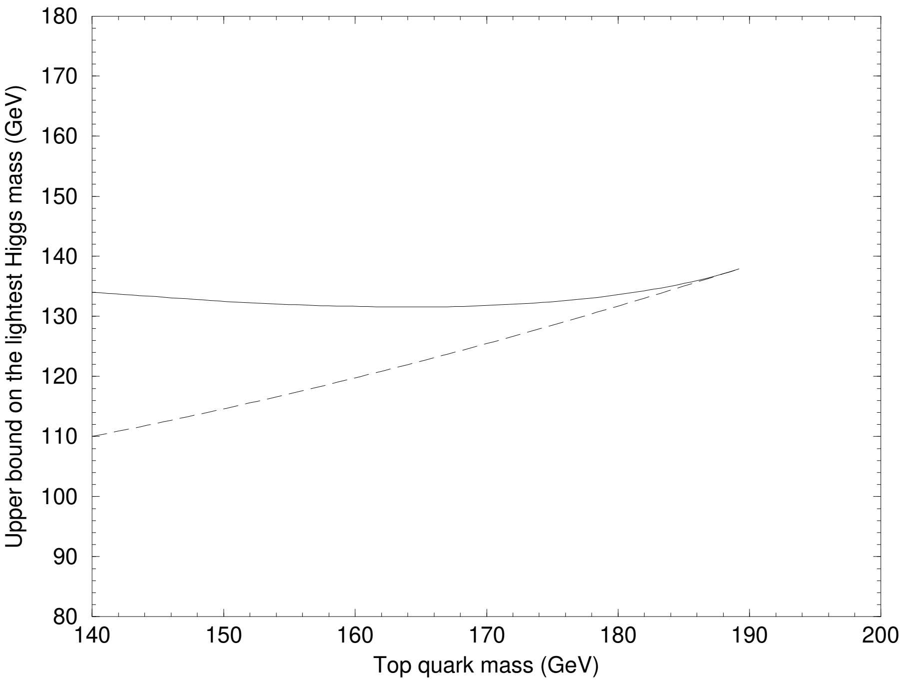


図 1.6: 軽い CP- 偶ヒッグス粒子の質量の上限をゲージ一重項のヒッグスボゾンを含んだ模型（実線）と MSSM の場合（破線）に示す。ストップ粒子の質量は 1 TeV にとる。

クの質量の依存性が少ないのがわかるが、これはトップクォークの質量が大きい程 λ の大きさに対する制限が厳しくなるためである。

以上のように $\sqrt{s}$ が 300 $\sim$ 500 GeV の e^+e^- リニアコライダーでは、軽いヒッグス粒子は少なくとも質量の面からは生成可能であることがわかる。しかしこのことは、軽いヒッグス粒子が発見できることを必ずしも意味していない。つまりこの模型では最も軽いヒッグス粒子はゲージ一重項の場と二つの二重項の場の混合した状態としてできているため、もし一重項の成分が大きければこのヒッグス粒子とゲージボソンとの結合が弱くなり、 e^+e^- リニアコライダーでは十分に生成されなくなる可能性がある。そのような場合には他のヒッグス粒子が生成されるかどうかを調べることが重要である。実際調べてみると、最も軽いヒッグス粒子のゲージ一重項成分が大きいときには重い方のヒッグス粒子の質量に制限をつけることがでる。そして、この模型の三つの CP- 偶 のヒッグス粒子のうち少なくとも一つは、 $\sqrt{s} \sim 300 - 500$ GeV の e^+e^- リニアコライダーで $e^+e^- \to Zh_i^o$ $(i = 1, 2, 3)$ の過程により発見するのに十分大きな生成断面積を持つことを定量的に示すことができる [46]。このためには、ヒッグスセクターのパラメータによらず少なくとも一つはこれ以上の生成断面積という意味での最小生成断面積 σ_{min} を定義するのが便利である。σ_{min} は、この模型の最も軽い CP- 偶 のヒッグス粒子の質量の上限の値に等しい標準模型ヒッグス粒子の生成断面積の三分の一で与えられることが知られている。図 1.7にストップ粒子の質量を 1 TeV にした場合の σ_{min} を $\sqrt{s}$ の関数として示してある。この図から積分ルミノシティが 10 fb^{-1} あれば e^+e^- リニアコライダーで少なくともひとつの中性ヒッグス粒子が発見できることがわかる。

1.2.3 MSSM での軽いヒッグス粒子の崩壊分岐比測定による重いヒッグス粒子の質量の決定

一般に 200 GeV 以下の標準模型のヒッグス粒子は $\sqrt{s}$ が 300 $\sim$ 500 GeV の電子陽電子リニアコライダーで発見できることは良く知られた事実である。また MSSM の場合にも少なくとも一つの CP- 偶 のヒッグス粒子は発見できる。もしヒッグス粒子が見つかったとすれば、つぎに明らかにしなくてはならないことは、この粒子が標準模型のヒッグス粒子なのか、あるいは標準模型を超える模型の粒子なのかを区別することである。このためには、生成断面積や崩壊分岐比の測定により、どの程度標準模型からのずれが決められるかを明らかにすることが重要である [37, 41, 42, 43]。 MSSM の範囲に限ると、このことはヒッグス粒子に関連した様々な観測量によってヒッグスセクターのパラ

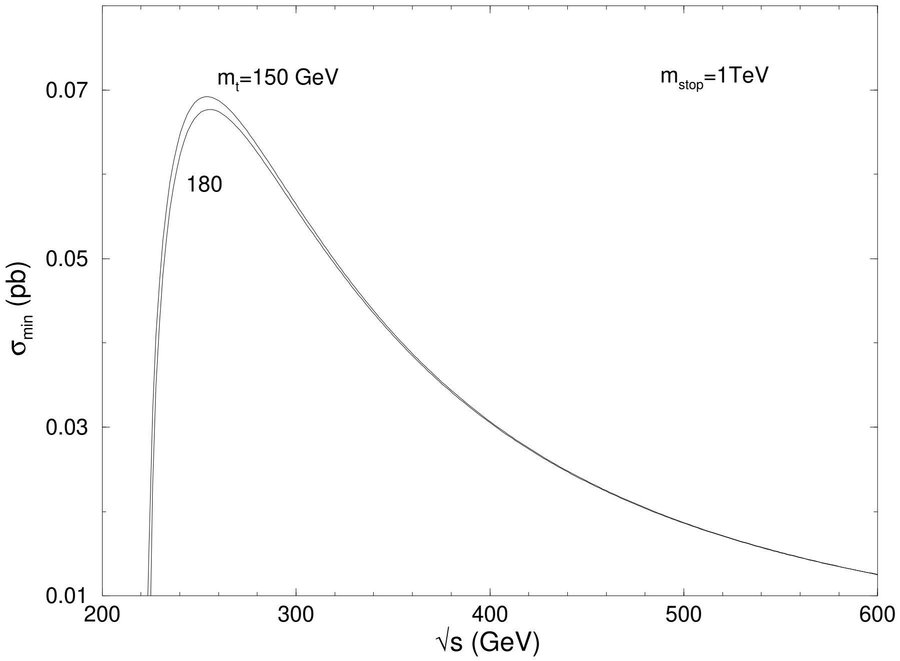


図 1.7: ゲージー重項を含んだ超対称模型における CP- 偶 のヒッグス粒子の最小生成断面積 σ_{min} を m_t=150 と 180 GeV、 m_{stop}=1 TeV の場合に示す

メータがどのくらい決定できるかという問題に言い換えることができる。さて、リニアコライダーの実験を行なう場合、第一段階のエネルギーで MSSM のすべてのヒッグス粒子が発見できる可能性もあるが、逆に最も軽い CP- 偶 のヒッグス粒子が一つだけ発見されることも考えられる。特に後者の場合には、第二段階の実験でビームエネルギーを上げる際にターゲットとなる重いヒッグス粒子の質量のスケールについての情報が得られるかどうかは大変重要な問題である。

以下の議論では、電子陽電子リニアコライダー実験でまずひとつだけ CP- 偶 のヒッグス粒子が発見されたと仮定することにする。さて、ヒッグスセクターを指定するには、 CP- 奇 のヒッグス粒子の質量 (m_A)、二つのヒッグス場の真空期待値の比 $(\tan\beta)$、および１ループのヒッグスポテンシャルを計算するのに必要なトップクォークとストップ粒子の質量 (m_t, m_{stop}) の四つパラメータが必要である。今、最も軽い CP- 偶のヒッグス粒子の質量 (m_h) が良く決められていると仮定するならば、四つのうち一つ、たとえば $\tan\beta$ を他の三つによって解くことができる。さらにトップクォークの質量は電子陽電子リニアコライダーが稼働している時代には良く決められているとすれば、ヒッグスセクターの独立なパラメータとしては m_A と m_{stop} をとることができる。したがって、この二つのパラメータがヒッグス粒子に関する測定可能量によってどの程度決められるかを考えればよい。

ここでは、次のように定義された分岐比の比

$$R_{br} \equiv \frac{Br(h \to c\bar{c}) + Br(h \to gg)}{Br(h \to b\bar{b})}、 \tag{1.2}$$

が重いヒッグス粒子の質量のスケールを決めるのに特に有効であることを示す [47]。さて、もともと MSSM では二つのヒッグス場はアップ型クォークとダウン型クォークのそれぞれに結合するように導入されていた。したがってヒッグス粒子のアップ型クォークとダウン型クォークに対する結合の強さの比は、ヒッグスセクターを特徴づけるパラメータ、つまり $\tan\beta$ や二つの CP- 偶 のヒッグス粒子の混合角（通常 α であらわされる）に依存している。またヒッグス粒子のグルーオンへの崩壊は基本的にはトップループのダイアグラムによって起こるので、ヒッグス粒子と２グルーオンの結合はヒッグス粒子とトップクォークの結合に比例しているとみなして良い。そのため R_{br} は結局アップ型クォークとダウン型クォークの湯川結合定数の比の自乗に比例することになる。これらの湯川結合定数は標準模型の場合に比べて、それぞれ $\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}$ および $-\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}$ の乗数だけ異なっているので、 R_{br} は $(\tan\alpha\tan\beta)^{-2}$ に比例することになる。図 1.8では $m_{susy}(\equiv m_{stop})$ = 1、 5 TeV の場合に R_{br} を m_A の関数として示している。この図から分か

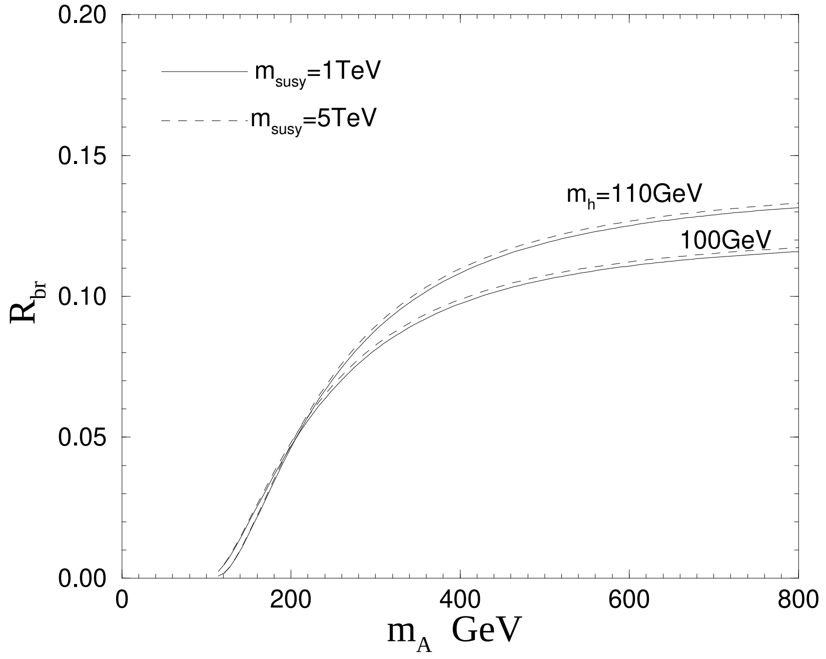


図 1.8: $m_{susy} = 1$、5 TeV、 $m_h = 100$、110 GeV に対し $R_{br} \equiv \frac{(Br(h\to c\bar{c})+Br(h\to gg))}{Br(h\to b\bar{b})}$ を m_A の関数として示す [47]。

るように R_{br} はほとんど m_{stop} には依存せず m_A だけの関数となっている。実際 MSSM と標準模型での R_{br} の比は $m_A \gg m_h \sim m_Z$ の場合に 近似的に

$$\frac{R_{br}(MSSM)}{R_{br}(SM)} \approx \left(\frac{m_h^2 - m_A^2}{m_Z^2 + m_A^2}\right)^2 \tag{1.3}$$

で与えられることを示すことができる。したがってこの量を十分な精度で測定することは重いヒッグス粒子の質量のスケールに制限を与えるのに有用である。 R_{br} は m_A が十分に大きいときには標準模型の値に近づくが、図から分かるように m_A が 400 GeV でも 20% 程小さくなっている。

節 1.2.4に示すように、チャームとグルーオンに崩壊する分岐比を別々に決めるのは簡単でないが和は比較的良い精度で決められることが分かっている [48]。この方法が有効であるためにはまた $h \to b\bar{b}$、 $c\bar{c}$、 gg の崩壊幅を理論的に精度良く計算できることが必要である。現在のところ主に強い相互作用の結合定数やチャームクォークの質量の不定性のため 20% 程度 理論的不定性があると考えられるが、この不定性は将来の理論や実験の進歩によって減らすことができると思われる [47, 49]。

1.2.4 軽いヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定（シミュレーション）

ヒッグス粒子の崩壊分岐比測定のシミュレーションは、過去に 文献 [43] がある。しかし、このシミュレーションは R_{br} の測定に的を絞ったものではなく、標準模型のヒッグス粒子と超対称模型のヒッグス粒子を識別できる精度の結果は得られていない。そこで、われわれは R_{br} のの測定に焦点を絞り、相対的統計誤差 20 % を切ることを目標にしたシミュレーションスタディを行った [48]。このシミュレーションの特長は以下の通りである。

- ヒッグス粒子の質量は、 MSSM で好まれる質量領域で 10 GeV きざみで設定する。なお、ヒッグス粒子の崩壊分岐比は標準模型の予想値を用いる。

表 1.1: 各測定量に対して予想される相対誤差 (%)。質量 120 GeV の標準模型ヒッグス粒子と一年分の積分ルミノシティ (50 fb^{-1}) を仮定した。

$\frac{\Delta X}{X}$	no polarization				90 % polarization			
	4 jet	2 jet	2 jet+ll	combined	4 jet	2 jet	2 jet+ll	combined
σ_{tot}	—	—	24.2	—	—	—	22.7	—
$\sigma_{tot} \times Br(h \to b\bar{b})$	5.2	9.0	20.9	4.4	5.2	7.3	18.6	4.1
$\sigma_{tot} \times Br(h \to c\bar{c})$	145	161	532	105	107	127	338	79.5
$\sigma_{tot} \times Br(h \to c\bar{c} + gg)$	33.3	35.6	161	24.0	24.1	26.0	96.5	17.4
$\sigma_{tot} \times Br(h \to \tau^+\tau^-)$	13.6	—	87.2	13.4	14.9	—	95.7	14.7
$\frac{Br(h \to c\bar{c})}{Br(H \to b\bar{b})}$	70.1	77.1	159	49.3	56.0	68.6	250	42.7
$\frac{Br(h \to c\bar{c}+gg)}{Br(h \to b\bar{b})}$	33.7	36.7	162	24.5	24.6	27.0	98.2	17.9

- トップクォークの対生成によるバックグラウンドを避けるため、重心系エネルギーを 300 GeV に設定する。なお、積分ルミノシティは年間 50 fb^{-1} を仮定する。

- 統計誤差を小さくするために、 $e^+e^- \to hZ$ で生成される Z 粒子の崩壊モードは $Z \to q\bar{q}$ （崩壊分岐比約 70%）だけでなく、 $Z \to \nu\bar{\nu}$ （崩壊分岐比約 20%）と $Z \to \ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu$、崩壊分岐比合計約 7%) も利用する。

- バックグラウンド事象、特に $e^+e^- \to W^+W^-$ と $e^+e^- \to ZZ$ の生成断面積を小さくするために、ビーム偏極の利用が有効かどうかを検討する。

$e^+e^- \to hZ$ 過程およびバックグラウンド過程のモンテカルロ事象生成には PYTHIA5.7 + JETSET7.4 [50] を用い、その生成断面積と角度分布は GRACE1.1 [51] を用いて確認した。測定器は JLC-I の測定器 [37] を仮定した。

崩壊分岐比の測定方法は以下の 2 段階に分けられる。

1. ３種類のトポロジー 4- ジェット、 2- ジェット + エネルギー欠損、 2- ジェット + $\ell^+\ell^-$ のそれぞれに対して生成角、ジェット数、ジェット中のトラック数、ジェット間の不変質量などによるカットを用いて、 $e^+e^- \to hZ$ 事象を選別する。

2. ヒッグス粒子の崩壊から生じたと考えられる二つのジェットを選び、その中の荷電粒子の飛跡に関する 3 次元インパクトパラメータを用いて $b\bar{b}$ ジェットと $c\bar{c}$、gg ジェットの識別を行う（バーテクスタギング）。

以上のシミュレーションから、ヒッグス粒子の各崩壊モードおよびバックグラウンド事象に対する選別効率と期待される事象数を計算でき、それらに基づいて崩壊分岐比などの測定量に対する統計誤差を求めることが出来る。

質量 120 GeV のヒッグス粒子について全生成断面積、全生成断面積と崩壊分岐比の積、および崩壊分岐比の比に対して予想される相対的統計誤差を表 1.1にまとめた。このシミュレーションの主眼である R_{br} の測定に対する統計誤差をヒッグス粒子の質量の関数として示したのが図 1.9 である。

このシミュレーションで得られた結果をまとめると以下のようになる。

- 4- ジェット トポロジーと 2- ジェット トポロジーの事象数の比はもともと約７：２であるにもかかわらず、 2- ジェット トポロジーの解析で得られる統計精度は 4- ジェット トポロジーのそれとほぼ同等である。さらに 2- ジェット + $\ell^+\ell^-$ を含め、 Z^0 のすべての崩壊モードに対応した解析ををあわせることで崩壊分岐比測定の統計精度を高めることができる。

- ビーム偏極を利用することでバックグラウンド事象の寄与を小さくすることはできるものの、その効果は大きくない。

- 重心系エネルギー 300 GeV で 2 年間（100 fb^{-1}）実験を行うことで、質量 120 GeV の標準模型ヒッグス粒子に対して 17 % の統計精度で R_{br} を決定できる。

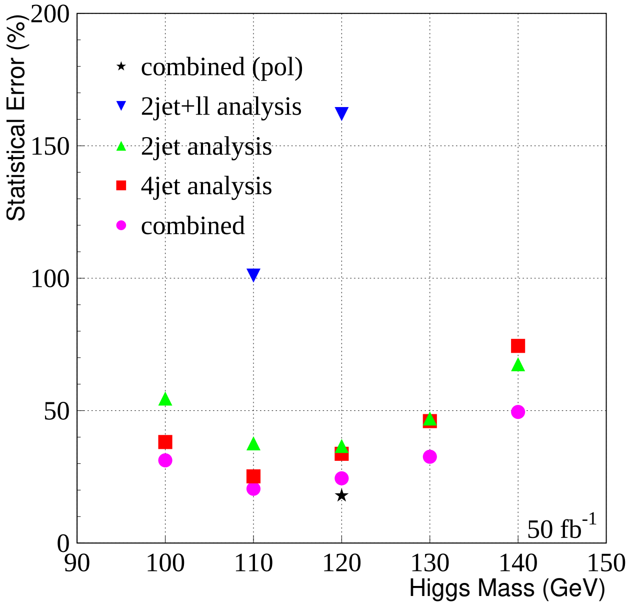


図 1.9: ヒッグス粒子の質量の関数として表した R_{br} に対する統計誤差 (%)。標準模型ヒッグス粒子と一年分の積分ルミノシティ (50 fb^{-1}) を仮定した。

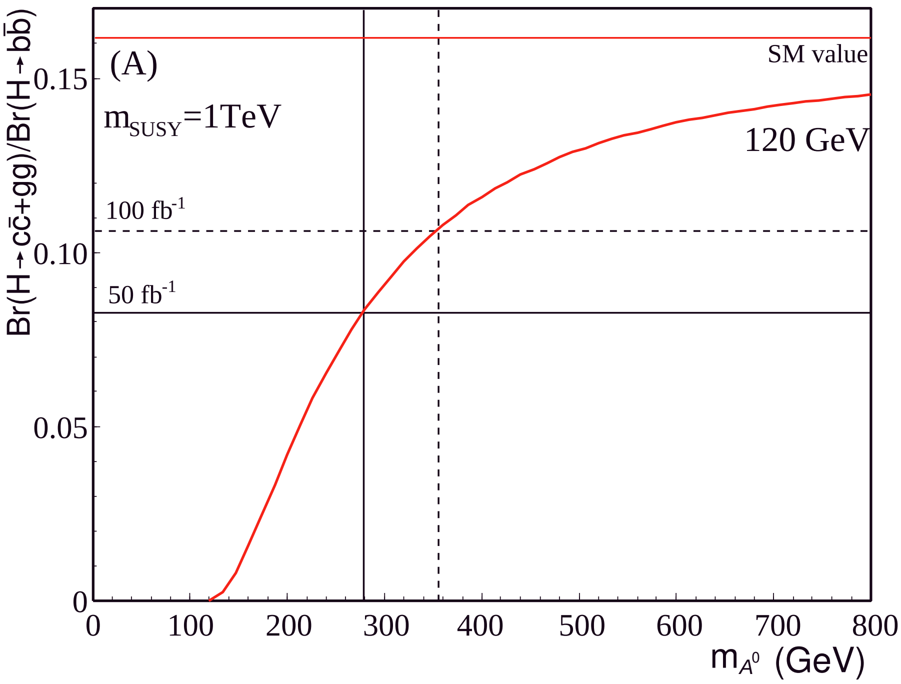
- R_{br} の測定結果が標準模型の予言する値よりも有意に小さい場合、 MSSM の仮定のもとで、 m_A の下限値だけでなく上限値を範囲を決定することも可能である（図 1.10参照）。

1.2.5 MSSM におけるヒッグス粒子の多重生成

ここでは $e^+e^- \to Zhh$ 過程によるヒッグス粒子の多重生成を議論する [52, 53]。標準模型ではこの過程はヒッグス粒子の 3 点結合を通じてヒッグスポテンシャルの構造を探る過程として重要である（図 1.11）。ただし生成断面積はあまり大きくはならない。たとえば、 $m_h = 100$ GeV の場合には、 $\sqrt{s}$ が 500 GeV から 1 TeV の領域で 断面積は 0.1 fb のオーダーなので、 観測できるためには 100 fb^{-1} 以上のルミノシティを蓄積することが必要である [54]。

MSSM では標準模型に比べて 2 通りの違いがある。つまり、 ZZh や h^3 の結合定数が異り得るし、また図 1.12に示すように重いヒッグス粒子を含むような新たなダイアグラムの寄与が加わってくる。図 1.13には $\sqrt{s} = 500$ GeV の場合のこの過程に対する生成断面積 $\sigma(e^+e^- \to Zhh)$ を $\tan\beta = 2$ と 10 について m_A の関数として示している。この図ではトップクォークおよびストップ粒子の質量は 170 GeV と 1 TeV にとってある。比較のため、図のパラメータに対応する質量を持ったヒッグス粒子の同じ過程の生成断面積を、標準模型（SM）の場合と標準模型からヒッグス粒子の 3 点結合をなくした模型 (NT）の場合に示してある。 m_A が比較的小さい場合には断面積は標準模型に比べて非常に大きくなる可能性がある。これは $e^+e^- \to HZ$ と $H \to hh$ が両方可能なパラメータ領域に対応している。このようにヒッグス粒子の多重生成が大きくなるのは、重いヒッグス粒子 (H、 A) の生成と引き続く崩壊（$H \to hh$、 $A \to hZ$）が運動学的に許される場合に限られる。一方、領域によっては標準模型に比べてかなり小さくなるような場合もあり得る。

重い粒子の直接生成がおきてヒッグス粒子の多重生成が大きくなる場合には、 H-h-h の結合定数を測定できる可能性があって興味深い [53]。もしも $2m_h < m_H < 2m_t$ の関係が満たされるならば、重いヒッグス粒子は $H \to hh$ と $H \to WW$ の両方のモードにある程度の分岐比を持って崩壊する可能性がある。この場合、 H とゲージボソンの結



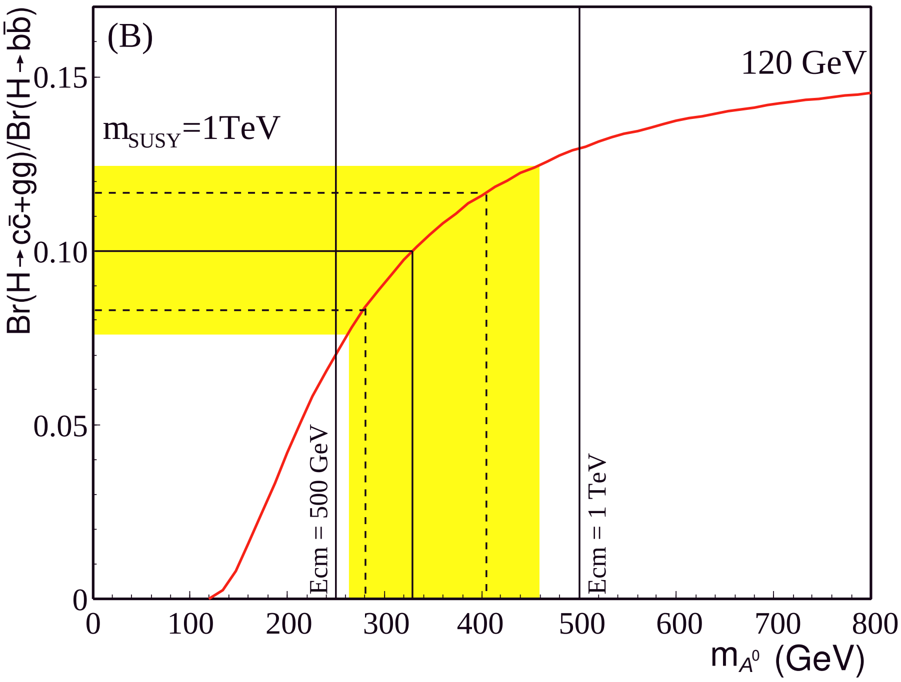


図 1.10: ヒッグス粒子が 120 GeV の場合の R_{br} と m_A との関係。(A) R_{br} が標準模型の予想通りだった場合の m_A の下限値（信頼度 95 %）。実線と点線はそれぞれ積分ルミノシティ 50 fb^{-1}、100 fb^{-1} の場合に得られる結果を示す。(B) R_{br} が標準模型の予想よりも小さかった場合（10 %）m_A に与えられる制限を示す。ハッチのかかった領域と点線で囲まれた領域はそれぞれ積分ルミノシティ 50 fb^{-1}、100 fb^{-1} の場合に得られる結果（信頼度 68%）である。A^0 の直接生成ができる質量領域も実線で示した。

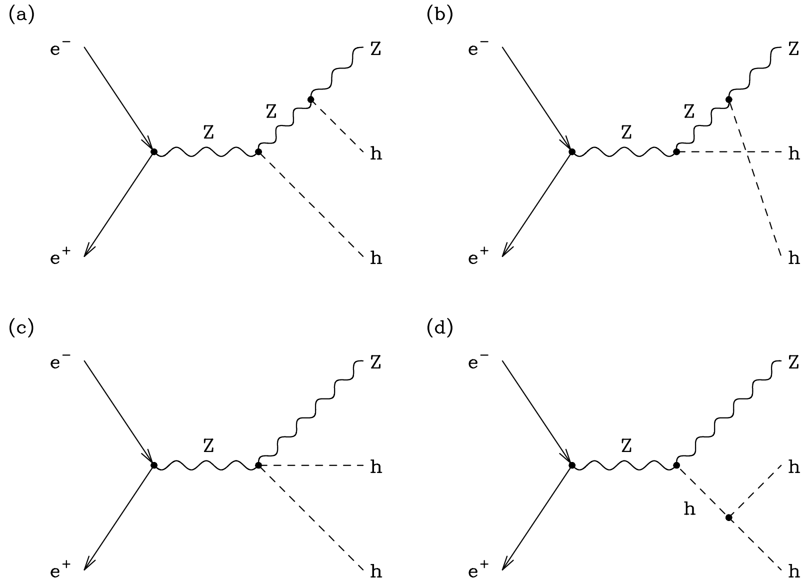


図 1.11: 標準模型の場合 $e^+e^- \to Zhh$ に寄与するファインマンダイアグラム。

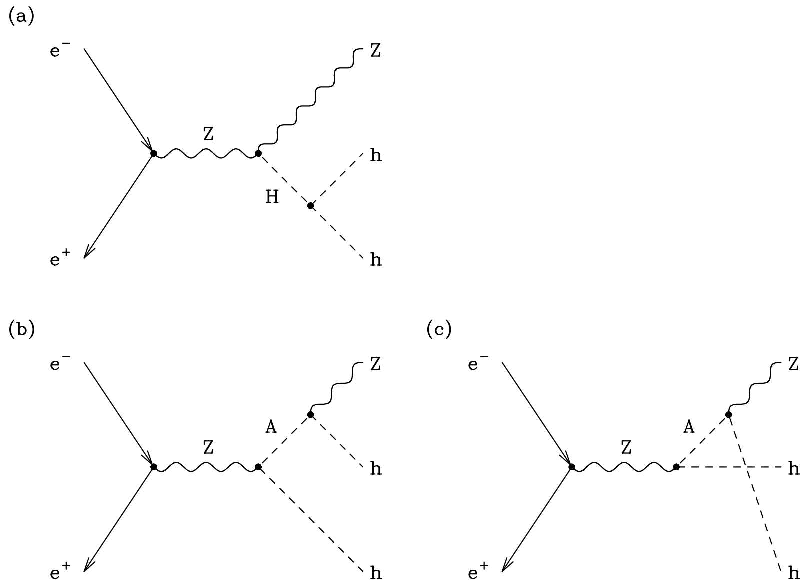


図 1.12: MSSM の場合に $e^+e^- \to Zhh$ に寄与する余分なファインマンダイアグラム。

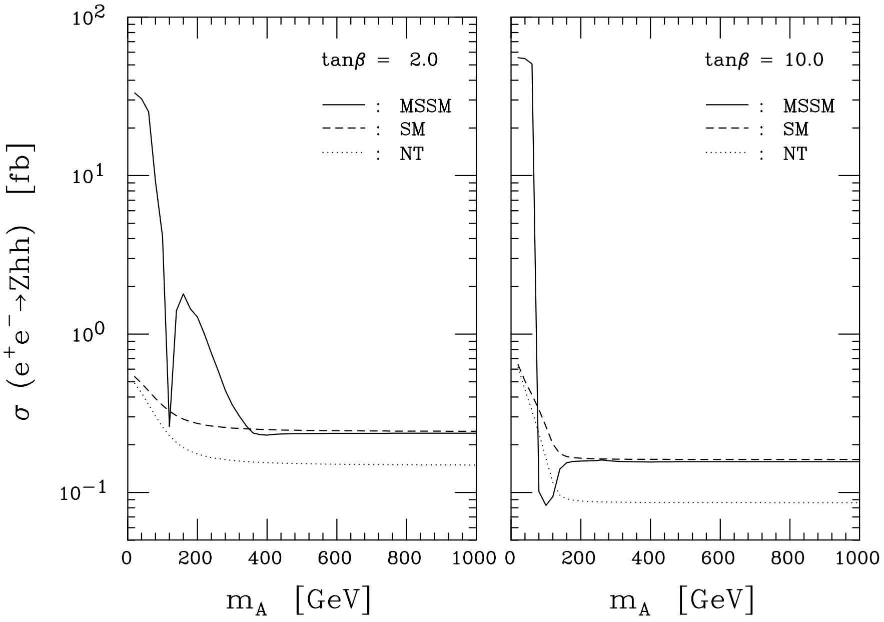


図 1.13: MSSM における $e^+e^- \to Zhh$ の生成断面積を $\sqrt{s} = 500$ GeV の場合に $\tan\beta = 2$ と 10 に対して示した（実線）[52]。トップクォークおよびストップ粒子の質量は 170 GeV と 1 TeV である。この図ではヒッグス粒子の質量は m_A とともに変わるが、比較のため同じ質量での標準模型（SM）の断面積を破線で、3 点結合をなくした模型 (NT）での断面積を点線で示した。

合定数は重いヒッグス粒子の生成過程からわかるので、二つの分岐比の比をとることによって H-h-h の結合定数の大きさを決めることができる。

1.3 超対称粒子の探求

1.3.1 概要

既に述べたように、超対称性は軽いヒッグス粒子の存在を予言し、また、その JLC-I における発見は容易である。しかしながら、軽いヒッグス粒子の発見のみでは超対称性を証明したことにはならない。少くとも一つの超対称粒子を発見する必要があるのである。JLC-I においてこれら超対称粒子の 1 つを発見できる可能性が十分あることは既に強調した通りである [34]。もちろん、どの超対称粒子が最初に発見されるかは、超対称性模型に依存する。しかしながら、後に示すように、JLC-I における超対称粒子の探索方法は模型の詳細にはほとんど依らない。そして、ひとたび一つの超対称粒子が発見されれば、その性質を調べることによって、次の超対称粒子の居所が分かるのである。さらに、発見された超対称粒子の質量の測定も模型によらない方法で行なえる点も重要である。これによって、超対称模型に関する基本仮定の検証が出来るからである。もう一つ強調すべきことは、偏極電子ビームの果たす重要な役割である。電子ビームの偏極を制御することにより、超対称粒子の探索や研究が極めて能率的に出来るのである。

1.3.2 超対称模型に関する基本的な仮定

特に断らない限り、これ以降では大統一を前提とする超重力模型（SUGRA）の枠組を想定する。この模型は、一般的に、超対称粒子の質量スペクトラムや相互作用を規定する次のパラメータを含む [35]。

$$(m_0, M_2, \mu, \tan\beta)$$

ここで、μ はヒグシーノの質量パラメータ、$\tan\beta$ は二つのヒッグス二重項の真空期待値の比、m_0 は全てのスカラー粒子に共通する普遍的なスカラー質量パラメータ（隠れたセクターにおける超対称性の破れ）である。 M_2 は、$SU(2)$ ゲージーノ質量パラメータで、$SU(3)$ および $U(1)$ ゲージーノの質量パラメータとは、大統一の条件、すなわち次の関係を持つ。

$$\frac{M_1}{\frac{5}{3}\alpha/\cos^2\theta_W} = \frac{M_2}{\alpha/\sin^2\theta_W} = \frac{M_3}{\alpha_s}$$

後に示すように、これらの SUGRA-GUT の基本仮定は、実験的に高い精度で検証できることを指摘しておく。

不必要な議論の複雑化を避けるため、さらに以下の仮定をする。まず、R パリティーは厳密に保存するとする。そうすると、超対称粒子が常に対になって生成されること、最も軽い超対称粒子（LSP）が安定であることが言える。また宇宙論と矛盾しないように、LSP としては最も軽いニュートラリーノを想定する。これに加えて、特に断らない限り、問題とする超対称粒子は最も軽い荷電超対称粒子とする。以下に見るように、この最後の仮定は LSP への直接崩壊に対して十分な分岐比を保証する [36]。従って、超対称粒子生成の信号は、大きな横運動量損失あるいはアコプラナリティーとなる。

図 1.14-a) と -b) は、それぞれ、μ-M_2 平面における軽い方のチャージーノの質量等高線、m_0-M_2 平面におけるスフェルミオンの質量等高線である。 この図から分かるように、一般に、カラーを持った超対称粒子はそれを持たない超対称粒子より重い。そこで、以下では、主としてチャージーノとスレプトンの対生成を扱うことにする。いずれにせよ、JLC-I における超対称粒子の発見は、そのしきい値を越えている限り容易である。それのみならず、電子陽電子反応のきれいさのおかげでそれらの新粒子の性質の詳細な研究が可能である。こうして、最初に発見された超対称粒子 1 つからでも超対称性模型のパラメータに関する多くの情報を引き出せるのである。これらのパラメータに関する知識は、次の超対称粒子探索の重要な指針となろう。

1.3.3 チャージーノ

軽い方のチャージーノの一般的性質

ここでは、軽い方のチャージーノが JLC-I で発見される最初の超対称粒子である場合から始めよう。チャージーノ（$\chi_1^\pm$、$\chi_2^\pm$）は荷電ウイーノ（$\tilde{W}^\pm$）と荷電ヒグシーノ（$\tilde{H}^\pm$）の混合状態であり、次の質量行列を対角化すること

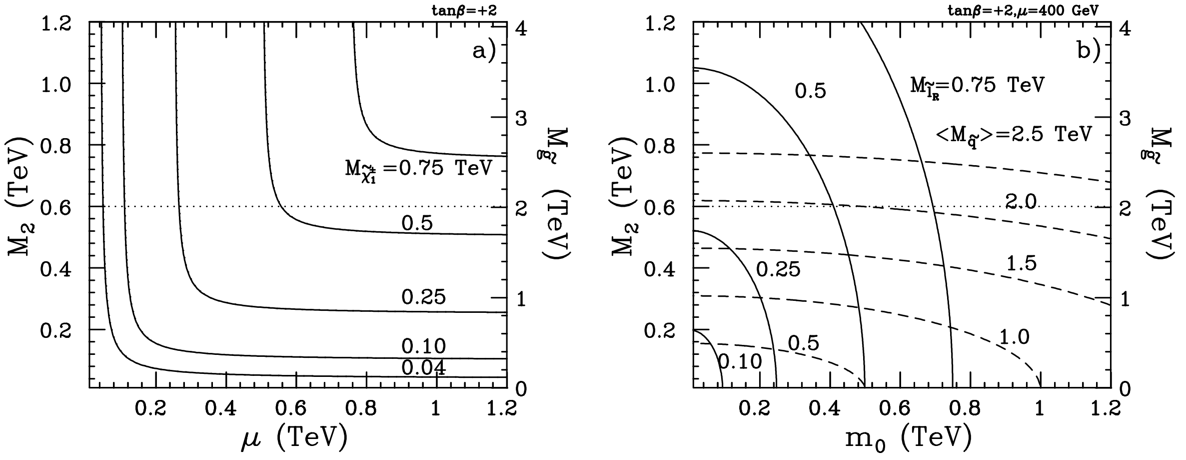


図 1.14: (a) μ-M_2 平面における軽い方のチャージーノの質量等高線。ここでは、$\tan\beta \equiv v_2/v_1 = +2$ とした。右の縦軸は対応するグルイーノの質量である。また、点線は ハドロンコライダーにおける探索限界である。(b) m_0-M_2 平面におけるスフェルミオンの質量等高線。この例では、$\tan\beta = +2$、$\mu = 400$ GeV とした。実線はスレプトン、破線はスクォークである。ここでも、点線はハドロンコライダーにおける探索限界である。

により得られる。

$$\mathcal{L}_{\mathrm{mass}} = (\tilde{W}^+ \quad \tilde{H}^+) \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_W \cos\beta \\ \sqrt{2} m_W \sin\beta & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{H}^- \end{pmatrix}$$

この質量行列が 3 つの超対称性のパラメータ $(M_2, \mu, \tan\beta)$ によって規定され、特に、弱い相互作用の固有状態 ($\tilde{W}^\pm$,$\tilde{H}^\pm$) 間の混合角が主として M_2 と μ によって決まることに注意する。M_2 と μ の差が大きければ、混合は少なく、純粋状態である荷電ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) と荷電ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) がほとんど質量固有状態に一致する。我々の探索対象である軽い方のチャージーノは、これらの内の軽い方、すなわち、$M_2 \ll \mu$ か $M_2 \gg \mu$ かによって荷電ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) か荷電ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) かのいずれかとなる。もし、M_2 と μ が同程度であれば、これら二つの状態間にかなりの混合があり、従って、軽い方のチャージーノは荷電ウイーノと荷電ヒグシーノの性質を合わせ持つことになる。これらのことを考慮して、純粋状態の議論から始めるのが適当であろう。そうすることにより、より一般的な、大きな混合のある場合に対する洞察も得られるからである。

i) ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$)

軽い方のチャージーノ ($\chi_1^\pm$) がほぼ純粋な荷電ウイーノ状態であれば、LSP も ほぼ純粋なビーノ ($\tilde{B}$) 状態になる。荷電ウイーノは、W ボソンの超対称パートナーであるので、左手型のフェルミオン - スフェルミオン対には直接結合するがビーノには直接結合しない。仮定によって、$\tilde{W}$ は全てのスフェルミオンより軽いので、その $\tilde{B}$ への崩壊は、

$$\tilde{W}^+ \to f_u \tilde{\bar{f}}_{dL}^{\,*} \to f_u \tilde{B} \bar{f}_d$$

または

$$\tilde{W}^+ \to \tilde{f}_{uL}^{\,*} \bar{f}_d \to f_u \tilde{B} \bar{f}_d$$

のように仮想スフェルミオンの交換を通してのみ起こる。ここで、f_u と f_d は それぞれ、アップ型、ダウン型のフェルミオンである。

ii) ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) あるいは 混合状態

軽い方のチャージーノが主としてヒグシーノ成分から成る場合には、LSP もまた主にヒグシーノ成分から成り、両者の質量はほぼ縮退する。この場合には、$\tilde{h}^+ \tilde{h}^0 W$ バーテックスによって LSP への直接崩壊が許される。

$$\tilde{h}^+ \to \tilde{h}^0 W^{(*)+} \to \tilde{h}^0 f_u \bar{f}_d$$

一方、フェルミオン - 仮想スフェルミオン対への崩壊は、それが湯川結合に起因するため、一般に抑制される。同じ理由で、ウイーノの場合に有った t チャンネルのスニュートリノ交換を通した崩壊も無視できる。唯一の例外は、トップと LSP に崩壊する仮想ストップと、 b クォークへの崩壊であるが、これが許されるためには、軽い方のチャージーノと LSP との間に十分大きな質量差が必要となる。大きな質量差は、混合角がかなりの程度大きいことを要求するので、ゲージーノも軽くなくてはならない。質量差が $O(m_Z^2/(m_{\tilde{B}} - m_{\tilde{h}}))$ 程度の大きさだからである。

以上に述べた定性的な議論をより定量的なものとするため、以下では、軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^{\pm}$) の生成と崩壊をより詳しく調べよう。

チャージーノの対生成

図 1.15は、 $\sqrt{s} = 500$ GeV における軽い方のチャージーノの対生成の断面積を μ-M_2 平面上の等高線として示したものである。 この図と図 1.14-a) を比較すると、断面積のパラメータ依存性はかなり大きいが、しきい値を越えさ

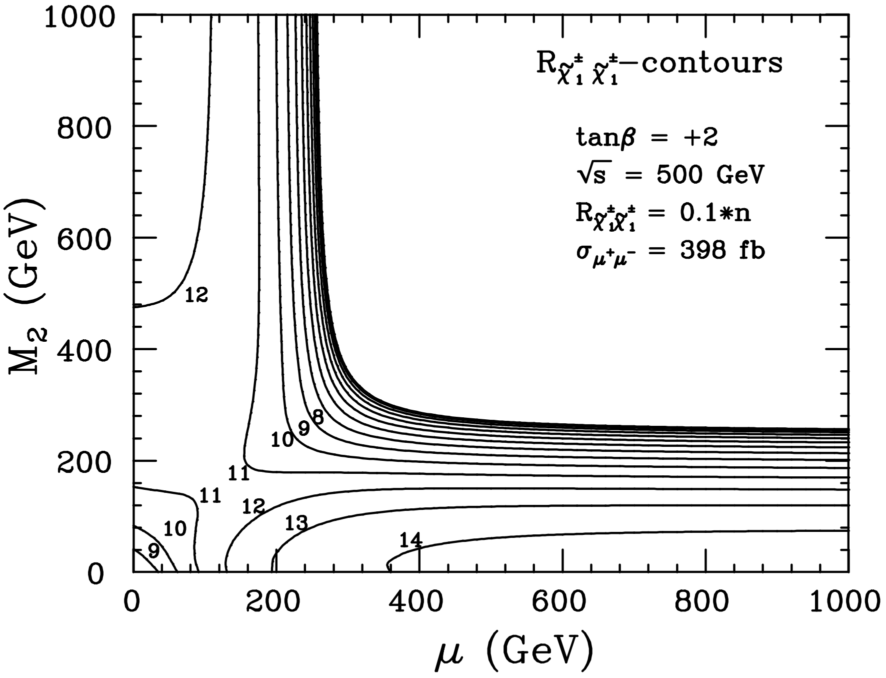


図 1.15: μ-M_2 平面上の等高線として表した $\sqrt{s} = 500$ GeV における軽い方のチャージーノの対生成の断面積。断面積は R 比で、 $m_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV、 $\tan\beta = +2$ として計算してある。

えすれば、いたる所で十分大きいことが分かる。図 1.16-a) は、この断面積の $\sqrt{s}$ 依存性を次の三つの代表的な場合、すなわち、純粋なウイーノの場合、ウイーノとヒグシーノの半々の混合状態の場合、純粋なヒグシーノの場合、について示したものである。ここでは、 t チャンネルのスニュートリノ交換の効果が効かないように、 $m_{\tilde{\nu}} = 1000$ GeV とした。 s チャンネルのダイアグラムだけからでは、 m_0 に対する情報が得られない点に注意する。チャージーノ質量、および、それとゲージボソンの結合が、 μ、 M_2、 $\tan\beta$ から決まってしまうからである。この場合には、生成断面積の絶対値の測定から、荷電ウイーノと荷電ヒグシーノ間の混合角が得られることになる。一方、 $m_{\tilde{\nu}} = 250$ GeV として同じ図をプロットしたのが図 1.16-b) である。 t チャンネルのスニュートリノ交換の効果によって、しきい値近辺の断面積の大きさおよび振舞いが影響されているのが分かる。このようにして、 m_0 が比較的小さい場合には、 t チャンネルのスニュートリノ交換の効果を通して m_0 を決める可能性が生まれる。

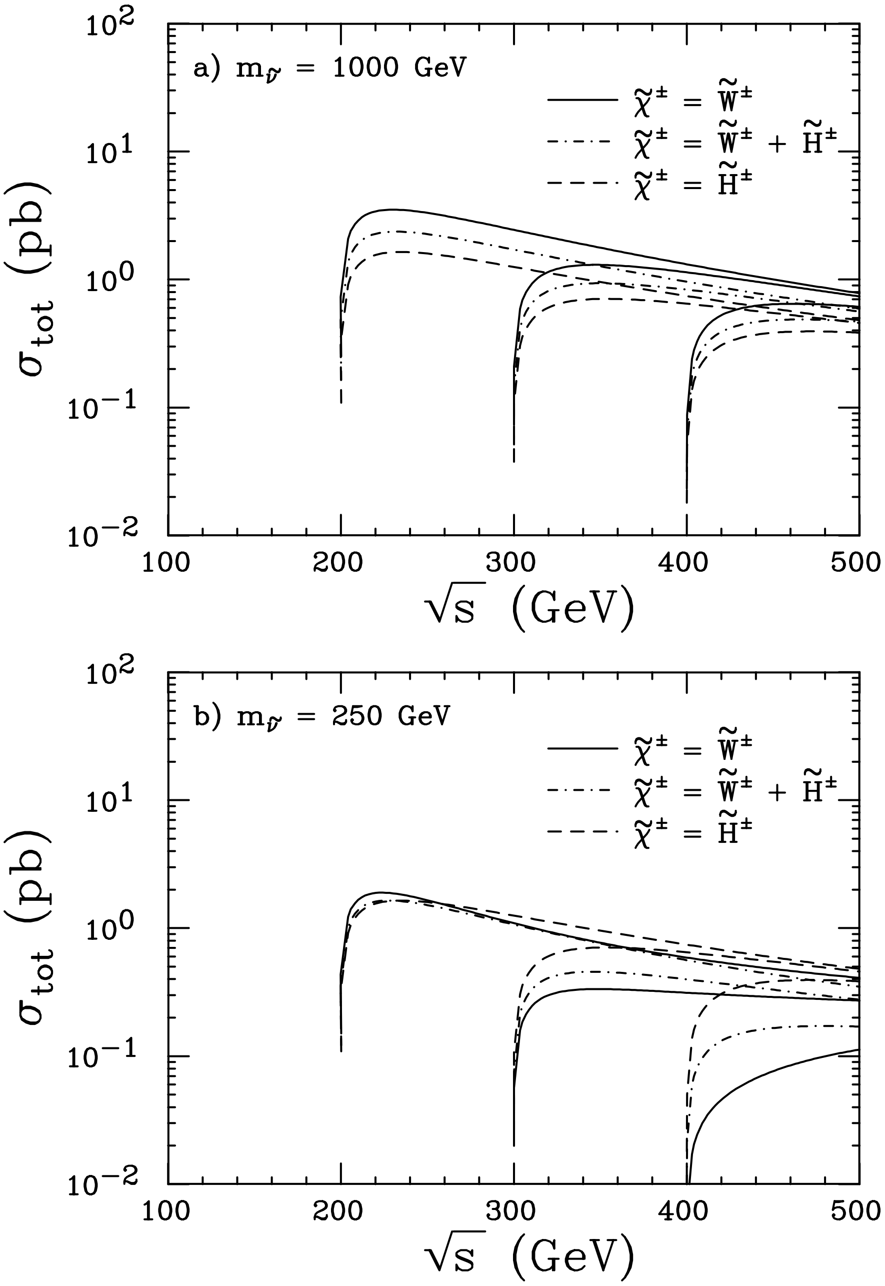


図 1.16: 軽い方のチャージーノの質量が $M_{\tilde{\chi}^{\pm}} =$、100、150、200 GeV である場合の、その対生成の断面積の $\sqrt{s}$ 依存性。ここに、(a) $m_{\tilde{\nu}} = 1000$ GeV、(b) $m_{\tilde{\nu}} = 250$ GeV とした。実線、一点鎖線、破線はそれぞれ、純粋なウイーノの場合、ウイーノとヒグシーノの半々の混合状態の場合、純粋なヒグシーノの場合である。

チャージーノの崩壊

軽い方のチャージーノ（ $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ ）が最も軽い荷電超対称粒子であるという仮定のもとでは、 $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ は LSP の次に軽い超対称粒子となる。ここでは、まず、 $\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > M_W$ の場合には、ヒグシーノ成分が無視できるほど小さくない限り、 $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ はほとんど $\tilde{\chi}_1^0 W$ に直接崩壊することに注意する。図 1.17 は、 μ-M_2 平面上の等高線としてこの質量差を示したものである。

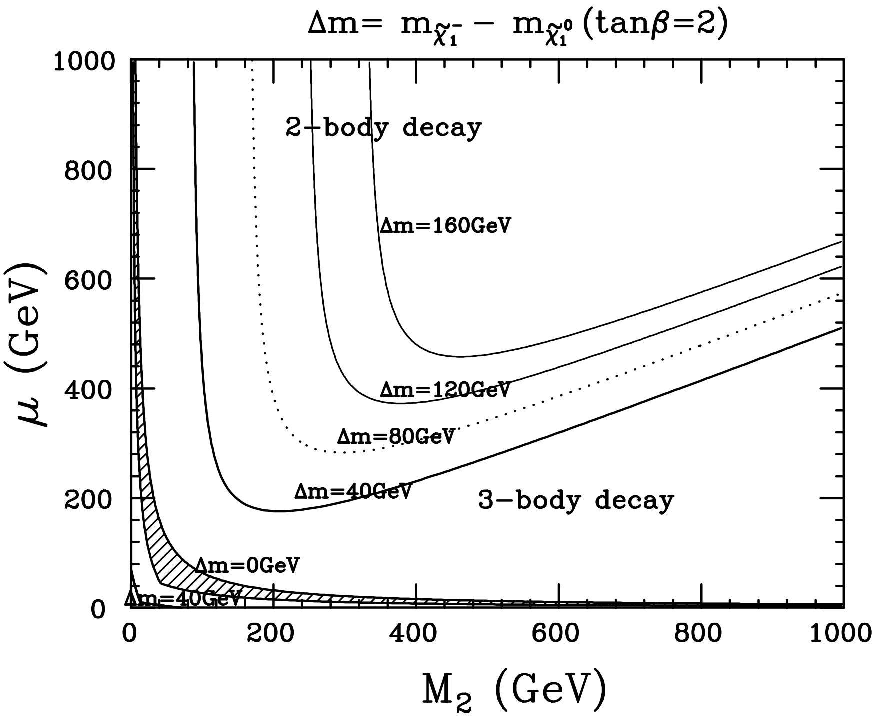


図 1.17: $\tan\beta = +2$ の場合の、 μ-M_2 平面における、質量差 $\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ の等高線。斜線の部分は LSP が最も軽いニュートラリーノとなるべしという要求によって排除される領域である。

この二体崩壊過程が運動学的に禁止される場合には、上に述べた一般的な議論が適用できる。ここでは、まず、軽い方のチャージーノがほとんど純粋なウイーノ状態である場合から始めよう。超重力模型によれば、最も軽いスフェルミオンはスレプトンないしストップである。一方、ウイーノが JLC-I で発見できるためには、 $\tilde{W} < 250$ GeV でなくてはならない。従って、もしスレプトンが最も軽いスフェルミオンである場合には、最も軽いスレプトンは右手型スレプトン、すなわち、 $\tilde{e}_R$、 $\tilde{\mu}_R$、 $\tilde{\tau}_R$ となる。このうち第一・第二世代の右手型スレプトンの質量はほとんど縮退している。対応する左手型スレプトン、すなわち、 $\tilde{e}_L$、 $\tilde{\mu}_L$、および、 $\tilde{\nu}_e$、 $\tilde{\nu}_\mu$、の質量もまたほぼ縮退するが、その質量は、くりこみ群によるスレプトン質量に対するゲージーノ質量の寄与の分だけ右手型のものより重くなる。ウイーノ成分は左手型の状態にのみ結合するので、軽い方のチャージーノがほぼ純粋なウイーノであれば、その崩壊は

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \nu_l \tilde{l}_L^{+*} \to \nu_l \tilde{\chi}_1^0 l^+$$

または

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\nu}_L^* l^+ \to \nu_l \tilde{\chi}_1^0 l^+$$

のように起こる。ここで、 l は e、 μ、 τ のいずれでもよい。従って、対生成されたチャージーノ（ $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ ）は、電子、ミュー粒子、タウ粒子の間の注目すべき普遍性を持つ、アコプラナーなレプトン対終状態となって現れることになる。この場合、 $q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ への崩壊は、スクォークの伝達関数に現れる大きなスクォーク質量と本質的に ビーノ状態にある LSP への結合の強さを決めるハイパーチャージの小ささによって、強く抑制される。

もし、ストップが最も軽いスフェルミオンであれば、ウイーノ主体のチャージーノは次のような連鎖崩壊をする。

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \bar{b}_l \tilde{t}_L^* \to \bar{b}_l \tilde{\chi}_1^0 t$$

この連鎖崩壊は、大きな横運動量損失を伴った 8 ジェット終状態を作るので、検出は容易である。

一方、ヒグシーノ成分が無視できない時には、 $f\tilde{f}^*$ 過程は強く抑制され、ベーター崩壊が支配的となる。スフェルミオンが軽い方のチャージーノより重く、従って、 W ボソンよりずっと重い場合には、スフェルミオン伝達関数の効果による抑制が強いためである。この場合には、 $q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ への崩壊が 主たる崩壊過程 (67 %) となる。残りはレプトン型の崩壊である。このことから、チャージーノ中のヒグシーノ成分の大小に関する情報が得られる。 $t\bar{b}\tilde{\chi}_1^0$ 過程が運動学的に許されれば、このモードへの分岐比が大きくなることもあり得る。この場合の信号は、上記の軽いストップの場合に一致する。

チャージーノの探索

JLC で興味のある領域、つまり $m_0 \gtrsim 200$ GeV、 $\mu \lesssim 1$ TeV、 $M_2 \lesssim 200$ GeV では、たとえ軽い方のチャージーノがウイーノ成分主体であってもハドロン型崩壊の分岐比が ~ 50 % を下回ることはない。一方、レプトン型崩壊の分岐比は最低 ~ 33 % で、ウイーノ成分の増加に伴って増加する。

実 W ボソン への崩壊 $(\tilde{\chi}_1^- \to \tilde{\chi}_1^0 W^-)$ が運動学的に許される時には、 4 ジェットとして再構成されたアコプラナー W ボソン対が $\tilde{\chi}_1^\pm$ 対生成の最も良い信号となる。最も大きな問題となり得るバックグラウンド $e^+e^- \to W^+W^-$ は無く、他のバックグラウンド、例えば、 $e^+e^- \to W^+W^-Z$、 $e^+e^-W^+W^-$、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp Z^0$、 $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 等は断面積が小さいからである。この場合のチャージーノ探索に大きな困難はない [36]。

そこで、ここではこの二体崩壊過程が運動学的に禁止されている場合を考えよう。 W 対、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$、二光子過程等からのバックグラウンドを考慮すれば、この場合も、 4 ジェット終状態が最も易しいチャンネルである。しかしながら、ここでは、一方のチャージーノがハドロン型崩壊 ($\tilde{\chi}_1^- \to q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$) し、他方がレプトン型崩壊 ($\tilde{\chi}_1^- \to l^-\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$) をする場合を扱う。この過程ではジェットの組合せの誤りが無く、従って、チャージーノや LSP の質量決定がし易い利点があるからである。

W 対、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$、二光子過程等からのバックグラウンドは、高エネルギーの孤立したレプトンの存在、 2 ジェット系の不変質量が W ボソンの質量にならないこと、また、レプトンと 2 ジェット系の発生角、アコプラナリティーにカットを入れることにより、効率的に除去できる [36]。 LSP との質量差 ($\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$) が大きい限り、探すべきはアコプラナリティーの大きい高エネルギーの孤立したレプトンと、 W ボソン質量以下の 2 ジェットを持つ事象である。既に図 1.17に示したようにこの質量差はパラメータ空間の大部分で十分大きい。図 1.18はレプトン + 2 ジェット終状態に対する、アコプラナリティーカット以外の全てのカットをした後のアコプラナリティー分布の例である。この例では、 $\sqrt{s} = 500$ GeV で、 $10\ \mathrm{fb}^{-1}$ (20 日) の統計を仮定した。実線がチャージーノ対、破線と点線はそれぞれ W 対と $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$ からのバックグラウンドである。 $\theta_{acop} = 30^o$ のカットをすると、後の質量測定のために十分きれいなチャージーノ事象のサンプルが得られる。ちなみに、この例では、分岐比 30 % を含めて、検出効率 は 10.3 % である。

チャージーノの研究

チャージーノが発見されたら、次にすべきことはチャージーノと LSP の質量決定である。そのためには、チャージーノ崩壊で生じた 2 ジェット系のエネルギー分布を調べればよい。図 1.19-a) は図 1.18に対応するエネルギー分布の例である。分布の形の詳細は、崩壊バーテックスの構造によるが、端点の位置はチャージーノと LSP の質量のみで運動学的に決まる。従って、これから、チャージーノと LSP の質量が測定できる。図 1.19-b) はこのエネルギー分布をフィットすることで得られる $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$-$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での χ^2 の等高線である。この測定で期待される質量に対する統計精度は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 2.0$ GeV および $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq \pm 1.5$ GeV である。

軽い方のチャージーノと LSP の質量で、チャージーノ - ニュートラリーノ質量行列の三つのパラメータ $(M_2,\ \mu,\ \tan\beta)$ の内の二つが決まる。もし、チャージーノと LSP の質量比が、ほぼ $\frac{3}{5}\alpha_Y/\alpha_W$ ならば そのチャージーノの主成分はウイーノだと分かる。そうでなければ、ヒッグシーノとの混合が大きいはずで、軽いヒグシーノの存在が示唆される。

以上の解析は、チャージーノの実 W ボソンへの二体崩壊が許される場合も同様に行なえる。 2 ジェット系として再構成された W ボソンのエネルギー分布を測ればよいのである。図 1.20-a) はこうして得られるエネルギー分布の例

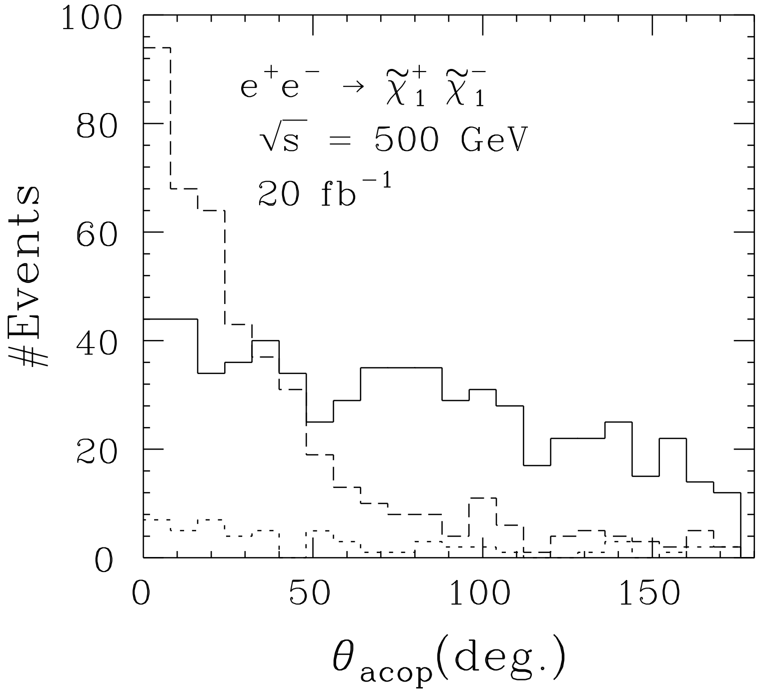


図 1.18: $m_0 = 400$ GeV、$M_2 = 400$ GeV、$\mu = 250$ GeV、$\tan\beta = +2$ の場合のレプトン + 2 ジェット終状態に対する、アコプラナリティーカット以外の全てのカットをした後のアコプラナリティー分布の例。モンテカルロ事象は $\sqrt{s} = 500$ GeV で 10 fb^{-1} (20 日) の統計に対応している。実線がチャージーノ対、破線と点線はそれぞれ W 対と $e^{\pm} \overset{(-)}{\nu_e} W^{\mp}$ からのバックグラウンドである。

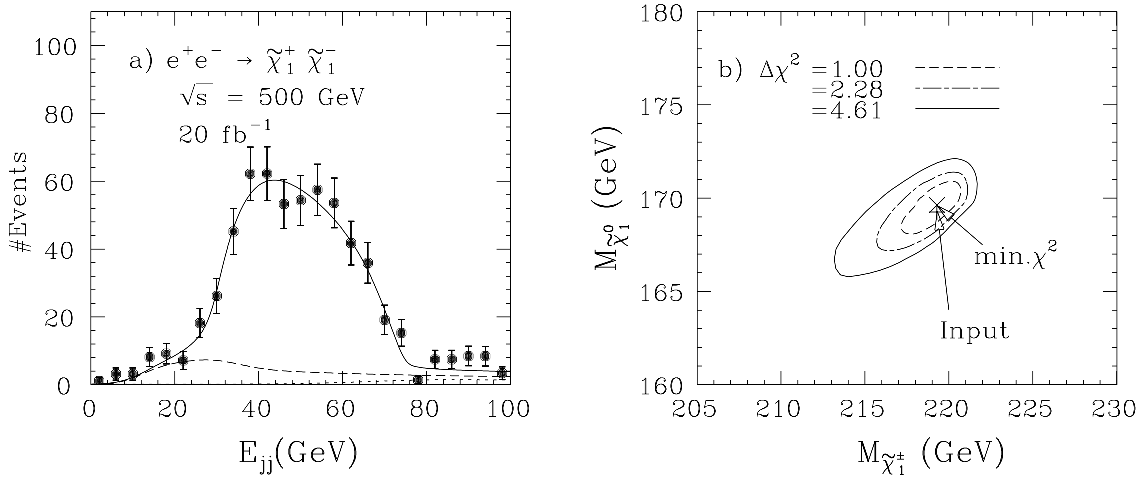


図 1.19: (a) チャージーノ崩壊で生じた 2 ジェット系のエネルギー分布。モンテカルロデータの統計は 20 fb^{-1}、超対称性のパラメータは図 1.18と同じである。データ点はバックグラウンドを含んでいる。実線はベストフィット曲線、破線と点線はそれぞれ期待される W 対と $e^{\pm} \overset{(-)}{\nu_e} W^{\mp}$ からのバックグラウンドの形を示している。(b) $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$、$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ をパラメータとして図 (a) をフィットした時の χ^2 の等高線。

である。また、図 1.20-b) はこのエネルギー分布をフィットすることで得られる $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$-$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での χ^2 の等高線で、この例で期待される質量に対する統計精度は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 10$ GeV である。この例のパラメータでは次節で述べる右手型スレプトンの方が軽く、それから LSP 質量が事前に分かっているはずである。これを使えば、チャージーノ質量に対する統計誤差は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 5$ GeV まで小さく出来る。

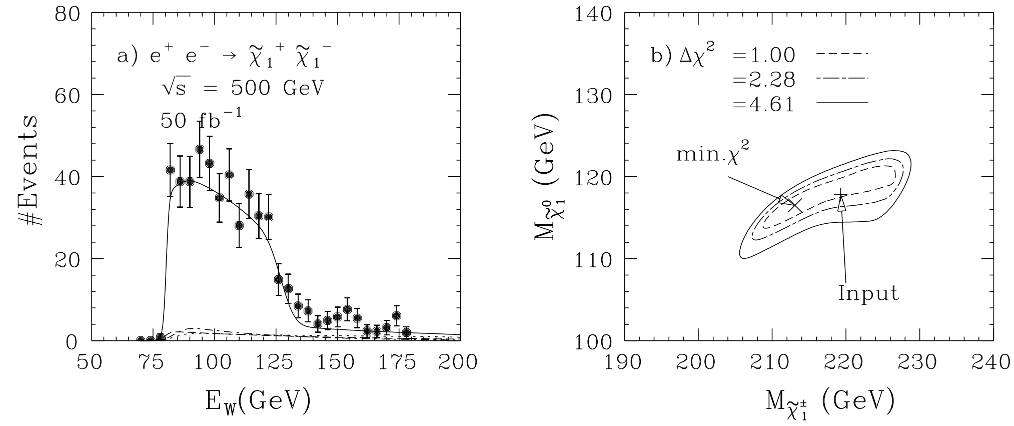


図 1.20: (a) チャージーノ崩壊で生じた W ボソンのエネルギー分布。モンテカルロデータの統計は 50 fb^{-1}、超対称性のパラメータは $m_0 = 70$ GeV、$\mu = 400$ GeV、$M_2 = 250$ GeV、$\tan\beta = +2$ である。データ点はバックグラウンドを含んでいる。実線はベストフィット曲線、破線、一点鎖線、点線はそれぞれ、W 対、$e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp Z^0$、その他 ($W^+W^-Z^0$、$e^+e^-W^+W^-$、$\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$) のバックグラウンドの形を示している。(b) $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$、$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ をパラメータとして図 (a) をフィットした時の χ^2 の等高線。

チャージーノが実 W ボソンへ二体崩壊する時には、LSP と チャージーノ質量が分かっているのでチャージーノの生成角を再構成できる[1]。こうして求まる生成角は二値となるが、その両方をプロットすると図 1.21-a) が得られる。

二つの解の内、間違った方はほぼ平坦な分布をする。このバックグラウンドを差し引くと図 1.21-b) が得られる。このチャージーノの生成微分断面積は超対称性のパラメータに関する独立な情報を与える。例えば、前方に事象が多いことのみからでも、t チャンネルのダイアグラムの寄与があることが分かる。

偏極電子ビームは、チャージーノの研究のための強力な武器である。例えば、右偏極の電子ビームを用いることにより、t チャンネルの スニュートリノ交換の寄与をなくすことが出来る。右偏極の電子ビームはまたウイーノ成分の寄与の大部分をも殺してしまう。$\tilde{W}^+\tilde{W}^-Z$ および $\tilde{W}^+\tilde{W}^-\gamma$ バーテックスはともに $\tilde{W}^+\tilde{W}^-W^3$ に起因するため Z^0 の質量が無視できる極限で右偏極の電子に結合しないからである。一方、ヒグシーノ成分はハイパーチャージの差から来る 4 倍程度の違いを除き、左右どちらの偏極電子にも結合する。従って、右偏極の電子ビームを用いることにより、チャージーノ中のヒグシーノ成分の割合を調べることが出来る。図 1.22 は $m_0 = 400$ GeV、$M_2 = 400$ GeV、$\mu = 250$ GeV、$\tan\beta = +2$ の場合の軽い方のチャージーノ対の生成断面積の偏極依存性を示したものである。しきい値近辺の振舞いが、偏極によらずに S 波の位相空間因子 β^1 で決まっている点から t チャンネルのスニュートリノ交換の寄与が小さいことが、また、偏極による断面積変化が数倍程度であることから、この場合のチャージーノがヒグシーノを主成分とするものであることが分かる。

超対称性の予言する軽いヒッグス粒子からの情報と合わせて、以上のような超対称粒子一つの研究からでも超対称性のパラメータに関する多くの情報を引き出すことが可能である。これは全て、電子陽電子反応のきれいさのおかげである。

[1] この場合 4 ジェット終状態を用いなくてはならないので、ジェットモードで W ボソンの 電荷の符合を知る必要がある。ここでは、二つの W ボソンの内少なくとも一方の電荷の符合がチャームクォークからのレプトン、あるいはチャーム中間子の再構成により決められると仮定する。

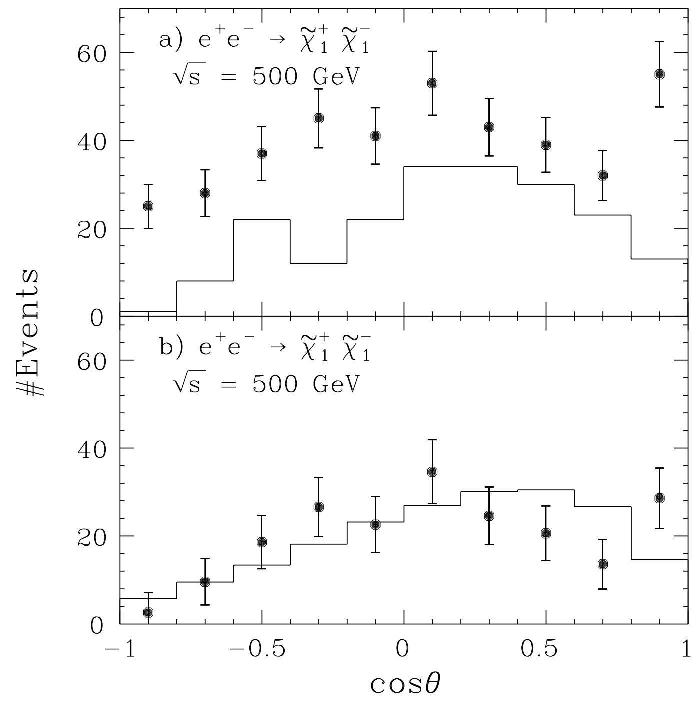


図 1.21: (a) 再構成した チャージーノの生成角の分布。モンテカルロデータ点は、図 1.20-a) に対応している。この図では、得られる二つの解を両方とも、電荷の符合が 100 % 決められるとしてプロットしている。ヒストグラムは、選ばれた事象に対する正しい生成角の分布である。 (b) 図 (a) で 間違った解から来るバックグラウンドを引いたもの。ヒストグラムは、残ったイベント数で規格化したモンテカルロ発生時の角分布。

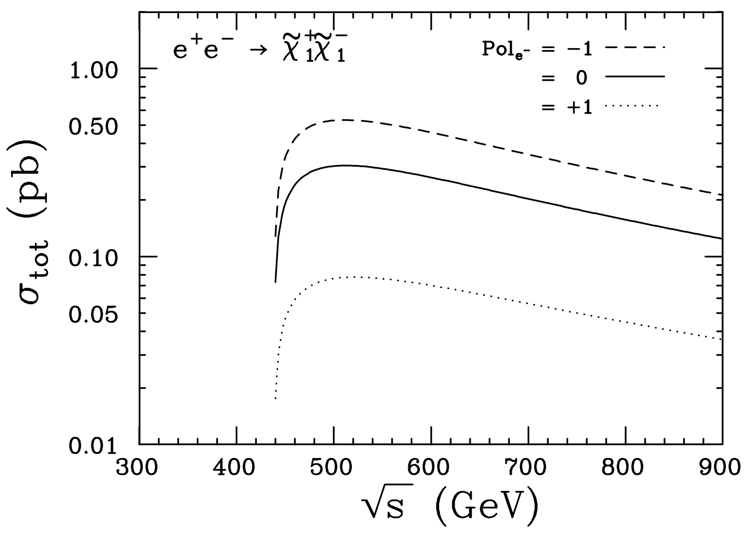


図 1.22: 軽い方のチャージーノ対生成の断面積の電子ビーム偏極依存性。ここでの超対称性のパラメータは $m_0 = 400$ GeV、 $M_2 = 400$ GeV、 $\mu = 250$ GeV、 $\tan\beta = +2$ である。

1.3.4 スレプトンの探求

スフェルミオン質量スペクトラムに関する一般論

JLC-I におけるスレプトンの発見は超対称粒子の質量スペクトラム全体を明らかにする突破口となり得る。超重力模型では、第一・第二世代の荷電スレプトン、すなわち $\tilde{e}$、$\tilde{\mu}$ の質量はほとんど縮退するため、これらの超対称粒子の研究は同時に遂行できる。そこからは、ゲージーノやスカラー質量に関する有益な情報を引き出すことが可能である。場合によっては、 μ や $\tan\beta$ に関する情報すら得られるであろう。この際だった可能性は、スフェルミオンに対する以下の質量公式に負う所が大きい:

$$
\begin{aligned}
m_{\tilde{l}_L}^2 &= m_0^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2-\alpha_0^2)+\frac{1}{22}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2\cos 2\beta(1-2\sin^2\theta_W),\\
m_{\tilde{\nu}_L}^2 &= m_0^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2-\alpha_0^2)+\frac{1}{22}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2\cos 2\beta,\\
m_{\tilde{l}_R}^2 &= m_0^2 - \frac{2}{11}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - m_Z^2\cos 2\beta\sin^2\theta_W。
\end{aligned}
$$

$\sin^2\theta_W$ が $1/4$ に近いことによる偶然の相殺により、 $\tilde{l}_L$ と $\tilde{l}_R$ の質量差は ほとんど ウイーノ質量パラメータ (M_2) のみで決まってしまう。また、普遍スカラー質量 (m_0) や真空期待値の比 ($\tan\beta$) に対する強い制限もつく。これらの質量公式は、また、右手型および左手型スレプトンの質量が各々ほぼ縮退すること、右手型の方が左手型の方より常に軽く、その質量差がゲージーノ質量で決まることを意味している。いずれにせよ、スレプトンが一つでも発見されれば、他のスレプトン発見の可能性は著しく高まる。

スレプトン対生成

スミュー対生成は電子陽電子対の仮想光子あるいは仮想 Z ボソンへの対消滅を通して起こり、その微分断面積は $\sin^2\theta$ のように振舞う。また、この生成全断面積はスミューの量子数だけで完全に決まってしまう。図 1.23は m_0-M_2 平面において $\sqrt{s}=500$ GeV でのスミュー対生成の全断面積を等高線として示したものである。 断面積の等高線が図 1.14-b) と良く似ている点に注意しよう。このことから、スレプトン対生成に対する探索限界がしきい値ぎりぎりまであることが分かる。

セレクトロン対生成は、これに比べ、より複雑である。ニュートラリーノの質量と相互作用の仕方に強く依存する t チャンネルのニュートラリーノ交換のダイアグラムの寄与があるためである。図 1.24 は図 1.23 と同様な断面積の等高線をセレクトロン対生成に対してプロットしたものである。 t チャンネルダイアグラムの存在はまた、セレクトロン対生成の角分布を変える。図 1.25 はセレクトロン対生成の微分断面積の例である。

スレプトンの崩壊

既に見たように、しきい値を一旦越えればスレプトン対生成の断面積は十分に大きいので、その検出は、そのスレプトンと LSP との間の質量差が大きく、 LSP へ直接崩壊の分岐比が十分に大きい限り、容易である。この条件は、LSP がある程度 ビーノ成分を持っていれば一般に満たされる。図 1.26-a) と -b) は、それぞれ、左手型、右手型のスレプトンの直接崩壊の分岐比を m_0-M_2 で示したものである。たしかに、パラメータ空間のほとんどの領域で $\tilde{\mu}_R$ は LSP に直接崩壊する。 図 1.27-a) と -b) は 対応する LSP との質量差の等高線である。パラメータ空間のほとんど全ての領域で、この質量差は検出可能な十分な大きさを持つことに注意する。従って、スレプトン対生成の信号は、ウイーノ対の場合同様アコプラナーなレプトン対である。ただしこの場合には、スレプトンの二体崩壊から来る終状態のレプトンのエネルギーは矩形分布をするため、ウイーノの三体崩壊との分離は容易である。特にスレプトン対のしきい値付近では、終状態のレプトンのエネルギーはほとんど単色である。また、しきい値領域の生成断面積の振舞いの違いからも、両者の識別が可能である。

LSP が ほぼ純粋なヒグシーノであれば、全く違った崩壊過程もあり得る:

$$\tilde{l} \to l\tilde{w}^{0*} \to l\tilde{h}^0 h^0 \,□。$$

この崩壊過程は、レプトン対 + $m(jj)\sim m_h$ なる 二つのジェット対という画期的な終状態を作る。この場合、 t チャンネルの寄与は無くなるので、そのことからも、 LSP が ヒグシーノを主成分とすることが分かるはずである。いずれにせよ、この場合のスレプトンの検出は容易であるので、以下では LSP が ビーノ に近い場合を扱おう。

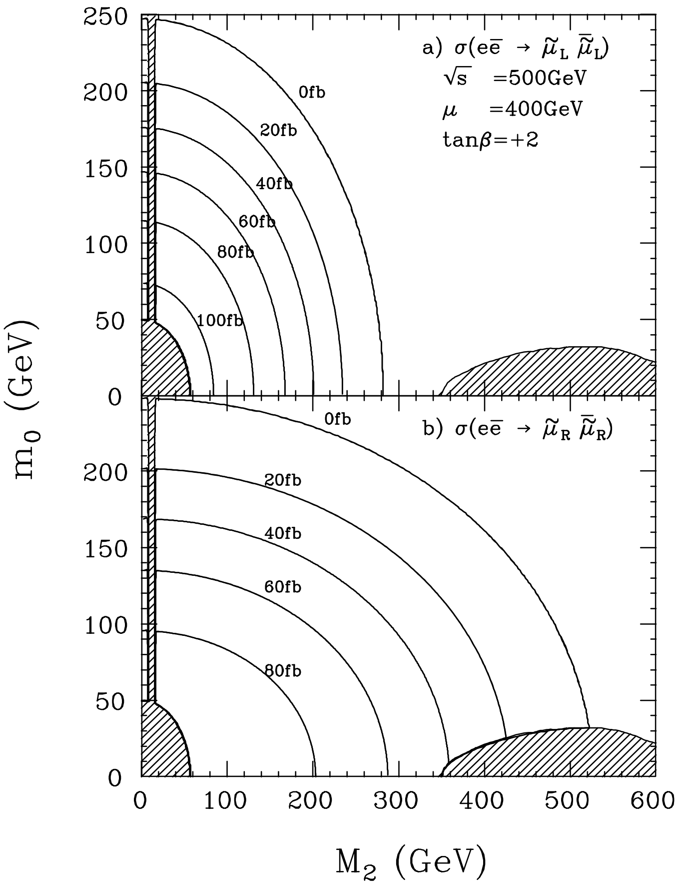


図 1.23: m_0-M_2 平面における $\sqrt{s} = 500$ GeV でのスレプトン ($\tilde{l} \neq \tilde{e}$) 対生成の全断面積の等高線。ここでは、超対称性のパラメータとして $\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ をとった。(a) $e^+e^- \to \tilde{\mu}_L^+\tilde{\mu}_L^-$、(b) $e^+e^- \to \tilde{\mu}_R^+\tilde{\mu}_R^-$。斜線の部分は LSP が 最も軽いニュートラリーノであるという仮定で排除される領域である。

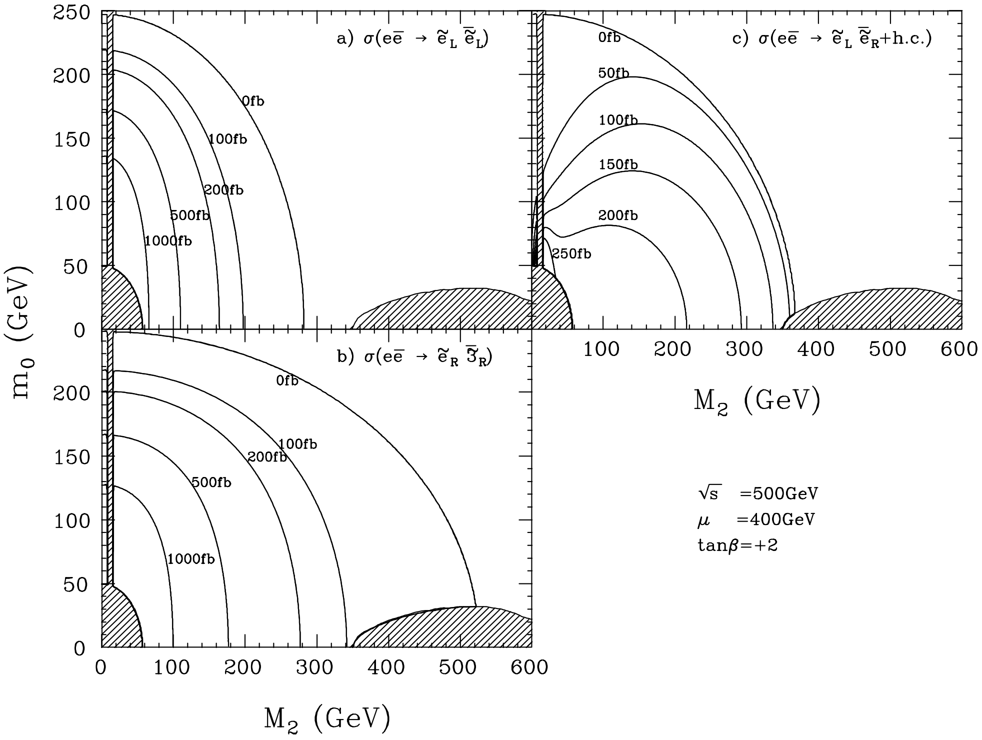


図 1.24: セレクトロン対生成に関する図 1.23 と同様なプロット。(a) $e^+e^- \to \tilde{e}_L^+\tilde{e}_L^-$、(b) $e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-$、(c) $e^+e^- \to \tilde{e}_L^+\tilde{e}_R^- + \tilde{e}_R^+\tilde{e}_L^-$。

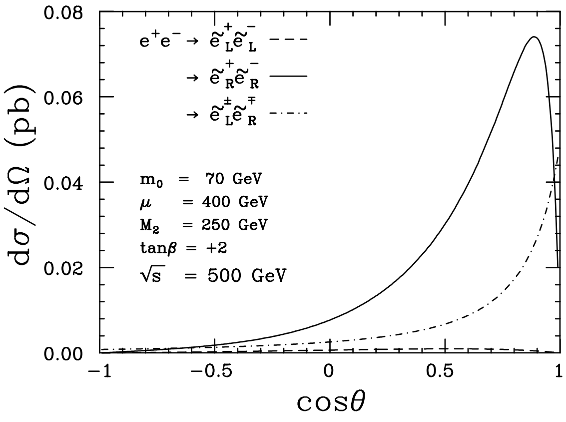


図 1.25: $\sqrt{s} = 500$ GeV でのセレクトロン対生成の微分断面積の例。超対称性のパラメータは, $m_0 = 70$ GeV、$M_2 = 250$ GeV、$\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ である。3本の曲線は $e^+e^- \to \tilde{e}_L^+\tilde{e}_L^-$（破線）、$e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-$（実線）、$e^+e^- \to \tilde{e}_L^\pm\tilde{e}_R^\mp$（一点鎖線）に対応している。

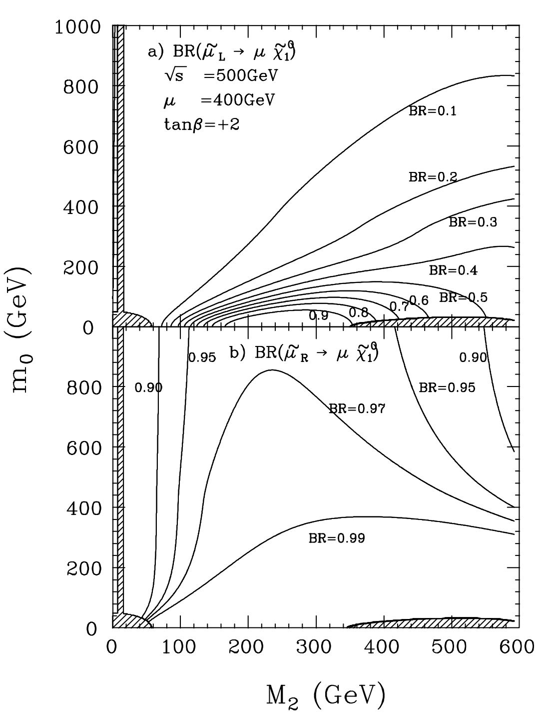


図 1.26: m_0-M_2 平面におけるスレプトンの LSP への直接崩壊に対する分岐比の等高線。(a) $\tilde{\mu}_L$、(b) $\tilde{\mu}_R$。超対称性のパラメータは $\mu = 400$ GeV、 $\tan\beta = +2$ とした。斜線の領域は LSP が 最も軽いニュートラリーノであるべしという要求で排除される部分である。

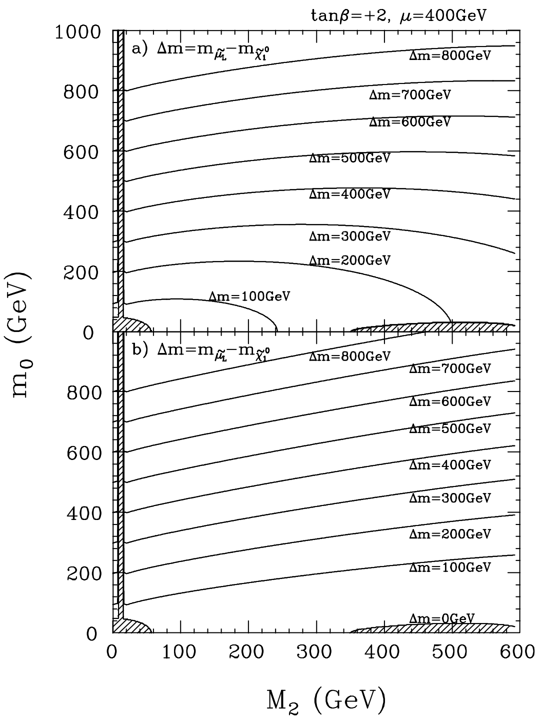


図 1.27: m_0-M_2 平面における スレプトンと LSP との質量差の等高線。(a) $\tilde{\mu}_L$、(b) $\tilde{\mu}_R$。超対称性のパラメータは図 1.26と同じ、すなわち、 $\mu = 400$ GeV、 $\tan\beta = +2$ である。

スレプトンの検出

図 1.28-a) と -b) は、それぞれ、$\sqrt{s}=350$ GeV におけるセレクトロン、スミューオン対生成の事象に対するアコプラナリティーの分布である。モンテカルロデータの統計は 20 fb^{-1} (40 日) で、超対称性のパラメータは、$\tilde{l}^{\pm}_L$ および $\tilde{l}^{\pm}_R$ がともに $\sqrt{s}=500$ GeV で対生成可能で、また、$m_{\tilde{l}^{\pm}_R} < M_{\tilde{\chi}^{\pm}_1}$ となるように選んである。アコプラナリ

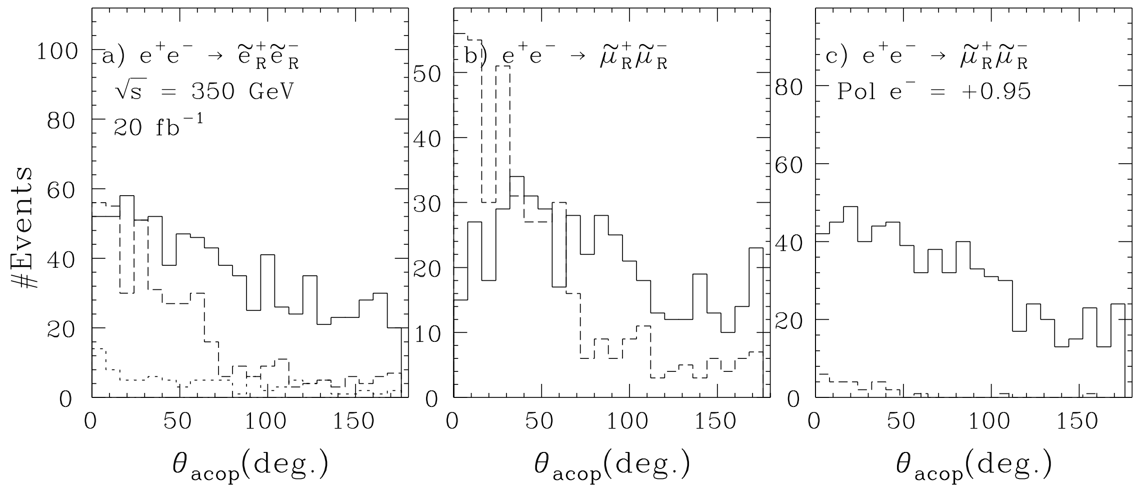


図 1.28: $\sqrt{s}=350$ GeV における (a) セレクトロン対、(b) スミューオン対の事象に対するアコプラナリティー分布。電子ビームの偏極度はゼロ、モンテカルロデータの統計は 20 fb^{-1} である。破線は W^+W^- からのバックグラウンド、点線は $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu_e}W^{\mp}$ からのバックグラウンドである。図 (c) は 図 (b) で電子ビームの偏極度を $Pol_{e^-}=+0.95$ とした場合である。

ティーにカットを入れることにより、主として W 対からなるバックグラウンドに対して、スレプトン対生成の信号を効果的に取り出すことが出来る。スミュー対生成の場合には、断面積が小さいため、S/N 比は幾分悪くなるが、これも、右偏極の電子ビームを用いることにより、大幅に改善できる。信号の断面積がほぼ倍増し、また、バックグラウンドをほぼ完全に落すことが出来るからである。図 1.28-c) は、電子ビームの偏極度を $\mathrm{Pol}_{\mathrm{e}^-}=+0.95$ とした時の例である。この場合の検出効率は、セレクトロンおよびスミューオン対生成の各々に対し、それぞれ 45.0% と 54.2% となり、また、バックグラウンドは無視できる程度になる。

スレプトンの研究

一旦、スレプトンが発見できれば、チャージーノの場合同様、終状態のレプトンのエネルギー分布からスレプトンおよび LSP の質量を決定できる。この場合、質量決定はチャージーノの場合より易しい。エネルギー分布の形が決まっているからである。図 1.29-a) は、電子ビームの偏極度を $\mathrm{Pol}_{\mathrm{e}^-}=+0.95$、積分ルミノシティー 20 fb^{-1} とした時の、スミューオン崩壊からのレプトンのエネルギー分布である。スレプトンの場合は断面積がより大きいのでその測定はより簡単である。エネルギー分布は、カットの効果で、期待される矩形分布からは若干ずれてはいるが、分布の端点は十分シャープで、容易に スレプトンおよび LSP の質量を決めることが出来る。図 1.29-b) は同じモンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線である。スミューオンおよび LSP の質量に対して期待される統計誤差は $\pm1\%$ である。

もし LSP が ビーノを主成分とするならば、その t チャンネル交換もセレクトロン対生成に寄与する。JLC の偏極電子ビームはここでも重要な役割を果たす。t チャンネル交換のダイアグラムは、セレクトロンのカイラリティーがビームのそれと一致する時だけに現れるからである。図 1.30 はセレクトロン対生成の断面積を $\sqrt{s}$ の関数として $\mathrm{Pol}_{e^-}=-1$、0、+1 の三つの場合について示したものである。$\tilde{e}^+_R\tilde{e}^-_R$ と $\tilde{e}^{\pm}_L\tilde{e}^{\mp}_R$ の場合、t チャンネル交換の寄与がビーノ成分のみから来ることに注意する。$\tilde{e}^{\pm}_L\tilde{e}^{\mp}_R$ は、特に興味ある過程である。この過程には s チャンネルの寄与が無く、t チャンネル交換の寄与のみを分離して調べられるからである。LSP の質量は分かっているはずなので、これらの断面積の偏極依存性の測定から LSP が 実際 ビーノ成分をどの程度持っているのかが調べられる。エネルギーを

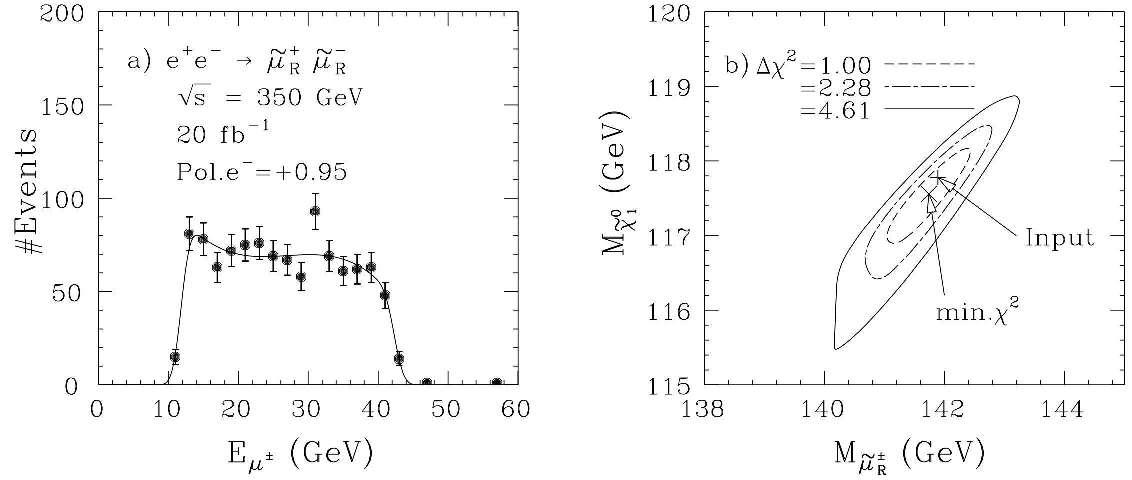


図 1.29: (a) 図 1.28-c) のモンテカルロデータに対応するスミューオン崩壊からの終状態ミューオンのエネルギー分布。実線は $m_{\tilde{\mu}}$ と $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ を自由に動かした際のベストフィット曲線である。(b) フィットから得られる $m_{\tilde{\mu}}$-$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での χ^2 の等高線。

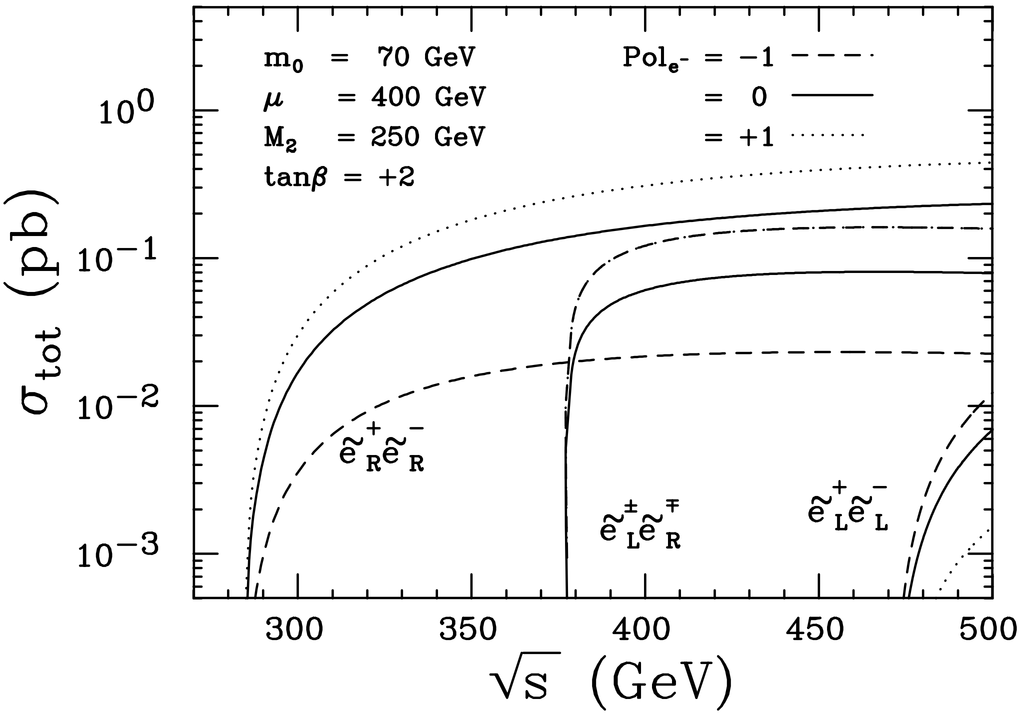


図 1.30: $\mathrm{Pol}_{e^-} = -1$、 0、 $+1$ の場合に対する $\sqrt{s}$ の関数として示したセレクトロン対生成の断面積。超対称性のパラメータは $m_0 = 70$ GeV、$M_2 = 250$ GeV、$\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ とした。$\tilde{e}_L^\pm \tilde{e}_R^\mp$ 生成は電子偏極によっては禁止される点に注意する。

上げることにより $\tilde{e}_L^+\tilde{e}_L^-$ 生成のしきい値を越えたなら、二番目に軽いニュートラリーノ、もっと正確に言えば ウイーノ成分の寄与を調べることも可能となろう。

同様の解析はスミューオン対生成についても行なえる。図 1.31 は スミューオンに関する図 1.30 に対応する図である。

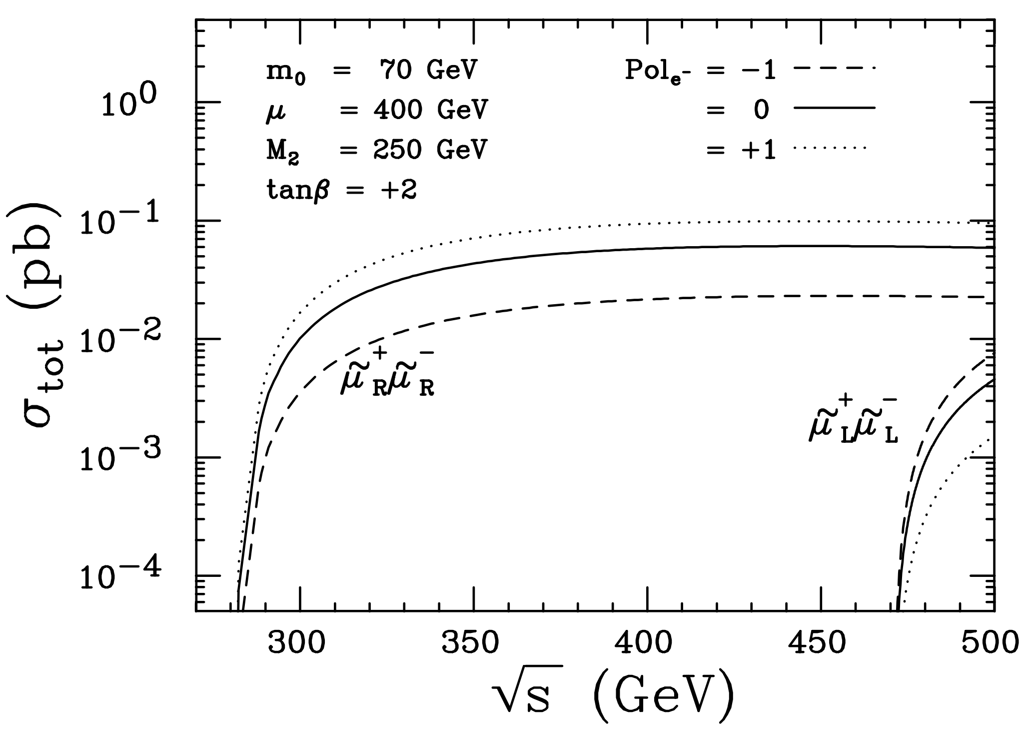


図 1.31: スミューオン対生成に対する 図 1.30 に対応する図。

スミューオン対生成の場合には、その断面積が量子数のみで決定されるため、電子ビームの偏極度依存性から生成された新粒子の量子数が確かにスミューオンのそれであることが確認できる。

微分断面積の測定も重要である。スレプトンと LSP の質量が分かれば、チャージーノの場合と同様に、終状態のレプトンの四元運動量から、親のスレプトンの生成角を再構成出来る。図 1.32-a) は、こうして得られる二つの解をスミューオン対生成に対してプロットしたものである。ヒストグラムは選ばれたスミューオン対生成の事象の正しい生成角分布である。これから、誤った方の解が平坦なバックグラウンドを作ることが分かる。このバックグラウンドを差し引いてモンテカルロデータ発生時の角分布と比較したのが図 1.32-b) である。図から、スミューオン対生成がスカラー粒子の s チャンネル生成に特徴的な $\sin^2\theta$ 型の振舞いをすること、つまり、スミューオンのスピンが確かに ゼロであることが分かる。

同様に、セレクトロン対生成に関しても角分布測定が出来る。図 1.33-a) と -b) はその例である。スミューオン対生成の場合と違って、この場合には、t チャンネルダイアグラムの効果で、前方にピークができる。このことから、この場合の LSP が ビーノを主成分とすることが結論できる。もし、LSP が ヒグシーノを主成分とするならば、t チャンネルの寄与は小さく、その分布はスミューオン対生成の場合に近づくはずだからである。こうして、微分断面積の絶対値および形の測定から、t チャンネルに交換されるニュートラリーノの素性が分かる。

ひとたびゲージーノ および スレプトンの質量が決められたなら、グルイーノやスクォークを含む他の超対称粒子の質量も予言できる。こうして、超対称粒子の系統的な探索が可能となる。

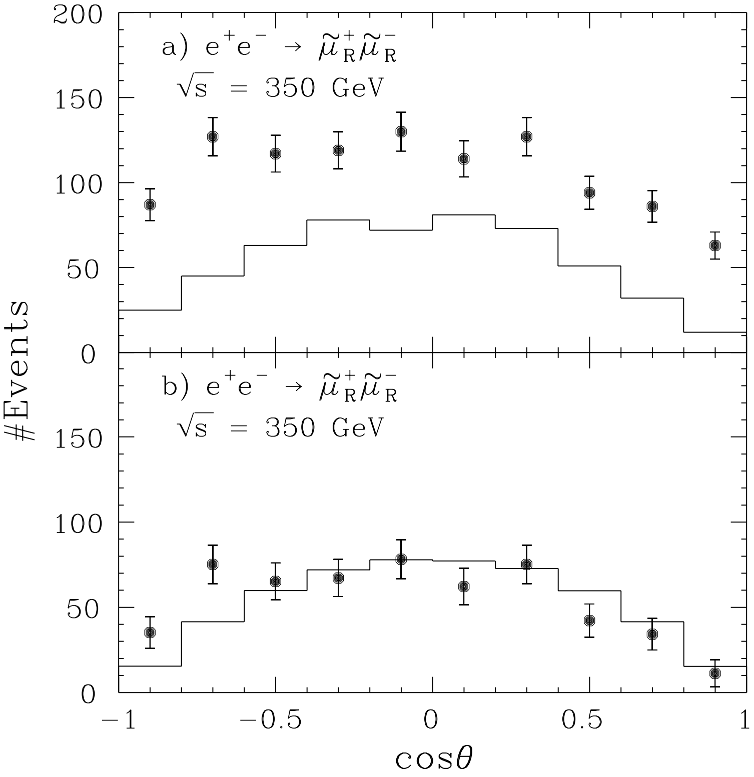


図 1.32: 終状態のミューオンの四元運動量から再構成された $e^+e^- \rightarrow \tilde{\mu}^+_R\tilde{\mu}^-_R$ 反応からの $\tilde{\mu}^-_R$ の角分布。(a) 二つの解の両方をプロットしたもの、(b) 間違った解からのバックグラウンドを差し引いたもの。図 (a) 中のヒストグラムは選ばれた事象の正しい角分布。また、図 (b) でのヒストグラムは発生時の角分布を規格化したもの。モンテカルロデータは図 1.28-c) と同じである。

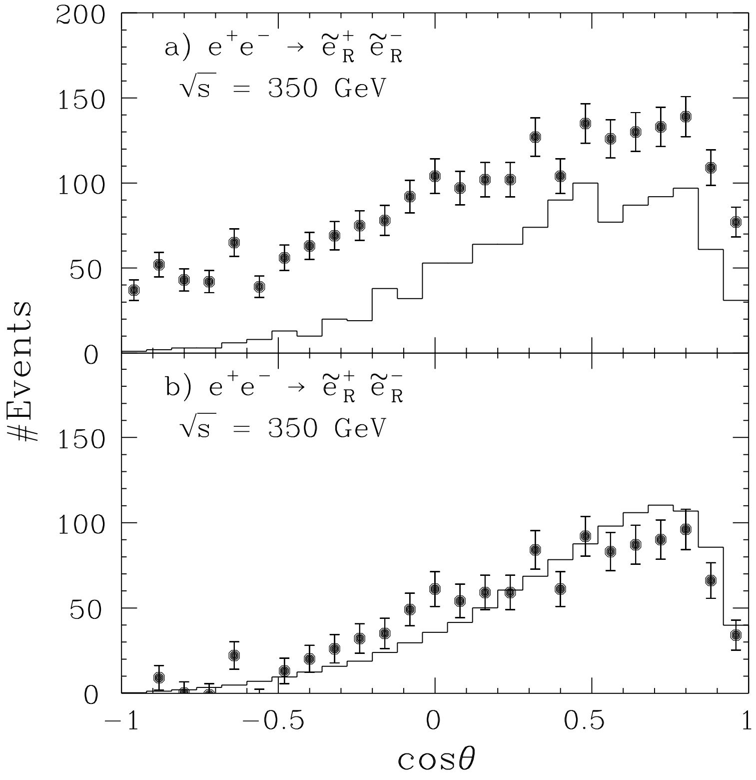


図 1.33: $e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-$ 反応からの $\tilde{e}_R^-$ の角分布に対する図 1.32-a) および -b) と同様の図。

1.3.5 超重力大統一模型の仮定の検証

前節で述べたように、JLC-I では 超対称粒子の探索がその運動学的な限界ぎりぎりに至るまで遂行できる。それのみならず、電子陽電子反応のきれいさのおかげで、それらの超対称粒子の性質の詳細な研究が可能である。重要なことは、それらの精密測定によって超対称大統一模型あるいは超重力模型の精密な検証が可能となることである。

一旦、最も軽い荷電超対称粒子が発見されれば、その超対称粒子だけからでも、超対称粒子の質量スペクトラムに関する極めて多くの情報が得られる。その質量スペクトラムの情報を指針として次々に新しい超対称粒子の探索が出来る。一方、これらの超対称粒子の質量が測定されれば、逆に超重力模型のパラメータ、特に M_2 と m_0 に強い制限が課せられる。運が良ければ、最小超重力模型のパラメータ全て $(M_2,\, m_0,\, \mu,\, \tan\beta,\, A,\, B)$ が決められるであろう。それどころか、超対称粒子の質量スペクトラムが本当にこれらの数少ないパラメータのみで決まるものか否かの検証も出来ることになる。超対称性の破れを記述するこれらのパラメータが、その起源を 超重力相互作用に持つことを思い起こせば、これは、プランクスケールの物理の検証可能性を示唆していることになる。

この節では、JLC における超対称粒子の探索と研究のシナリオを、荷電スレプトンが最初に発見されるような典型的な超対称性のパラメータを例に挙げて示す [36]。

既に述べたように、超重力模型では、軽い方のチャージーノ、あるいは右手型スレプトンが最初に発見される超対称粒子の候補となる。右手型スレプトンの質量は世代間でほぼ縮退する。これらのスレプトンのうち、右手型セレクトロン ($\tilde{e}_R$) は t チャンネルの $\tilde{B}$ 交換のダイアグラムからの寄与で $\tilde{\mu}_R$ あるいは $\tilde{\tau}_R$ の対生成より大きな断面積を持つ。そこで、右手型セレクトロンが、大きなアコプラナリティーを伴った電子陽電子対を終状態に持つ事象として最初に見つかるであろう。一旦、右手型セレクトロンが発見されたならば、電子ビームを右偏極させ、W 対生成等の バックグラウンドを落す。前節で述べたようにこれらのバックグラウンドが落せれば、他の右手型荷電スレプトン ($\tilde{\mu}_R$、 $\tilde{\tau}_R$) の発見も容易である。

得られたスレプトン対生成のサンプルを使って、スレプトンおよび LSP の質量決定が出来ること、また微分断面積の測定が出来ることは既に述べた通りである。この時点で、早くも最小超重力模型の最も重要な予言の一つ、つまり、スカラー粒子質量の世代間縮退の検証が出来る。もし、 $\tilde{e}_R$、 $\tilde{\mu}_R$ の質量縮退が確認されれば、これは、隠れたセ

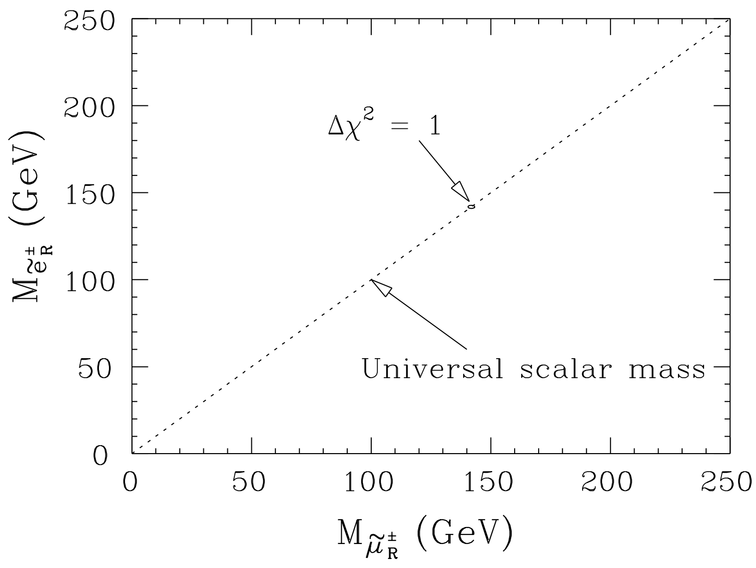


図 1.34: $m_{\tilde{\mu}_R}$-$m_{\tilde{e}_R}$ 平面における期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の 等高線。点線は隠れたセクターによる超対称性の破れのシナリオの予言。

クターによる超対称性の破れのシナリオに対する強い支持を与える。図1.34は、そのようなテストの例である。1%レベルの非常に精密な検証が出来ることが分かる。

セレクトロン対生成の場合には、t チャンネルの $\tilde{B}$ 交換の寄与で、s チャンネルの γ または Z への対消滅ダイアグラムしか持たないスミュー、スタウの対生成より断面積が大きくなる。つまり、セレクトロン対生成の断面積はビーノの質量 (M_1) を反映する。LSP の質量は レプトンのエネルギー分布から分かっているので、このことから、LSP が ビーノを主成分とするのか、あるいは ヒグシーノを主成分とするのかが判定できる。つまり、断面積が LSP の t チャンネル交換からの予測と一致すれば、ビーノ主体であるし、スミュー、スタウの場合と同じであれば、ヒグシーノ主体であることになる。中間的な場合には、ニュートラリーノ - チャージーノ質量パラメータ $(M_2, \mu, \tan\beta)$ に対する二つの制限が課せられることになる。既に述べたように、セレクトロン対生成の角分布からも同様な情報が得られる。

重要なことは、いずれの場合でも、$m_{\rm LSP}$ のみから軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$) 、二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_2^0$) の質量に対する上限が得られることである。図1.35-a) と -b) はこれらの上限を LSP の質量の関数としてプロットしたものである。LSP がヒグシーノに近い場合、軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$) 、二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_2^0$) もまたヒグシーノを主成分とし、これらの質量はほぼ縮退する。一方、LSP がビーノに近ければ、これらはウイーノを主成分とし、その質量は LSP 質量のほぼ二倍となる。実際には、これら二つの極端な場合の中間となるので、我々の興味のある領域では、質量上限は LSP 質量の二倍以下となる。

これらの質量上限値から、次の超対称粒子探索のための加速器の衝突エネルギーとして $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ 生成、あるいは $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ 生成のしきい値を越えるエネルギーを選ぶことが出来る。これらが、そのエネルギーで発見されなければ、最小超重力模型は困難に直面することになる。$\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ 生成の断面積は一般に小さいので、超対称性のパラメータの決定には、$\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ 生成の測定の方が有利である。既に述べたように、軽い方のチャージーノは、多くの場合、LSP+W へ直接崩壊し、その検出は容易である。パラメータ空間の特殊な領域では三体崩壊もあるが、LSP との質量差が極端に小さくない限り、その検出に大きな困難はない。ひとたびチャージーノが発見されれば、その質量測定 ($m_{\tilde{\chi}^\pm}$) や、偏極電子ビームを用いた断面積測定 ($\sigma_R(\tilde{\chi}^\pm)$) や $\sigma_L(\tilde{\chi}^\pm)$) も出来る。これらの測定、$m_{\rm LSP}$、$m_{\tilde{\chi}^\pm}$、$\sigma_R(\tilde{\chi}^\pm)$ を組み合わせ、大統一の条件 ($M_1/M_2 = \alpha_1/\alpha_2$) を用いることにより、ゲージーノとヒグシーノの混合が比較的大きければ、ニュートラリーノ・チャージーノセクターの三つのパラメータ全て、つまり、$(M_2, \mu, \tan\beta)$ が決まる。この場合には、重い方のチャージーノ質量が予言できる[2]。その予言どうりの発見は、ここで仮定した大統一の条件を強く支持するであろう。今考えている例では、$M_2 < \mu$ で、チャージーノが ウイーノを主成分とするため、μ と $\tan\beta$ を

[2] この場合、重い方のチャージーノの質量は軽い方のチャージーノと同程度のはずである。

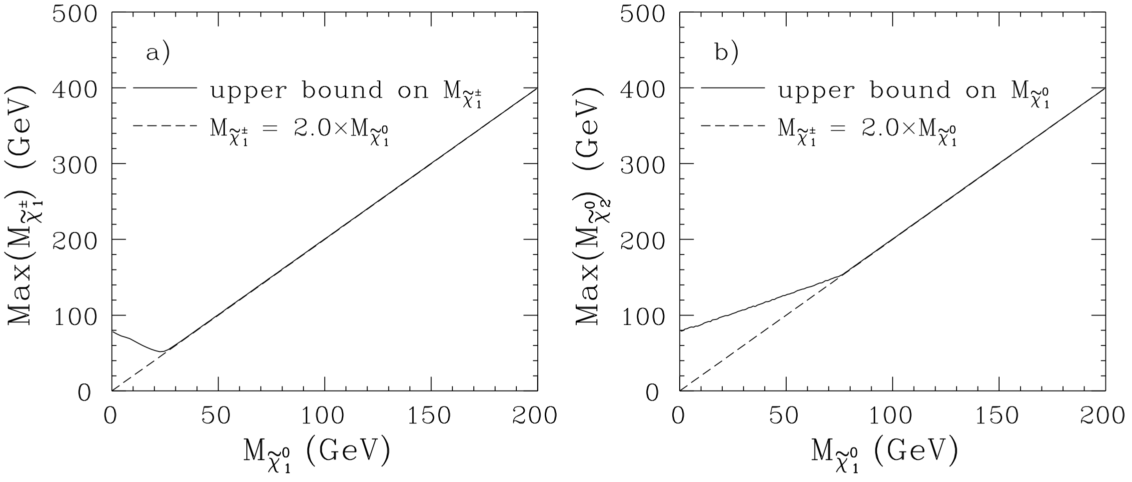


図 1.35: LSP 質量の関数として示した (a) 軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$)、 (b) 二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_2^0$) の質量に対する上限値。

決定するのは簡単ではない。しかしながら、この場合においてさえ、大統一の条件の検証は可能である。ビーノ質量 (M_1) がほぼ $m_{\rm LSP}$ に等しく、ウイーノ質量 (M_2) がほぼ $m_{\tilde{\chi}^\pm}$ に等しくなるからである。スレプトン対生成からの情報を含めたグローバルフィットにより、図 1.36に示した $(M_1,\, M_2)$ 平面での $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線が得られる。ここで、点線で示したのが大統一の条件である。超対称大統一模型の最も重要な仮定の一つが、こうして検証できる。

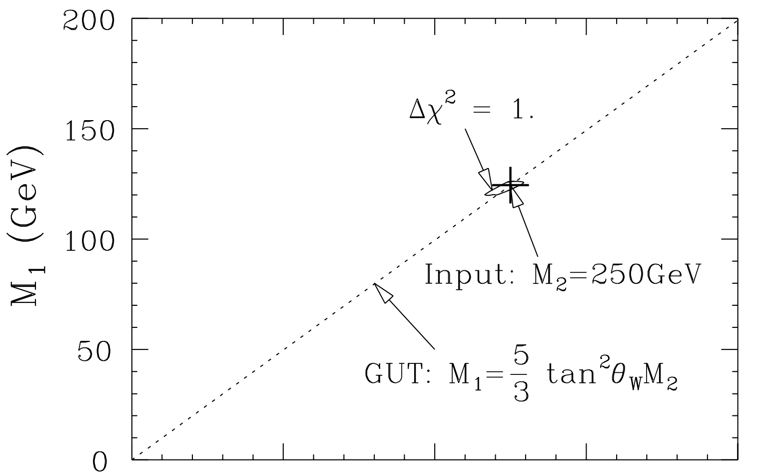


図 1.36: スレプトンとチャージーノの測定から期待される、 M_2-M_1 平面での $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線。点線は超対称大統一模型の予言。

軽い方のチャージーノ対生成の測定からは、もう一つの重要な情報が引き出せる。左偏極の電子によるチャージーノの対生成の断面積 ($\sigma_L(\tilde{\chi}^\pm)$) には t チャンネルのスニュートリノ $(\tilde{\nu}_L)$ 交換の情報が含まれているからである。ゼロ偏極の電子ビームによる軽い方のチャージーノ対生成の全断面積を $m_{\tilde{\nu}_L}$ の関数として図 1.37 に示した。 $m_{\tilde{\nu}_L}$ が左手型荷電スレプトンの質量 ($m_{\tilde{l}_L}$) との間に持つ模型によらない関係

$$m_{\tilde{\nu}_L}^2 \le m_{\tilde{l}_L}^2 = m_{\tilde{\nu}_L}^2 + (1-\sin^2\theta_W)m_Z^2|\cos 2\beta| \le m_{\tilde{\nu}_L}^2 + (1-\sin^2\theta_W)m_Z^2 \tag{1.4}$$

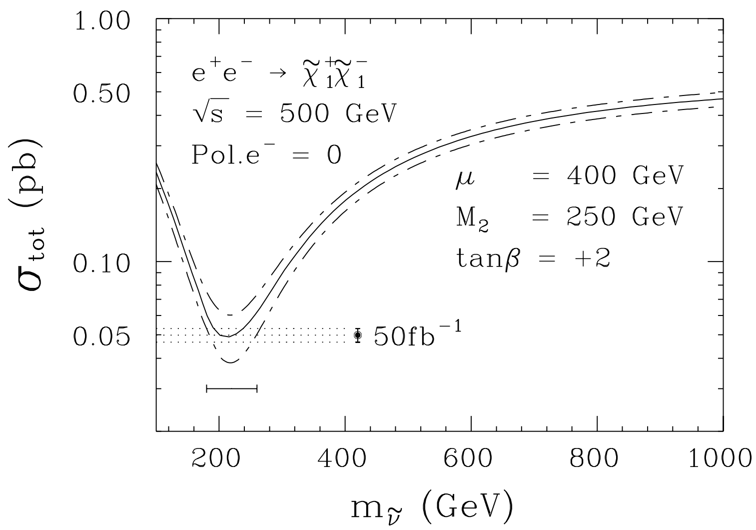


図 1.37: $m_{\tilde{\nu}_L}$ の関数として示したゼロ偏極の電子ビームによる軽い方のチャージーノ対生成の全断面積。一点鎖線で示したのはグローバルフィットの 1-σ 誤差限界である。

に注意しよう（ただし、ここで、$\tan\beta \geq 1$）。この関係から、左手型荷電スレプトンの質量に対する上限値が求まり、次に進むべきエネルギーが決まる。

左手型荷電スレプトンは、まず最初に、t チャンネルのビーノ交換によって起こる $e_R^- e^+ \to \tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^+$ 反応で探索されるであろう。それが予言された質量領域に発見されれば、スレプトンの超対称性が確認されることになる。好運であれば、上記の公式から $\tan\beta$ を決めることも出来るであろう。ここで、$m_{\tilde{l}_L}$ 測定の持つ重要な意味について言及しておかなくてはならない。つまり、$m_{\tilde{l}_L}$ 測定 を、右手型スレプトンと軽い方のチャージーノから得られた $m_{\tilde{l}_R}$ と M_2 に関する情報と組み合わせることにより、隠れたセクターによる超対称性の破れのシナリオにおける普遍スカラー質量の仮定の検証が出来ることである。超対称大統一の仮定のみから言えるのは

$$m_{\tilde{l}_L}^2 = m_5^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2 - \alpha_0^2) + \frac{1}{22}(\alpha_1^2 - \alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2 \cos 2\beta(1 - 2\sin^2\theta_W) \tag{1.5}$$

$$m_{\tilde{\nu}_L}^2 = m_5^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2 - \alpha_0^2) + \frac{1}{22}(\alpha_1^2 - \alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2 \cos 2\beta \tag{1.6}$$

$$m_{\tilde{l}_R}^2 = m_{10}^2 - \frac{2}{11}(\alpha_1^2 - \alpha_0^2)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2\theta_W \tag{1.7}$$

という関係である。ここで m_5 と m_{10} は **5**- あるいは **10**- 次元表現各々の内に共通するスカラー質量パラメータである。普遍スカラー質量の仮定は、m_5 と m_{10} が一致することを意味する。この場合、左手型荷電スレプトンと右手型荷電スレプトンの質量差はゲージーノ質量パラメータのみで決まる。

$$m_{\tilde{l}_L}^2 - m_{\tilde{l}_R}^2 \simeq \left(\frac{3}{2}(\alpha_0^2 - \alpha_2^2) - \frac{5}{22}(\alpha_0^2 - \alpha_1^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} \tag{1.8}$$

図 1.38は $m_{\tilde{l}_L}^2 - m_{\tilde{l}_R}^2$ と M_2^2 の平面上で期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線を普遍スカラー質量の仮定と比較したものである。 こうして、超重力模型構築の上で極めて強い制限が課せられる。

最後に、残りの左手型荷電スレプトン（$\tilde{\mu}_L$、$\tilde{\tau}_L$）の発見は、右手型荷電スレプトンの場合同様、質量の世代間縮退の検証を可能にする。さらに、左手型荷電セレクトロンの対生成から、t チャンネルのニュートラリーノ ($\tilde{W}^0$ 成分) 交換の寄与を調べることにより、これまでの解析で測られた超対称性のパラメータの整合性の検証も出来る。

以上では、右手型荷電スレプトンが最初に発見されると仮定して議論を進めてきた。しかしながら、軽い方のチャージーノが最初に見つかる場合でも、超対称性探求の戦略は基本的に同じである。チャージーノの研究からニュートラリーノ - チャージーノセクターの三つのパラメータが決まり、また、$\sigma_L(\tilde{\chi}^\pm)$ から $m_{\tilde{l}_L}$ の超重力の模型の詳細によ

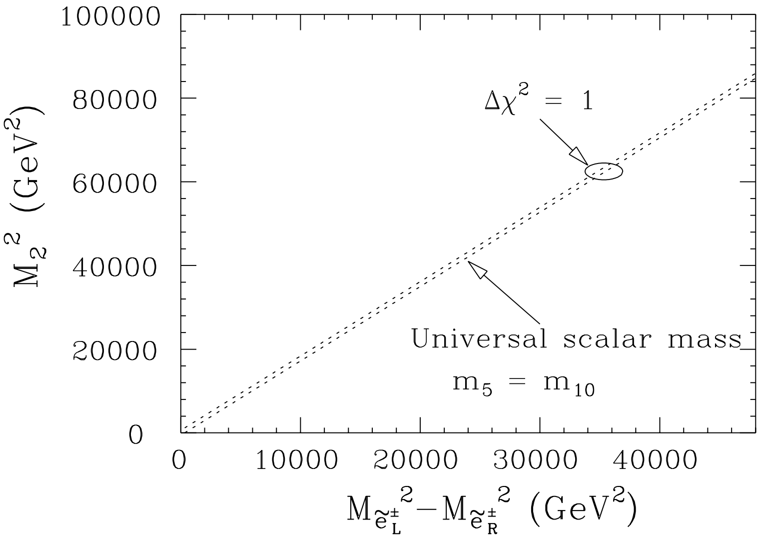


図 1.38: $m^2_{\tilde{l}_L} - m^2_{\tilde{l}_R}$ と M_2^2 ではられる平面上で期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線。点線は $\tan\beta = 0, 30$ に対応する普遍スカラー質量の仮定の予言。

らない上限値が求まる。さらに普遍スカラー質量の仮定をすれば、 $m_{\tilde{l}_R}$ にも上限値がつく。それ以降のシナリオは上記の例と同じになる。

1.3.6 第 3 世代スレプトンの研究

第三世代のスフェルミオンと超重力・大統一理論の物理

さきに述べた通り超重力模型では第一・第二世代のスカラーレプトンの質量は m_0、 M_2 のみで表されるが、第三世代のスカラーレプトン $\tilde{\tau}$、 $\tilde{\nu}$ の質量については以下のような質量行列の固有値であたえられる。

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} m^2_{LL} & m^2_{LR} \\ m^2_{LR} & m^2_{RR} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{\tau}_L} + m^2_\tau + 0.27D & -m_\tau(A_\tau + \mu\tan\beta) \\ -m_\tau(A_\tau + \mu\tan\beta) & m^2_{\tilde{\tau}_R} + m^2_\tau + 0.23D \end{pmatrix}. \tag{1.9}$$

ここで μ は以前にあらわれた ヒグシーノの質量変数、 A_τ は スカラー三点の超対称性を破る相互作用の変数であり $D \equiv -m_Z^2\cos(2\beta)$ である。

ここで $m_{\tilde{\tau}_L}$、 $m_{\tilde{\tau}_R}$ は超重力模型では m_0、 $M_{1/2}$、 $\tan\beta$、 A_τ の関数で、 第一・第二世代のそれとことなり得ること、 $\tilde{\tau}_L$、 $\tilde{\tau}_R$ は質量の固有状態ではないことに注意する。質量の固有状態 $\tilde{\tau}_{1(2)}$ は $\tilde{\tau}_L$、 $\tilde{\tau}_R$ の混合状態で

$$\begin{pmatrix} \tilde{\tau}_1 \\ \tilde{\tau}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{\tilde{\tau}} & \sin\theta_{\tilde{\tau}} \\ -\sin\theta_{\tilde{\tau}} & \cos\theta_{\tilde{\tau}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\tau}_L \\ \tilde{\tau}_R \end{pmatrix}, \tag{1.10}$$

$$m_{\tilde{\tau}_{1,2}} = \frac{1}{2}\left[m^2_{LL} + m^2_{RR} \mp \sqrt{(m^2_{LL} - m^2_{RR})^2 + 4(m^2_{LR})^2}\right], \tag{1.11}$$

$$\tan\theta_{\tilde{\tau}} = \frac{m^2_{\tilde{\tau}_1} - m^2_{LL}}{m^2_{LR}}. \tag{1.12}$$

という関係で表される。

第一・第二世代の間で成り立っていた質量の縮退が第三世代について成り立たないのは、第三世代の粒子が無視できない大きさの湯川結合でヒッグス粒子と相互作用しているためである。 MSSM では τ レプトンの湯川結合は

$$Y_\tau = -gm_\tau/(\sqrt{2}m_W\cos\beta)$$

であらわされ $\tan\beta$ が大きい時には無視できない大きさになる。$Y_\tau^2 \log(M_{GUT}/M_W)$ に比例する補正は $m_{\tilde{\tau}_{L,R}}$ を第一世代に比べ小さくする。さらに $\tan\beta$ が大きいと m_{LR}^2 の $\mu\tan\beta$ の項が大きくなるため、$\tilde{\tau}$ の質量はさらに小さくなる。このように超重力模型では、スタウ粒子は他のスレプトンに比べて軽くなることが予想される。

逆にスタウの二つの質量、スタウの混合角、タウの湯川結合が決定されると、$m_{\tilde{\tau}_{L(R)}}$ が決まり、超重力理論の予言を検証することができる。この値を決めることが大統一理論の模型を検証する上で特に重要であることが最近の研究で指摘されている。すなわち、大統一理論では M_{GUT} 程度の質量を持つ非常に重いカラーを持つヒッグス粒子とスタウが強い湯川結合で相互作用をしているため、$m_{\tilde{\tau}_{L,R}}$ の大きさが超重力模型の予言よりさらに小さくなることが指摘されているのである。

このようにスタウ粒子は他のスレプトンに先駆けて最初に発見される可能性があり、またその性質を詳しく調べることで大統一理論の証拠を得ることができる点で重要である。

スタウの生成

スタウ粒子は e^+e^- の衝突で s- チャンネルに Z、γ 粒子が交換されることによって生成される。この生成断面積は、電子ビームが偏極されていると、スタウの混合角に大きく依存する (図 1.39)。右偏極のときには散乱断面積がほぼハイパーチャージのみで決まっており、このため $\sigma(\tilde{\tau}_1^+\tilde{\tau}_1^-)$ は $\sin\theta_\tau \sim 1$ のとき最大になる。この依存性を利用してスタウ粒子の混合角を決定することが可能である。

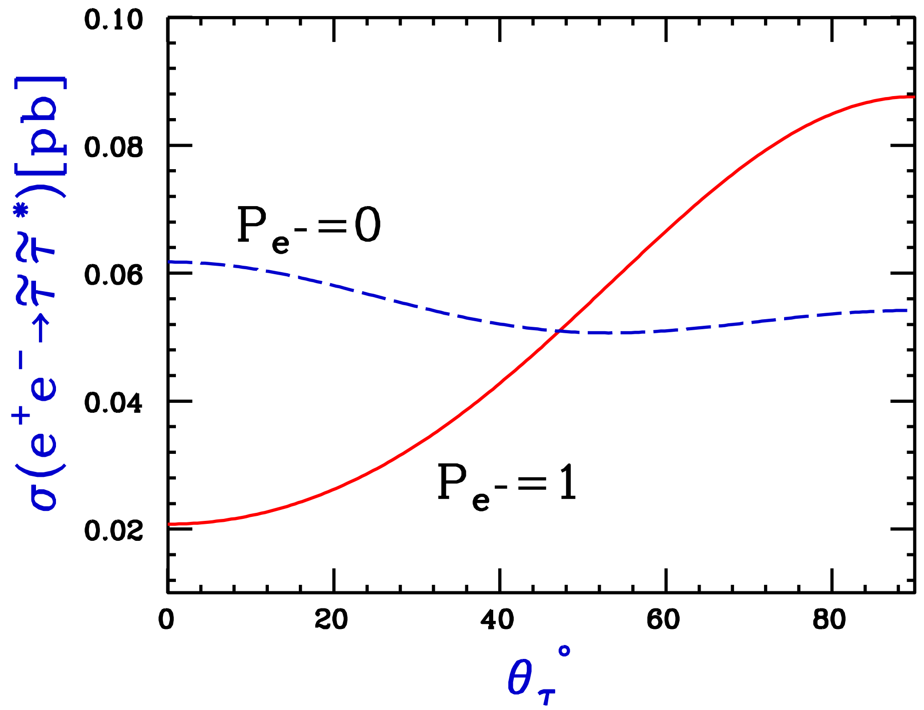


図 1.39: $\tilde{\tau}_1\tilde{\tau}_1$ の生成断面積のスタウ混合角 θ_τ に対する依存性。$m_{\tilde{\tau}} = 150$ GeV、$\sqrt{s} = 500$ GeV とした。右偏極 $(P_e = 1)$ されたビームでは断面積は θ_τ に強く依存している。

スタウの崩壊型とその探索

スタウ粒子 $\tilde{\tau}_1$ が生成されると チャージーノ (χ_i^+) とタウニュートリノ (ν_τ)、ニュートラリーノ (χ_i^0) とタウ (τ)、などに崩壊する。このうち、ニュートラリーノとタウへの崩壊が起きると、タウ粒子が終状態に残るため、スタウ粒子が生成された信号となる。

特にスタウが一番軽い荷電超対称粒子である場合には、スタウは一番軽いニュートラリーノとタウ粒子に崩壊する。終状態に現れるタウ粒子は、さらに崩壊して $e(\mu)\bar{\nu}_{e(\mu)}\nu_\tau$、$\pi\nu_\tau$、$\rho\nu_\tau \to \pi^+\pi^0\nu_\tau$ などの粒子になる。従ってスタウの生成は、終状態にレプトンもしくはハドロンの数のすくないジェットが二つある、アコプラナーな事象を作る。

この過程の探索において最も問題となるバックグラウンドは、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ という二光子過程である。電子・陽電子がビームパイプ内に逃げ、検出されなかった場合、スタウ生成と同様な終状態を作るためである。このバックグラウンドに対しては、横運動量損失（ミッシング P_T）カットがそれほど有効でないことに注意する。タウ粒子が崩壊する時にタウニュートリノが出ることで、バックグラウンドにはつねに大きな P_T が期待されるからである。ジェットの角分布、 $\cos\theta_{jet}$、とアコプラナリティ、 θ_{acop}、の両方に対するカットは有効であるが、前方に逃げた $e^\pm$ が持ち得る P_T 程度のミッシング P_T をもつ事象に対するバックグラウンドは非常に大きい。図 1.40では、 $\theta_{acop} > 30°$、 $|\cos\theta_{jet}| < 0.8$ のカットをした時の、バックグラウンドとシグナルの P_T 分布の例を示す。測定できる前後方（陽）電子の発生角、 θ_e^{veto}、をビーム軸から測って 150 mrad 以上とすると、 $P_T < 35$ GeV までは非常にバックグラウンドが多いことが見てとれる。この角度が 50 mrad まで下げられれば、 P_T カットは 15 GeV 程度で良いことが分かる。

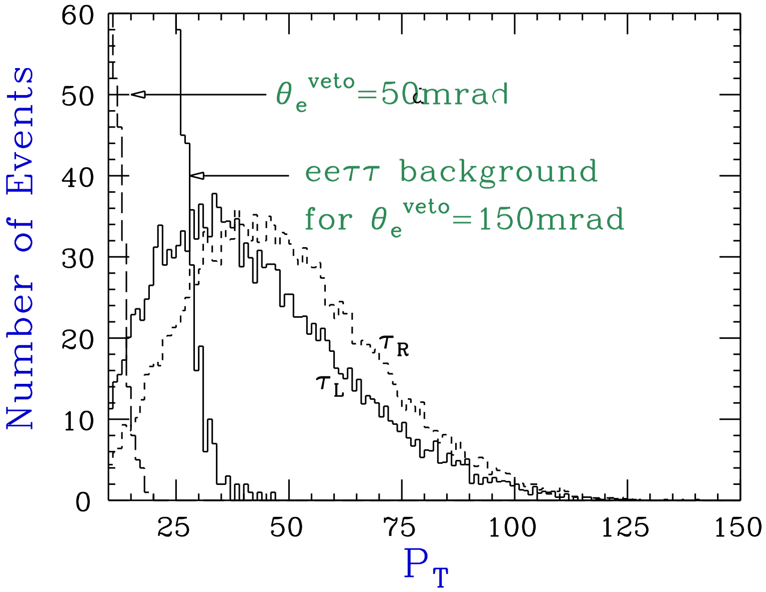


図 1.40: $|\cos\theta_{jet}| < 0.8$, $\theta_{acop} > 30°$ のカットを行なったあとの $\sqrt{s} = 500$ GeV でのシグナルと $e^+e^-\tau^+\tau^-$ 生成からくるバックグラウンドの P_T 分布。シグナルは $m_{\tilde{\tau}} = 150$ GeV、 $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV, $\sqrt{s} = 500$ GeV で 10^4 個のスタウ対生成があった時に相当するもの。一方バックグラウンドは $\int Ldt = 100\ fb^{-1}$ に対応している。 $\theta_e^{veto} = 150(50)$ mrad のときの $P_T < 35(15)$ GeV 以下のバックグラウンドが非常に大きい。

スタウの研究

タウ偏極

スタウの崩壊は二段階にわたって起こるため解析が複雑になるが、これを詳しく調べることにより第一・第二世代のスフェルミオンでは得ることができない、新しい情報を得ることができる。すなわち、スタウからくるタウ粒子の崩壊からできた粒子のエネルギー分布を調べることで、元のタウ粒子の偏極を調べることができる [55]。図 1.41では $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau\tilde{\chi}_1^0$, $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$, $\rho \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ という崩壊が起こった時の $E_{\pi^\pm}/E_\rho$ 分布を、中間状態のタウが右巻き左巻きに偏極している場合についてモンテカルロシミュレーションで示した。右巻きのタウは π^+, π^0 のいずれか一方にエネルギーを与えるのに対して、左巻きのタウ粒子は両方の π に均等にエネルギーを与える傾向にあることが見てとれる。スタウの対生成が 10^4 個程度ある時のモンテカルロシミュレーションの結果、タウ粒子の偏極を 8% の精度で決めることができることがわかる。

このタウ粒子の偏極の情報は、タウ粒子の持っている湯川結合を決定する上で非常に重要な働きをする。まずスタウの崩壊に関わる $\tilde{\tau}_{R(L)}$- χ_1^0-τ の結合について考察する。ニュートラリーノ（ $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$ ）は 荷電をもたないビー

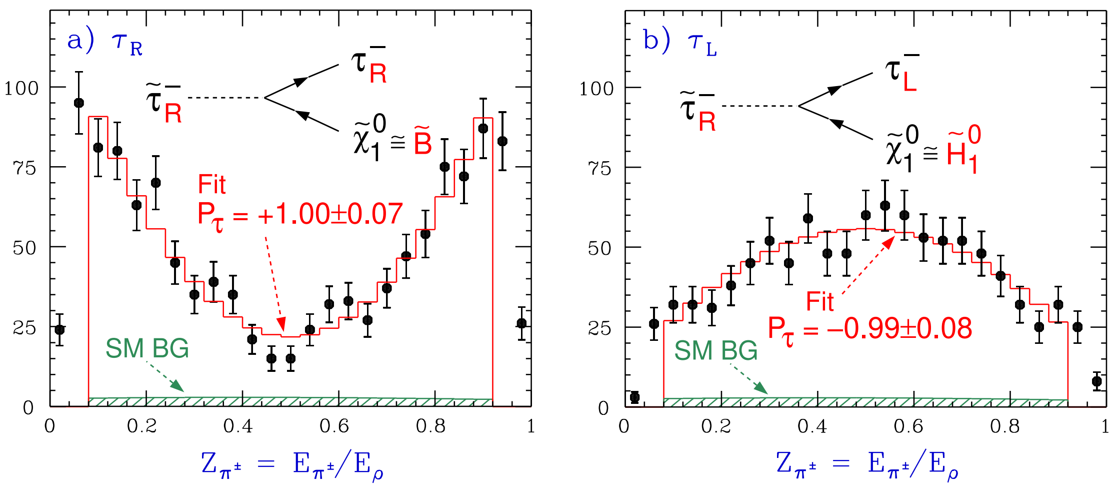


図 1.41: モンテカルロデータは 10^4 のスタウの対生成における $\tilde{\tau}_1 \to \tau\tilde{\chi}_1^0$, $\tau \to \rho\nu$、 $\rho \to \pi^+\pi^0$ 崩壊候補の $z_c = E_{\pi\pm}/E_{jet}$。ヒストグラムはそのベストフィット。

ノ ($\tilde{B}^0$)、ウイーノ($\tilde{W}_3^0$)、二つのヒグシーノ $\tilde{H}_1^0$, $\tilde{H}_2^0$ の混合状態でである。その質量行列は

$$\mathcal{M}_N(\tilde{B}^0, \tilde{W_3}^0, \tilde{H_1}^0, \tilde{H_2}^0) =$$
$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \sin\theta_W \sin\beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta \\ -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin\theta_W \sin\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

であり、質量の固有状態は

$$\tilde{\chi}_i^0 = N_{i1}\tilde{B}^0 + N_{i2}\tilde{W}^3 + N_{i3}\tilde{H}_1^0 + N_{i4}\tilde{H}_2^0$$

で表される。

図 1.42は $\tilde{\tau}_R$ とニュートラリーノの成分との相互作用を摸式的にしめしたものである。ビーノに対する場合と、ヒグシーノに対する場合とでは、単に結合の強さが異なるばかりでなく、終状態のタウ粒子の偏極が逆になっていることに注意する。

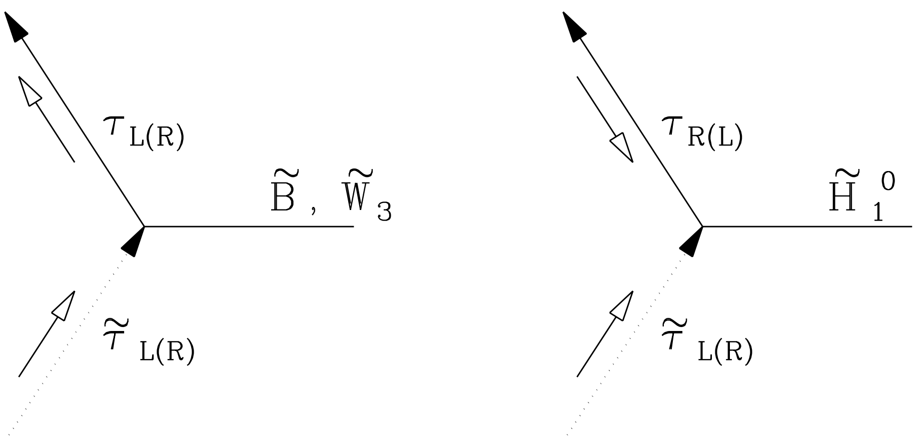


図 1.42: $\tilde{\tau}_R$、タウとビーノ ($\tilde{B}^0$)、ヒグシーノ ($\tilde{H}_1^0$) のファイマンダイアグラム。白矢印はカイラリティの流れをしめす。

一般に、ゲージー粒子の相互作用が粒子の偏極を保存するのに対して、ヒッグス粒子の相互作用は偏極を逆にする。このため超対称粒子間の相互作用についても、$\tilde{\tau}_{R(L)}$ がゲージーノ（ヒグシーノ）と相互作用すると、$\tau_{R(L)}(\tau_{L(R)})$ となる。タウ粒子の偏極はニュートラリーノの混合角 N_{ij}、スタウ粒子の混合角 $\theta_{\tilde{\tau}}$、タウの湯川結合によって決まっており、ニュートラリーノ がビーノである極限、スタウが $\tilde{\tau}_R$、$\tilde{\tau}_L$ であるそれぞれの極限について、以下の様な式で表される。

$$P_\tau\left(\tilde{\tau}_1 \to \tilde{B}\tau\right) = \frac{4\sin^2\theta_{\tilde{\tau}} - \cos^2\theta_{\tilde{\tau}}}{4\sin^2\theta_{\tilde{\tau}} + \cos^2\theta_{\tilde{\tau}}} \tag{1.14}$$

$$P_\tau\left(\tilde{\tau}_R \to \tilde{\chi}_1^0\tau\right) = \frac{\left(\sqrt{2}N_{11}\tan\theta_W\right)^2 - \left(Y_\tau N_{13}\right)^2}{\left(\sqrt{2}N_{11}\tan\theta_W\right)^2 + \left(Y_\tau N_{13}\right)^2} \tag{1.15}$$

$$P_\tau\left(\tilde{\tau}_L \to \tilde{\chi}_1^0\tau\right) = \frac{\left(\sqrt{2}Y_\tau N_{13}\right)^2 - g^2\left(N_{12} + N_{11}\tan\theta_W\right)^2}{\left(\sqrt{2}Y_\tau N_{13}\right)^2 + g^2\left(N_{12} + N_{11}\tan\theta_W\right)^2} \tag{1.16}$$

ここでニュートラリーノがビーノである極限以外では、スタウの偏極に湯川相互作用に対する依存性があることに注意する。ニュートラリーノの混合角、スタウの混合角に制限が付けられる状況では、タウの偏極の測定が湯川結合の決定に大きな役割を果たすことを後ほど議論する。

<u>質量の決定</u>

第一・第二世代のスレプトン・ニュートラリーノの質量は、スレプトンの崩壊から出てくるレプトンの矩形なエネルギー分布の両端を測ることで決定できた。しかしスタウについては、その崩壊から出てきたタウ粒子がさらにニュートリノとハドロンに崩壊するため、質量の測定をするには、タウの崩壊からきた粒子のエネルギー分布から、元のタウ粒子のエネルギー分布を決定する必要がある。

図 1.43ではジェットのエネルギー分布の例をタウ粒子の π, ρ の崩壊について示した。ジェットのエネルギー分布の上限はタウ粒子のエネルギー分布の上限と同じ所であり、ρ のエネルギー分布はタウ粒子のエネルギーの下限にピークをもっている。この二つの値が決定できれば、第一・第二世代のスレプトンの場合と同様にスタウとニュートラリーノの質量を決めることができる。エネルギー分布はタウの偏極によって大きく異なっているが、この偏極は先に述べた方法で抑えることが可能であることに注意する。

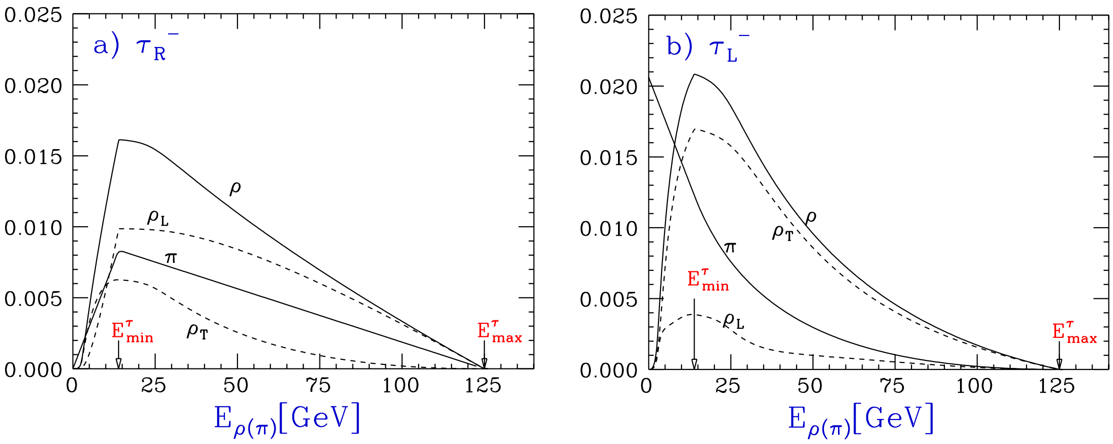


図 1.43: $\tilde{\tau} \to \tau_{L(R)}$、$\to \rho(\pi)$ 崩壊の $\rho(\pi)$ エネルギー分布。E^τ_{max}、E^τ_{min} はタウ粒子エネルギーの上下限値。$m_{\tilde{\tau}} = 150$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV,$\sqrt{s} = 500$ GeV とした。

図 1.44-a) では実際にバックグラウンドを含んだモンテカルロデータでのエネルギー分布とスタウの質量の決定のの程度をスタウ対生成が 10^4 個あった場合について示した。スタウの質量の決定精度は 2.6%、同時に決定される $\tilde{\chi}_1^0$ の質量の精度は 2.8% であった。この精度は他のスレプトンの質量の決定精度と比較すると多少見劣りするが、これはタウ粒子の崩壊によってタウエネルギーの分布の端点が求めにくくなっていることによっている。

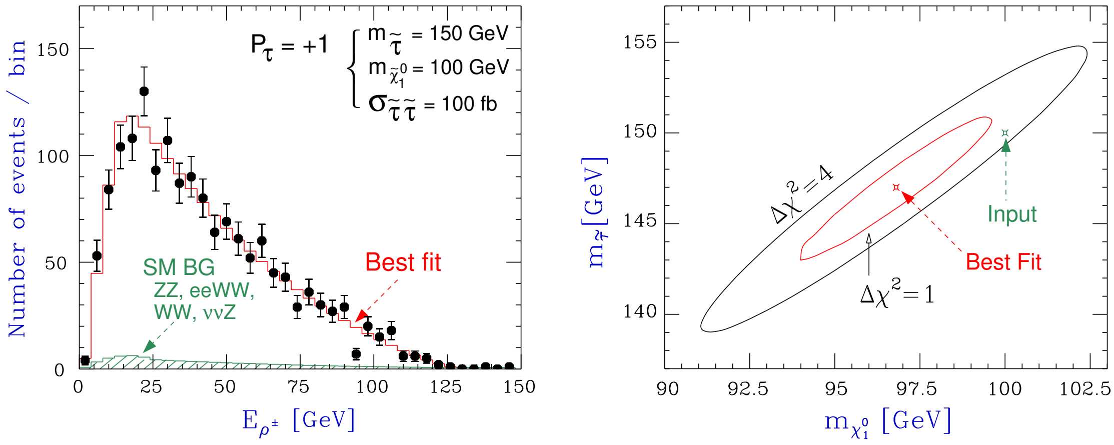


図 1.44: a)10^4 $\tilde\tau_1$ の対生成があり、全て $\tilde\chi_1^0\tau_R$ に崩壊した場合のモンテカルロデータのタウジェットのエネルギー分布とベストフィット。b) $m_{\tilde\chi_1^0} - m_{\tilde\tau_1}$ 平面での $\Delta\chi^2 = 1, 4$ の等高線。

このモンテカルロでは θ_e^{veto} として 50 mrad がとれることを仮定した。先に述べたように 150 mrad の場合 $P_T >$ 35 GeV というカットをおかねばならず、これがジェットのエネルギー分布を大幅に変えるからである（図 1.45）。この図から 50 mrad 程度の θ_e^{veto} が実現できなければこの方法でタウのエネルギー分布の下限を決めることが難しくなることがわかる。このときには χ_1^0 の質量を他のスレプトンの探索などから決める必要がある。

散乱断面積とスタウの質量とを決定できれば、スタウの混合角を決めることができる。図 1.46ではスタウの質量が 150 GeV、生成断面積が 50 fb（混合角が $\sin\theta_{\tilde\tau} = 0.7526$ に対応）の時の決定精度を積分ルミノシティーが 100 fb^{-1} のときについて示した。この場合には $\sin\theta_{\tilde\tau}$ は 6.5% の精度で決まることが分かった。

湯川結合の決定

スタウの偏極にはタウ粒子の湯川結合の情報が入っていることはすでに述べた。ここから湯川結合の情報を引き出すために、タウの混合角・ニュートラリーノの混合角を決定する必要がある。このうちタウ混合角についてはタウの生成断面積から決定できるが、他のスレプトン生成から来る情報も用いれば、ニュートラリーノの混合角を決定し、タウの湯川結合の情報を取り出すことができる。

図 1.47では特に $\tilde\tau_R$ が 100 GeV のニュートラリーノに崩壊したときのタウ偏極を、 M_1-$\tan\beta$ 平面で示した。M_1、 M_2 に関しては大統一を仮定した。ここでニュートラリーノの質量行列は M_1、 M_2、 μ、 $\tan\beta$ で完全に決定されることに注意する。ニュートラリーノの質量を仮定すればニュートラリーノの性質は二つの変数だけで決まってしまうのである。

次にタウ粒子の偏極・セレクトンの生成断面積などの情報があった場合に $\tan\beta$ がどの程度決まるかを、 M_1-$\tan\beta$ 平面で示す (図 1.48)。この図を書くにあたっては、モンテカルロシミュレーションで得られた検出効率が正しいとし、統計誤差のみでセレクトロンとスタウの生成断面積が決定できると仮定した。またセレクトロン・タウ・ニュートラリーノの質量の誤差がモンテカルロシミュレーションで得られた質量の誤差を統計的にスケールしたものと一致することを仮定した。さらに M_1、 $M2$ の間に大統一理論の関係を仮定した[3]。

この図では点で示される場所に模型のパラメータがある時に予想される $\Delta\chi^2 = 1$ の誤差が等高線で示されている。ニュートラリーノ、スタウ、セレクトロンの質量は、各々 100 GeV、 150 GeV、 200 GeV とした。図で左にいくほど $\tan\beta$ が決まらないのは、 $M_1 \sim m_{\tilde\chi_1^0}$ の時には $\tilde\chi_1^0$ が $\tilde B$ にちかくタウ粒子の偏極に $\tan\beta$ 依存性がないためである。一方 M_1、 $\tan\beta$ がある程度大きい領域では、 $\tan\beta$ を良い精度で決めることができることが分かる。

$\tan\beta$ は他の方法からも決めることが可能であるが、スタウからの決定は $\tan\beta$ が 10 以上の領域で特に有効である。一方 $\tilde e_L$、 $\tilde\nu_L$ の質量の差・チャージーノの前後方の非対称性などは、 $\tan\beta \sim 5$ 以下で非常に有効であり、 ヒッグス粒子生成を調べることは $\tan\beta \sim 10$ 程度まで有効である（図 1.49）。

[3] M_2 はチャージーノの生成を調べることによって M_1 と独立に決定できるが、ここでは簡単のため大統一を仮定した。

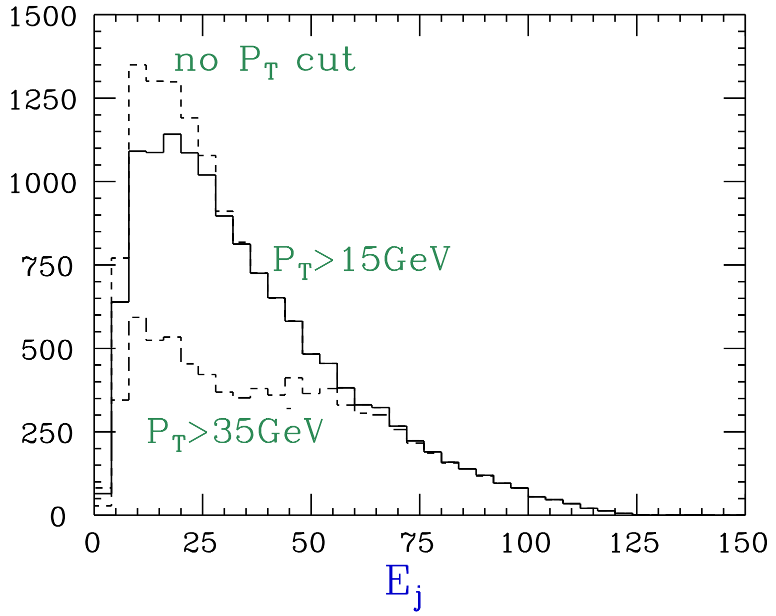


図 1.45: P_T カットによるジェットのエネルギー分布の変化。 $P_T < 35$ GeV では分布のピーク付近での信号の検出効率が著しく低いことがわかる。

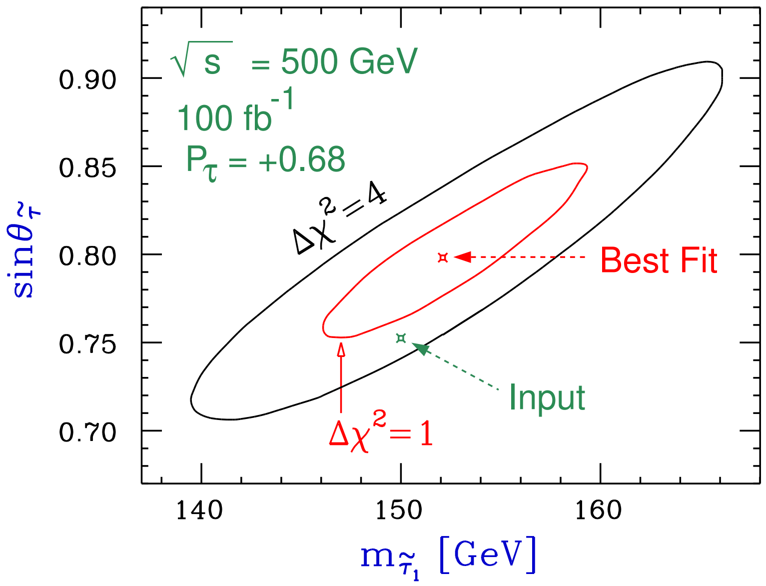


図 1.46: モンテカルロデータのフィットで得られた $m_{\tilde{\tau}_1}$-$\sin\theta_{\tilde{\tau}}$ 平面での $\Delta\chi^2 = 1, 4$ の等高線。 $m_{\tilde{\tau}} = 150$ GeV、$m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV、$\sqrt{s} = 500$ GeV $P_\tau = 0.6788$、 $\sin\theta_{\tilde{\tau}} = 0.7526$ とし、$\int \mathcal{L} dt = 100 \mathrm{fb}^{-1}$ に相当する 5000 のスタウ対生成をおこなった。またタウの偏極はスタウがビーノに崩壊した時の偏極に相当する。

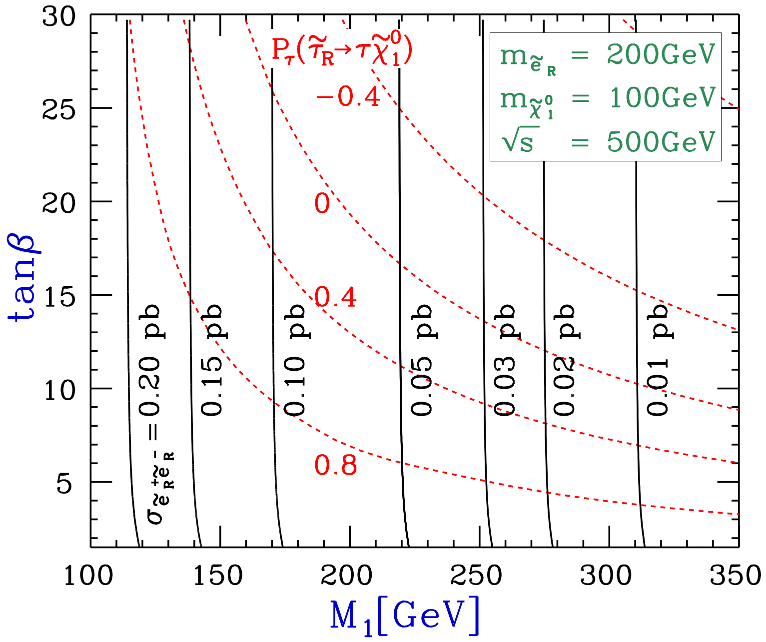


図 1.47: $\tilde{\tau}_1 \to \tau\tilde{\chi}_1^0$ 崩壊における、タウ偏極のニュートラリーノ混合角に対する依存性。ニュートラリーノ混合角は $(M_1, M_2, \mu \tan\beta)$ の四つの変数で決まるが、大統一の仮定 $M_1 = 5/3 \cdot \tan^2\theta_W M_2$、 $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV とし、$M_1 - \tan\beta$ 平面で示す。

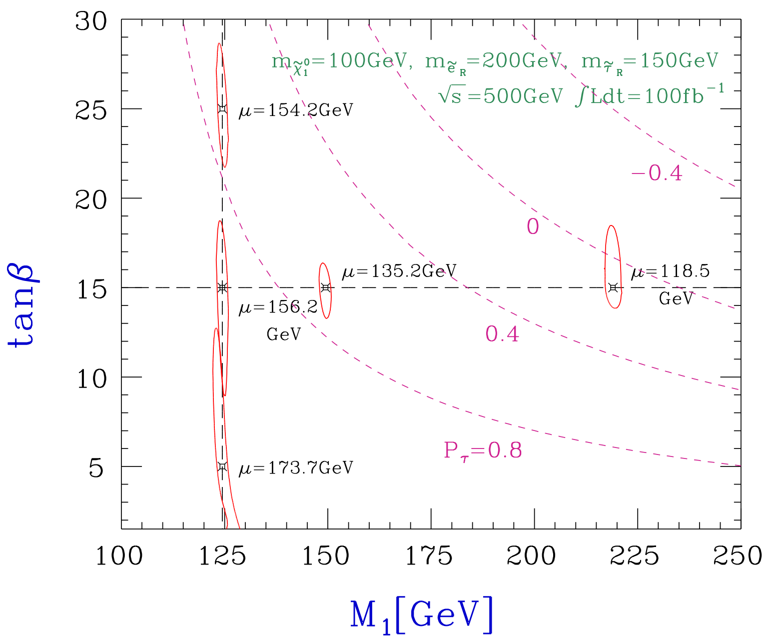


図 1.48: セレクトロン、スタウ生成から得られる $M_1, \tan\beta$ に対する 1σ の誤差。 $m_{\tilde{\tau}_1} = 150$ GeV、$\sin\theta_{\tilde{\tau}} = 1$ $(\tilde{\tau}_1 = \tilde{\tau}_R)$、 $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV$(\mu > 0)$、 $m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV とした。

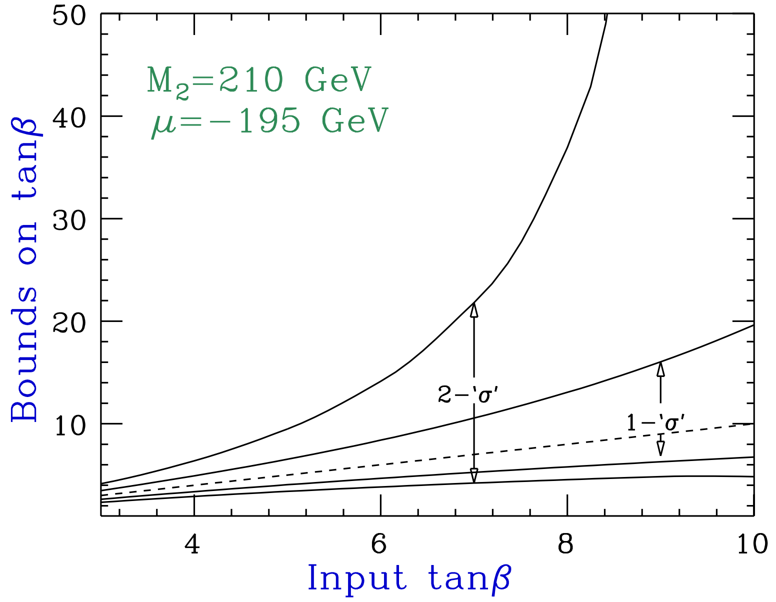


図 1.49: チャージーノ生成の前後方非対称性からえられる $\tan\beta$ に対する制限。インプットは $M_2 = 210$ GeV、 $\mu = -195$ GeV、 $m_{\tilde{\nu}_e} = 500$ GeV とし二つのチャージーノの質量の誤差はともに 2% と仮定した。

1.3.7 超対称理論の予言の検証

いままでの議論では超対称模型の独立変数である m_0、 M_1、 M_2、 μ、 $\tan\beta$ 等の決定について議論してきたが、この節では理論が超対称性理論の結合定数の関係をみたしていることを検証する方法を議論する。

超対称理論では粒子に対して超対称粒子が存在するだけでなく、粒子間の結合とそれに対応する超対称粒子間との結合は超対称性によって関係づいていることが要請される。このために、例えばヒッグス・ヒグシーノ・ゲージーノの結合と ヒッグス・ヒッグス・ゲージ粒子 の結合定数フェルミオン・スフェルミオン・ゲージーノ（ヒグシーノ）の結合定数に（摂動の最低次では）以下のような関係が成り立っている。

$$g_{\tilde{B}\tilde{e}_R e_R} = \sqrt{2}g\tan\theta_W = \sqrt{2}g', \tag{1.17}$$

$$g_{e_R\tilde{H}_1^0\tilde{e}_R} = g_{H_1^0 e_R e_L} = Y_\tau, \tag{1.18}$$

$$..... \tag{1.19}$$

超対称粒子が発見された場合、この関係を実験的に検証できれば、自然界に超対称性があることが定量的に検証されたことになる。ヒッグス・ヒグシーノ・ゲージーノのの結合はチャージーノの質量行列の非対角成分と関係しており、その測定は文献 [56] の中で議論されている。ここではセレクトロンの生成を調べることによって e-$\tilde{e}_R$-$\tilde{B}$ の結合がどの程度調べられるかについて考える。

仮にセレクトロンの結合のゲージ結合からのずれを

$$g_{\tilde{B}\tilde{e}_R e_R} = \sqrt{2}g' Y_{\tilde{B}}$$

とし、 $Y_{\tilde{B}}$ に対する $\tilde{e}_R\tilde{e}_R$ 生成からの制限について考える。ビームエネルギーが高く、またニュートラリーノの混合が無視できる極限 M_1、 $\mu \gg m_Z$ では $\tilde{e}_R$ の生成振幅は

$$\mathcal{M} \propto \sin\theta\left[1 - \frac{4Y_{\tilde{B}}^2}{1 - 2\cos\theta\beta_f + \beta_f^2 4M_1^2/s}\right]$$

という形で書ける。ここで θ は、電子ビーム軸から計ったセレクトロンの生成角である。右巻きセレクトロンの生成に関与する t- チャンネル に交換される粒子はビーノだけであり、 $s \gg m_Z$ は s- チャンネル の粒子交換もハイパーチャージだけに依存することに注意する。

この式から、セレクトロンの生成角分布 $d\sigma(e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-)/\cos\theta$ を測定すれば、 $Y_{\tilde{B}}$ に制限がつくことが分かる。このセレクトロンの生成角分布は、セレクトロン崩壊からくる電子・陽電子の方向とエネルギーから再構成することができることはすでに議論した。 $100\ \mathrm{fb}^{-1}$ のルミノシティとモンテカルロシミュレーションで得られた検出効率を仮定した時に、 $Y_{\tilde{B}}$ に対して得られる制限を図 1.50で示す。ここでは実験から得られる制限として、セレクトロンの質量、ニュートラリーノの質量、セレクトロン生成の角分布を用い、ニュートラリーノの質量行列については、 M_1、M_2 の間の大統一の条件を仮定した。

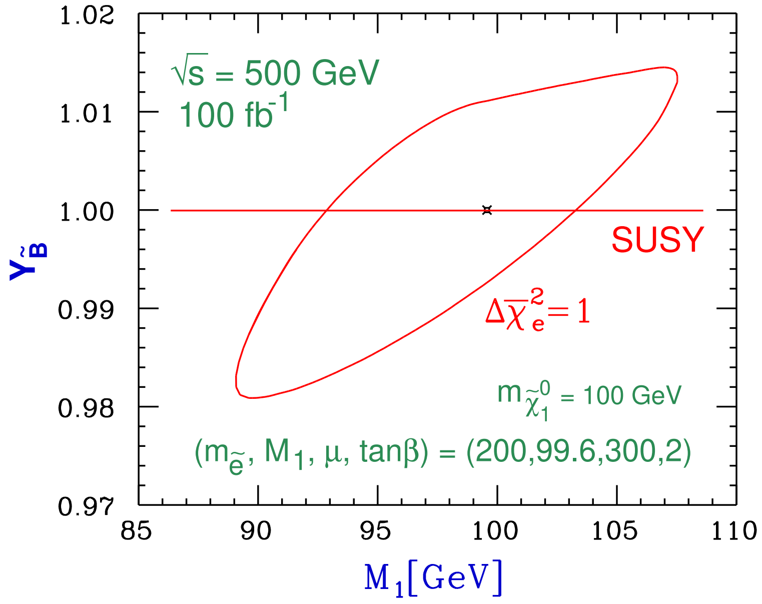


図 1.50: $\sqrt{s} = 500$ GeV $\int Ldt = 100fb^{-1}$ で質量 200 GeV の $\tilde{e}_R$ の対生成があった時の $g_{\tilde{B}\tilde{e}_R e}$ に対する制限。インプットは $\mu = 300$ GeV、 $M_1 = 99.57$, $\tan\beta = 2$ とし、 M_1-$Y_{\tilde{B}}(\equiv g_{\tilde{B}\tilde{e}_R e}/g'\sqrt{2})$ 平面での $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線を示した。

他のニュートラリーノやチャージーノの質量・相互作用の情報を、ここでは全く使っていないことに注意する。このような情報を組み合わせてイーノの質量行列が制限されれば、最終的には $Y_{\tilde{B}}$ や他の結合定数に対する制限は、粒子生成からくる統計から期待される精度に達し得る。一方、超対称理論では摂動の最低次では $Y_{\tilde{B}} = 1$ であるが、輻射補正の効果があると 1 からずれることが知られている。 $m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{l}}$ の場合にはこの補正の効果は

$$\delta Y_{\tilde{B}\tilde{e}_R e} \sim 0.007\log_{10}(m_{\tilde{q}}/m_{\tilde{l}}) \quad (1.20)$$

$$\delta Y_{\tilde{W}\tilde{\nu}e} \sim 0.02\log_{10}(m_{\tilde{q}}/m_{\tilde{\nu}}) \quad (1.21)$$

程度であり、予想される生成断面積への効果は $m_{\tilde{q}}/m_{\tilde{\nu}} \sim 10$ で各々 2.8%、 8.2% である。 $\tilde{e}_{L,R}$, $\tilde{\nu}_L$ 生成に十分な統計があれば、輻射補正の大きさを決定し、 $m_{\tilde{q}}$ に制限をつけることが可能なのである。

1.4 トップクォークの物理

1.4.1 概要

トップクォークに関連する詳細な実験は、リニアコライダーでの最も重要な研究テーマの一つである。近年トップクォークは TEVATRON で発見され、その後のデータの蓄積により、現在その質量は、

$$m_t = 176 \pm 8 \pm 10GeV \quad (1.22)$$

と報告されている [57]。

従って、JLC-I は、確実にトップクォークを対生成し、バックグラウンドの大きいハドロンコライダーではできない多くの重要な物理を可能にする。この質量域にあるトップクォークは、電弱相互作用をとおして bW に崩壊し、標準模型においては、その分岐比は実質的にほぼ 100% となる。そうでない場合でも、bW モードが主たる崩壊過程となる。この二体モードが支配的であるために、一般にトップクォークは大きな崩壊巾を持ち、$m_t = 170$ GeV の場合で $\Gamma_t = 1.4$ GeV、にまでなる。この大きな崩壊巾こそが、トップクォークの持つ他のクォークにない新しい特徴であり、JLC-I におけるトップクォークの物理をユニークなものとする。トップ対のしきい値付近では、トップクォークの大きな崩壊幅が赤外発散を止めるようにはたらくため、その生成過程は QCD の長距離における振舞いには依存しない。その結果、生成断面積に対して、摂動 QCD による信頼できる理論的予言が可能となる [58]。このことは、しきい値領域のトップクォーク対を用いて極めて明解な摂動 QCD の検証が出来ることを意味している。さらに重要なことは、QCD による寄与が正確に計算できるため、それ以外のより小さな効果、例えばヒッグス粒子の交換の効果、を抜き出す可能性が生まれることである。

しきい値領域でのトップクォークの物理を記述する基本的なパラメータは、その質量、崩壊幅、および、強い相互作用定数である。さらに、ヒッグス粒子の交換の効果が大きければ、トップ湯川結合を加える必要が出てくる。こうした状況のもとに近年、電子・陽電子によるトップクォーク対生成は極めて興味深い重要な物理課程であることが認識されるようになってきた。まず、トップクォーク対生成の全断面積に関する理論的な考察が行われ [59]、引き続きその実験的側面が検討された [60, 61, 62, 63]。さらに、微分断面積、トップクォークの運動量分布、前後方非対称度の理論的検討を進め [64, 65, 66]、全断面積から得られる情報とは全く独立な情報が得られることが解ってきた。一方、これらの検討を進めるなかで、実験から信頼できる物理量を得るためには、高次効果が無視出来ないことも解ってきた。そこで、リニアコライダーでの実験で目指す実験精度に対応した理論計算の精度を得る努力がなされ、最近、この主たるトップクォークの生成、崩壊過程にたいし、完全な $O(\alpha_s)$ の計算が完了した [67, 68, 69]。この計算には、グルーオンの放出を含め、終状態での相互作用（t と $\bar{b}$、$\bar{t}$ と b、および、b と $\bar{b}$ の間のグルーオン交換）が含まれている。これらの新しく計算された高次効果は大きく、例えば、終状態相互作用は $\sqrt{s} = 2m_t$ でのトップクォークの運動量を約 5 %減少させる。これはトップクォークの運動量分布から α_s を導出する際に α_s が約 $\Delta\alpha_s \simeq 0.01$ 変位することに対応している。トップクォーク対生成の全断面積にたいしては、これらの補正効果は互いに打ち消しあい影響をおよぼさない。ここ数年、これらの進展を踏まえ、高次補正を考慮したフォーマリズムをもちいて、実験からどのような情報を引き出すことが出来るかといった検討を進めてきた [70, 71]。

この報告書では、トップクォーク対生成の全断面積の測定に加え、トップクォークの運動量と前後方非対称度の測定の重要性を示す。特に、トップクォークの運動量測定に関しては、詳細なモンテカルロシミュレーションに基づき、トップクォーク対生成の全断面積の情報を使う事により、実際に運動量測定が可能となり、そこから重要な情報が引き出せる事を示す。これはまた同時に、トップクォークの物理実験に関し、その手順を含めた研究シナリオを示したものである。

1.4.2 理論的背景

しきい値領域で電子陽電子衝突によって生成された t と $\bar{t}$ は、互いにグルーオンを交換しつつゆっくりと遠ざかり、$\sim (m_t\Gamma_t)^{-1/2}$ の距離で電弱相互作用によって各々 bW^+ と $\bar{b}W^-$ に崩壊する（図 1.51）。この崩壊が QCD の非摂動領域に達する前に起こる点がトップの場合の著しい特徴である。従って、ここでは QCD の低エネルギー効果によらない摂動論的 QCD の明瞭なテストが可能となる。

しきい値領域では、t、$\bar{t}$ ともに速度が遅い（$\beta \ll 1$）ので、お互いに近くにとどまる時間が長く、何度もグルーオンを交換できる（図 1.52）。これがしきい値領域で $t\bar{t}$ 振幅が増幅される主たる要因である。 この効果は、摂動論ではしきい値特異性（$\propto 1/\beta$）として知られている。グルーオン交換一回毎にかかる強い相互作用の結合定数（α_s）は、この $1/\beta$ 因子によって打ち消されてしまう。そこで、n 回グルーオン交換の寄与（$O(\alpha_s/\beta)^n$）は n によらず $O(1)$ の補正となる。この主要な寄与を足し合わせたものを主要次近似と呼ぶことにするが、これは $t\bar{t}V$（$V = \gamma, Z$）ベクトルバーテックス、$\Gamma^{\mu}_{t\bar{t}V}$、に増幅因子として寄与する[4]。

図 1.52に示した Γ の定義式の両辺にグルーオンを一つつけ加えてみれば分かるように、$\Gamma^{\mu}_{t\bar{t}V}$ は、図 1.53に図示

[4] ここでの議論から、しきい値領域での適切な摂動展開パラメータは $\alpha_s \simeq \beta$ であり、次の次数の補正は

$$O(\alpha_s) \simeq \alpha_s(\alpha_s/\beta)^n \simeq \beta(\alpha_s/\beta)^{n+1} \simeq O(\beta)$$

となることが分かる。

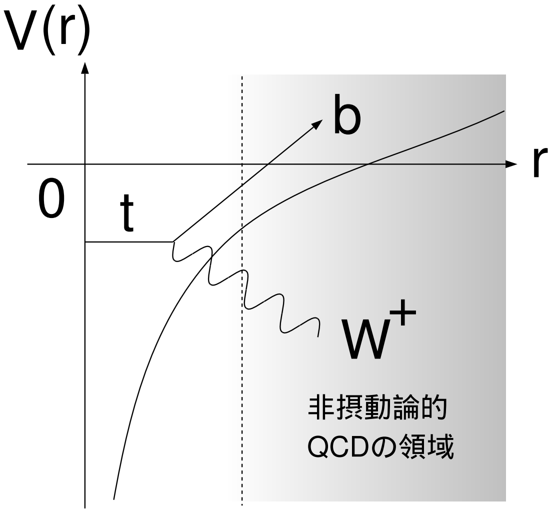


図 1.51: しきい値領域でのトップクォークの崩壊

したベーテ・サルピータ方程式を満足する。この方程式は、

$$\Gamma^{\mu}_{t\bar{t}V} = -\left(\frac{1}{D_t}+\frac{1}{D_{\bar{t}}}\right)\cdot\tilde{G}(\mathbf{p};E)\cdot\gamma^{\mu}$$
$$\tilde{G}(\mathbf{p};E) = \int d^3\mathbf{x}\, e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}G(\mathbf{x};E) \tag{1.23}$$

（ただし、D_t および $D_{\bar{t}}$ は t および $\bar{t}$ の伝達関数、$\mathbf{p}$ はその運動量、$E=\sqrt{s}-2m_t$ はしきい値を基準に取った重心系エネルギー）とおくと、非相対論的近似（$\beta \ll 1$）の元に、グリーン関数（$G(\mathbf{x};E)$）に対する以下のシュレーディンガー方程式に帰着する:

$$\left[-\frac{\nabla^2}{m_t}+V(r)-\left(E+i\frac{\Gamma_\Theta}{2}\right)\right]G(\mathbf{x};E)=\delta^3(\mathbf{x})。 \tag{1.24}$$

ここで $V(r)$ は、グルーオンの多重交換の効果を足し合わせたものに対応する QCD ポテンシャルであり、$r=|\mathbf{x}|$ は t と $\bar{t}$ クォークの相対的距離を表している。また、右辺の δ 関数は t、$\bar{t}$ が 1 点で対生成されることを示している。Γ_Θ はエネルギー運動量に依存したトッポニウムの幅で、トップクォーク幅 Γ_t のおよそ 2 倍である。

大雑把にいってここに現れる QCD ポテンシャルは、運動量のスケール $\mu \sim 1/r$ の所で評価した結合定数 $\alpha_S(1/r)$ を持つクーロンポテンシャルである：

$$V(r)\sim -C_F\frac{\alpha_s(1/r)}{r}。 \tag{1.25}$$

各々のトッポニウム共鳴状態中のトップおよび反トップクォークは、その波動関数の大きさ（空間的広がり）に従って決まる $\alpha_s(\mu)$ に対応した引力を受けることになる。典型的な波動関数の大きさは $\mu \sim \alpha_s m_t \sim (\mathrm{Bohr\ radius})^{-1}$ である。トップクォークは重いので、$t\bar{t}$ 束縛状態の中での運動エネルギーは、軽いクォークの束縛状態でのエネルギーを遥かに越える。従って、トップクォークは QCD ポテンシャルのより深い部分の探索を可能にする。

さて、上記のグリーン関数（$G(\tilde{\mathbf{p}};E)$）は、式（1.24）で右辺をゼロとおいた斉次シュレーディンガー方程式の共鳴エネルギー E_n をもった解 $\psi_n(\mathbf{x})$ と、そのフーリエ変換 $\phi_n(\mathbf{p})$ を用いて、以下で与えられる点に注意する：

$$\tilde{G}(\mathbf{p};E)\simeq -\sum_n \frac{\phi_n(\mathbf{p})\psi_n^*(\mathbf{x}=0)}{E-E_n+i\Gamma_n/2}。 \tag{1.26}$$

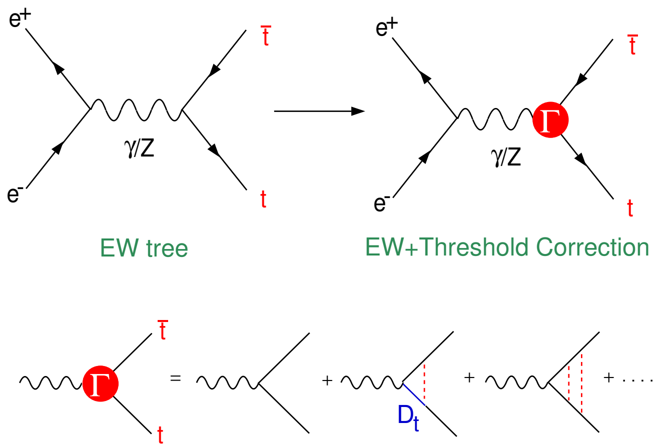


図 1.52: $t\bar{t}$ 対生成のダイアグラム。破線はクーロン的グルーオンである。

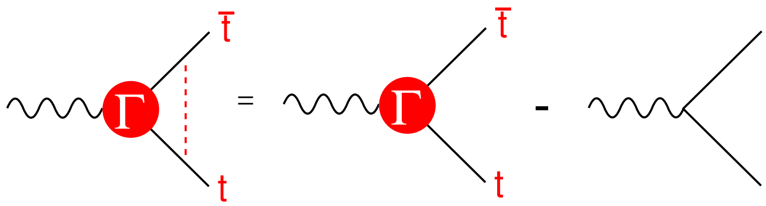


図 1.53: しきい値補正因子 (Γ) の満足するベーテ・サルピータ方程式。

全断面積と運動量分布

$e^+e^- \to t\bar{t}$ 反応の全断面積は光学定理を用いて得られる：

$$\sigma_{tot} \propto Im\, G(\mathbf{x}=0;E) \simeq -Im \sum_n \frac{|\psi_n(\mathbf{0})|^2}{E-E_n+i\Gamma_n/2}。 \tag{1.27}$$

全断面積は、重心エネルギーの関数として共鳴スペクトラムを示す。共鳴状態のレベル間隔は $\Delta E \sim \alpha_s^2 m_t$ の程度で、共鳴状態の幅は $\Gamma_n \simeq 2\Gamma_t$ である。 $m_t \gtrsim 170$ GeV の場合には、 ΔE と Γ_n が同程度になり、共鳴状態は互いに重なり合い、個々の共鳴状態の構造は薄れてしまう。そこで、しきい値領域では個々の共鳴状態が重なりあったものとして取り扱わなければならない。全断面積が波動関数の原点での値にしか依存しない点に注意する。

一方、しきい値領域でのトップクォークの運動量分布は、トップクォークの運動量 $\mathbf{p}$ を bW- ジェットの運動量から再構成する事により得られる。主要次近似では、トップクォークの運動量は運動量空間でのグリーン関数の二乗に比例する：

$$\frac{d\sigma}{d|\mathbf{p}|} \propto |\tilde{G}(\mathbf{p};E)|^2。 \tag{1.28}$$

そこで、式 (1.26) によって、トップクォークの運動量分布を使って、運動量空間での波動関数を測定する可能性が生まれる。この様にして、運動量分布の測定は全断面積の測定とは独立な情報を与えるものとして、物理のパラメータ決定に使われる。

前後方非対称度

しきい値近傍のトップクォーク対生成での前後方非対称度測定が議論されるようになった。主要な次数では、トップクォークは前後方対称に分布することが知られているが、次の次数まで考慮すると、以下の二つを源とし前後方非対称が現れることが明らかになったからである。

前後方非対称をもたらす主たる源は、ベクトルバーテックスと軸性ベクトルバーテックスの干渉である。$e^+e^- \to t\bar{t}$ 反応過程では、$t\bar{t}V$ $(V = \gamma, Z)$ ベクトルバーテックスは S 波と D 波の共鳴状態を作る。一方、$t\bar{t}Z$ 軸性ベクトルバーテックスは P 波の共鳴状態を生成するが、全断面積に対する P 波振幅の寄与は $O(\beta^2)$ で押さえられる。したがって、P 波の寄与は、主要な S 波との干渉効果としてのみ現れ、断面積への $O(\beta)$ の補正となる。この補正はベクトル結合と軸性ベクトル結合の干渉から現れるので $\beta \cos\theta$ に比例し、従って、$O(\beta) \simeq O(\alpha_s)$ の前後方対称性が現れる。

終状態相互作用もまた前後方非対称に寄与するが（図 1.54）、この効果は大きくなく $1 \sim 2\%$ 程度である。

従って、前後方非対称度の測定により、S 波と P 波が重なりの度合の測定が可能になる。

従来の軽いクォーク系では一般に、S 波と P 波の共鳴状態は分離していて、異なったエネルギースペクトルを示す。そして、どちらか一方の共鳴状態に重心エネルギーを固定すると、もう一方の共鳴状態からの寄与はなかった。しかし、トップクォーク質量の増大に伴って幅は急速に広がり、S 波と P 波の干渉が現れる。これが前後方対称性をもたらす最大の要因で、前後方対称度の測定結果は共鳴状態が混在する全断面積の測定では得られない共鳴状態の構造についての情報を与える。

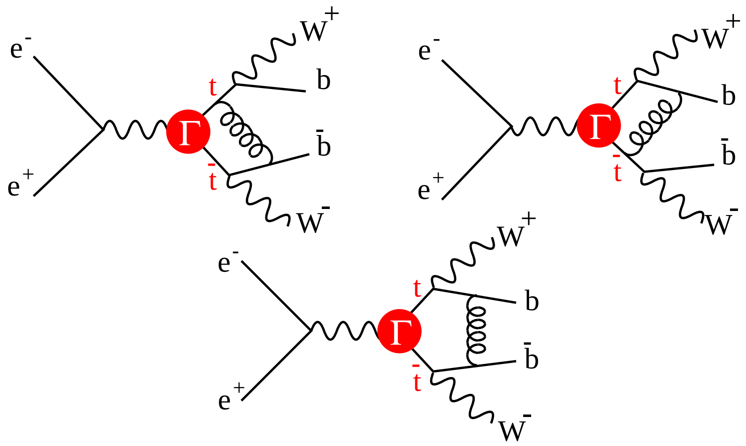


図 1.54: トップクォーク対生成終状態相互作用

1.4.3 しきい値領域での断面積測定

全断面積のパラメータ依存性

しきい値領域におけるトップクォーク対の生成断面積は次のパラメータに依存する。

$$(\sqrt{s}; m_t, \Gamma_t, \alpha_s(m_Z), m_H, \beta_H)$$

ここに、β_H は、標準模型の場合に規格化したトップクォークの湯川結合である。従って、しきい値領域の断面積測定によって、これらのパラメータを決定することが出来る。ここではまずビームの影響を無視して、しきい値領域で断面積がどのようにパラメータに依存するかを見る。

図 1.55-a) に示されるとおり、α_s の増加に伴い最初の S 波ピークの高さは増すが、ピーク位置は下方にシフトする。

これは、ポテンシャルが深くなるにつれて、結合エネルギーと原点での波動関数が大きくなるからである。この様にして、全断面積は二つの異なった状況、(a) m_t を固定し α_s を増加した場合、(b) α_s を固定し m_t を減少した場合、において、同様の振る舞いを示す。

一方、図 1.55-b) に見られるとおり、m_t とトップクォークの幅 Γ_t との相関は小さい。幅が小さくなるとピークの高さは上昇し、裾の部分はわずかに減少する。また、図 1.55-b) にある $|V_{tb}|^2$ の定義は

$$|V_{tb}|^2 = \Gamma_t/\Gamma_t(SM), \tag{1.29}$$

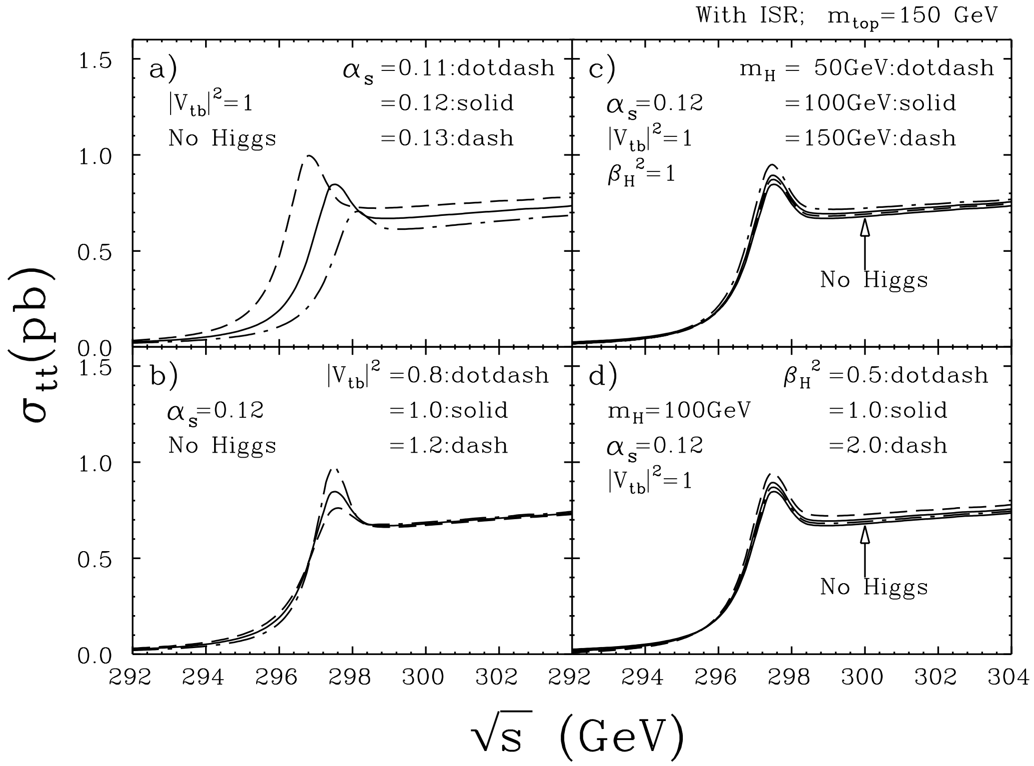


図 1.55: しきい値領域での断面積のパラメータ依存性。 (a) $\alpha_s(m_Z)$、(b) $|V_{tb}|^2$、 (c) m_H、および (d) β_H（規格化された湯川結合）。 $m_t = 150$ GeV の場合で、始状態輻射が考慮されている。

ただし、$\Gamma_t(SM)$ は 標準模型で $t \to bW$ への分岐比が 100% としたときの崩壊幅である。標準理論を越える $t \to bH^+$ や $t \to \tilde{t}\tilde{X}^0$ の新しい崩壊過程が現れた場合には1を超える。

トップクォークに関連する最も興味深い新現象はヒッグスの効果である。第一近似では、この効果は湯川ポテンシャル（引力）

$$V_H(r) = -\frac{\sqrt{2}G_F}{4\pi}(\beta_H m_t)^2 \frac{\mathrm{e}^{-m_H r}}{r}, \tag{1.30}$$

によって与えられるので、ヒッグス交換の効果は m_H が小さくそして β_H が大きい場合に大きくなると期待される。このポテンシャルの到達距離はヒッグスの質量によってコントロールされ、QCD に比べて小さい。従って、湯川ポテンシャルが共鳴状態の位置を大きく変えることはないが、原点での波動関数を大きくし、しきい値領域全般にわたって断面積を増大させる。

以上、定性的な理解のためにポテンシャル近似を用いたが、この近似は $m_H > 50$ GeV での定量的な議論には不適切で、過剰なヒッグス効果をあたえる。

そこで、摂動論による補正因子 F_{Higgs}、

$$F_{Higgs}\left(m_H^2/m_t^2\right) = 1 + \frac{\alpha\beta_H^2}{4\pi\sin^2\theta_W}\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right)\left(f_{th}\left(m_H^2/m_t^2\right) - \pi\frac{m_t}{m_H}\right)、 \tag{1.31}$$

を用いて Green 関数を補正する:

$$Im\ G(0;E) \to |F_{Higgs}(m_H^2/m_t^2)|^2 \cdot Im\ G(0;E)。 \tag{1.32}$$

ここで関数 f_{th} は、

$$f_{th}(r) = -\frac{1}{12}\left[-12 + 4r + (-12 + 9r - 2r^2)\ln r + \frac{2}{r}(-6 + 5r - 2r^2)l_4(r)\right] \tag{1.33}$$

で

$$l_4(r) = \begin{cases} \sqrt{r(4-r)}\arccos(\sqrt{r}/2) & r \leq 4 \text{ の時} \\ -\sqrt{r(r-4)}\frac{1}{2}\ln\frac{1+\sqrt{1-4/r}}{1-\sqrt{1-4/r}} & r > 4 \text{ の時} \end{cases} \tag{1.34}$$

である。

図 1.55-c) と -d) はそれぞれ m_H と β_H に対する依存性を示す。ポテンシャル近似に基づく定性的な議論はそのまま生きていることが解る。

中間距離ポテンシャルに対する依存性

ここでは、しきい値の形状が摂動論的 QCD から導かれるポテンシャルの短距離部分によってのみ決定され、中間距離あるいは長距離部分にはよらないという最も重要な点を確認しておく。中間距離ポテンシャルを変えたときに、形状がどのように変化するかを見る。チャーモニウムやボトモニウムの共鳴状態は、中間距離ポテンシャルとして r の対数関数を用いることによって見事に再現されることが知られている。ここで使うポテンシャルの中間距離部分はチャーモニウムやボトモニウムのデータを使って $r = r_0$ で短距離部分にスムーズにつながるように決定された。r_0 は中間距離ポテンシャルに大きな影響を与えるので、これを ± 5 標準偏差分動かし、その時の変化を見る。

図 1.56-a) に見られるように、中間距離ポテンシャルを変えてもしきい値形状は全く変わらない。トップクォークの幅を 1/10 にすると、高い共鳴状態に対しては、中間距離ポテンシャルの変化の影響が現れる。この様にして、トップクォークの広い崩壊幅が赤外発散を止め、しきい値形状が中間距離ポテンシャルに依存しないことをはっきりと見ることが出来る。

ビームの効果

電子陽電子リニアコライダー実験で実際に観測できるものは、上で述べたしきい値形状にビームエネルギースペクトル (図 1.57) の重みをつけて積分したものである。

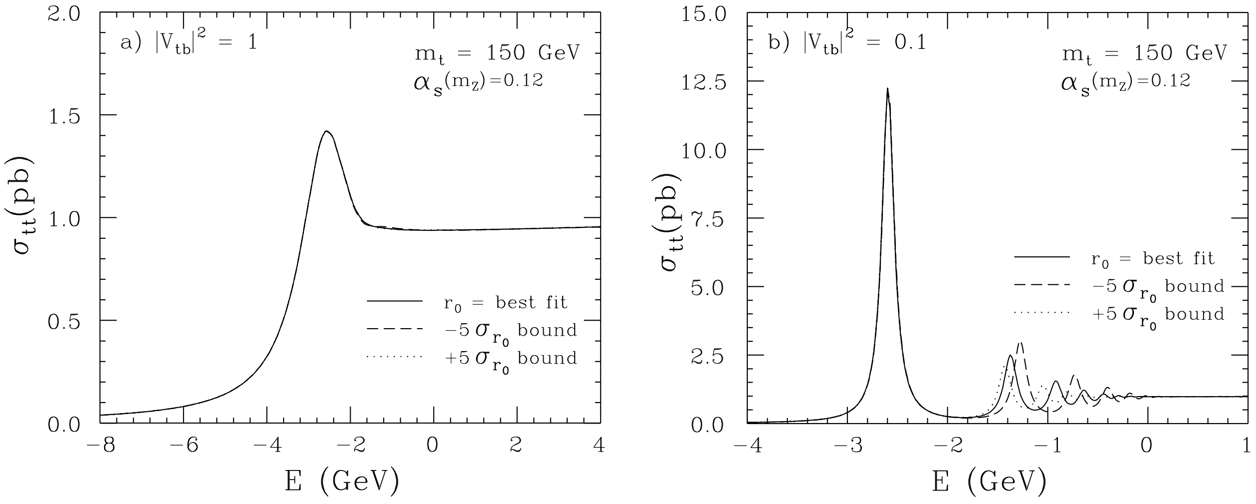


図 1.56: しきい値形状の中間距離ポテンシャルに対する依存性 a) $|V_{tb}|^2 = 1$ で b) $|V_{tb}|^2 = 0.1$ である。始状態輻射、ビーム効果は含まれていない。

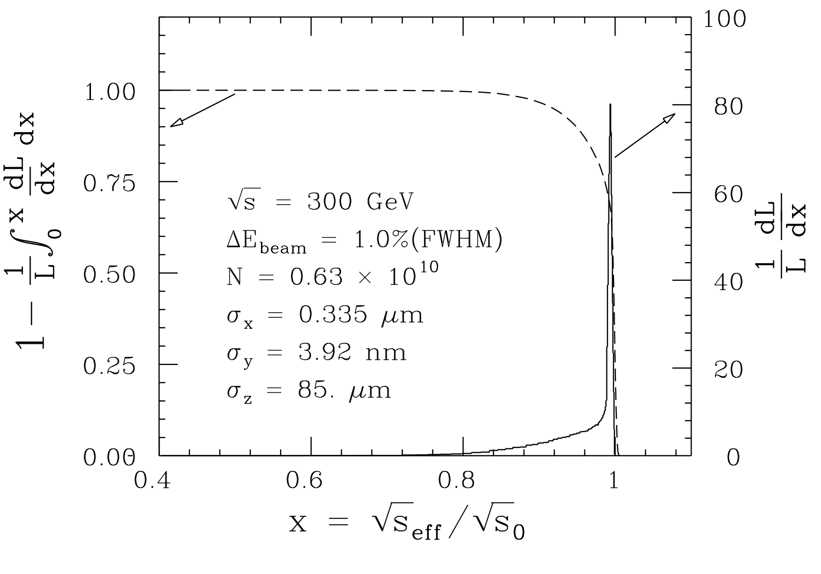


図 1.57: 重心系エネルギーの関数としての微分ルミノシティー。ビームエネルギーの広がりおよびビームシュトラールングが考慮されている。

従って、ビームエネルギーの広がりとビームシュトラールングがどのように影響するかを見ておくことは、コライダーとそこでの実験をデザインする上で極めて重要である。ビームシュトラールングの影響は始状態輻射の効果と類似しているので、以下の三つのステップによって断面積がどのように変化するかを見る：i) 始状態輻射 (ISR)、ビームの影響、ともになし、ii) ISR のみ考慮、ビームの影響なし、iii) ISR、ビームの影響、ともにあり。

図 1.58に見られるように、 $1S$ のピークは見えるものの、 ISR は見かけの断面積を極端に減少させる。

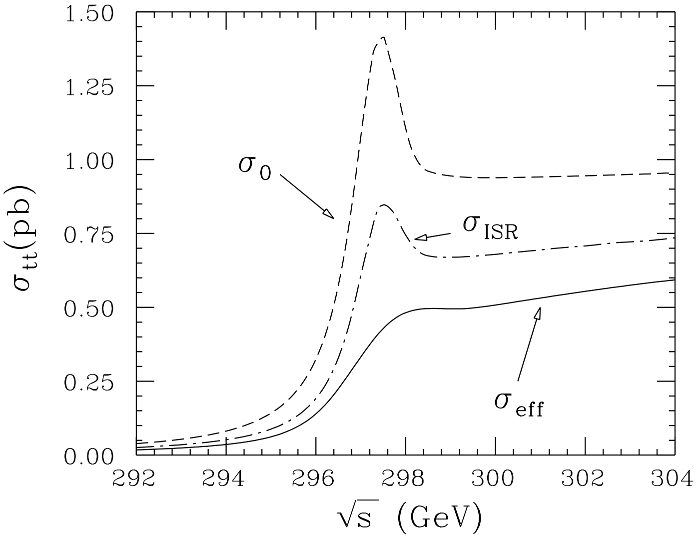


図 1.58: しきい値形状に対する始状態輻射、ビームエネルギーの広がり、ビームシュトラールングの影響。始状態輻射 (ISR)、ビームの影響、ともになし（破線）、ISR のみ考慮、ビームの影響なし（一点鎖線）、ISR、ビームの影響、ともにあり（実線）

ビームの影響は大きく、特にビームエネルギーの広がりは $1S$ のピークを不鮮明にしてしまう。

ビームエネルギーの広がりは、トップクォークの詳細な研究において大きな問題となりそうなので、 δ 関数の中に存在するビームのエネルギー構造による影響も調べておく。この影響をはっきり見るために、ビームシュトラールングはないものとしておく。ビームエネルギーの広がりとして二つのスペクトルを考える。一つは平坦な分布を、もう一つはより現実に近いと思われる二山の分布を仮定する。その各々の場合にしきい値形状がどのように変わるかを見る。

二つのスペクトルに対してビームエネルギーの広がりを変えた時に、 δ 関数部分がどのように変わるかを拡大して示したのがであり、これに対応するしきい値形状を示したのが図 1.59-b) である。この図から、ビームエネルギーの広がりが 0.4 % 以上になると、 δ 関数部分の内部構造がしきい値形状に影響をおよぼすことがわかる。当然、トップクォークの詳細実験に際しビームエネルギーの広がりを 0.4 % 以下に制御出来ない場合には、そのエネルギー分布の情報が必要となる。

事象の選別

既に述べたように、トップクォークは主として bW に崩壊する。従って、トップ対生成の信号は、終状態における二つの b クォークと二つの W ボソンの存在である。 W ボソンは、 $q\overline{q'}$、または $l\overline{\nu}$ に崩壊するので、終状態は i) 二つの b ジェットと W からの四つのジェット (45%)、 ii) 二つの b ジェット、二つのジェットと一つの荷電レプトン (44%)、 iii) 二つの b ジェットと二つの荷電レプトン (11%) の三つの場合に分けられる。 i) は全断面積およびトップクォーク運動量分布の測定に有用である。また、 ii) は荷電レプトンから t と $\bar{t}$ の向きを決めることができるので、前後方非対称度の測定が可能となる唯一のチャンネルである。

事象の選別に使われる基本的なカットは以下の三つにグループ分けすることができる。 a) 事象形状カット（荷電粒子数、ジェットの数、スラストなど）、 b) 質量カット（ジェット不変質量法によってパートン質量を再構成し、 W や t を選別）、 c) 荷電レプトン（ii) および iii) に対し荷電レプトンの存在を要求）。ここで、 b クォークのタギ

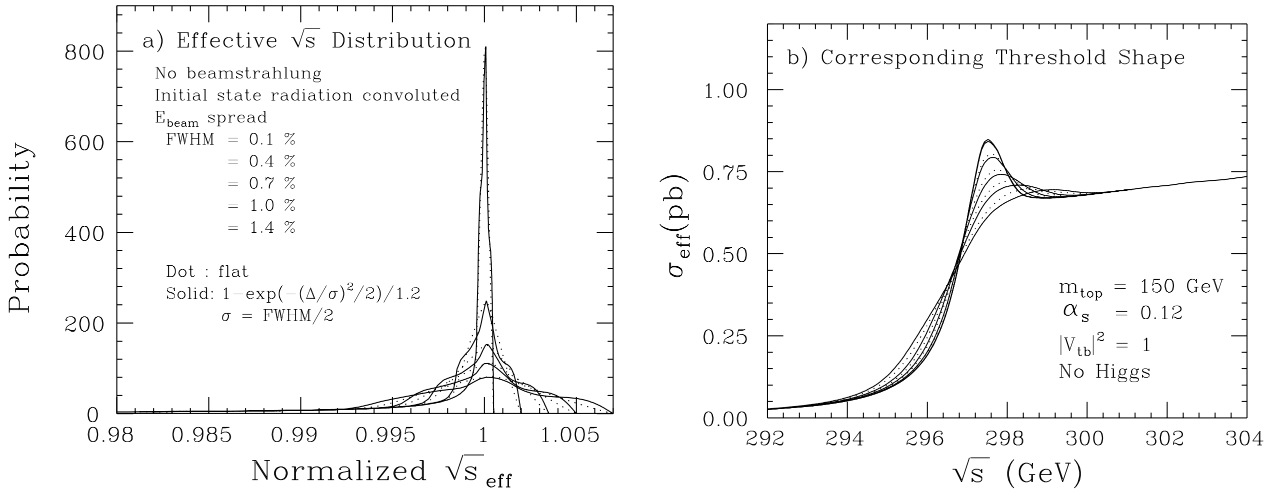


図 1.59: (a) 有効重心エネルギーの分布 (b) 対応するしきい値形状

ングはジェット不変質量法によってパートン質量を再構成する際、ジェットの間違った組み合わせをさけるために重要な役割を果たす。

しきい値スキャンによって、全断面積を正確に測定するには、トップ対生成事象を高い S/N 比で、しかも効率良く選び出さなくてはならない。トップクォークの質量が $m_t = 150$ GeV の場合、しきい値領域でのトップ対の生成断面積は、約 0.5 pb である。一方、最も大きなバックグラウンドは W 対生成で、その生成断面積は 14 pb である。従って、このバックグラウンドを 1/1000 程度に落さなくてはならない。

ここでは、この様な選別の例として、i) の場合について述べる。トップ対および様々なバックグラウンドはモンテカルロシミュレーションにより生成される。図 1.60にモンテカルロで生成された 6 ジェット事象の一例を示す。 図 1.61-a) は生成された 20,000 事象について測定器で観測されるエネルギーを、また、図 1.61-b) はビーム軸に対して横方向の運動量を示したものである。斜線で塗りつぶした部分は、最終的に選別された事象の分布である。 図 1.62は、最終的に選ばれる $t\bar{t}$ サンプルにおいて W 候補に対応した 2 ジェット不変質量分布を示している。 W 候補は、図に示した四角い領域の内部にあるものとして切り出される。 図 1.63は、 bW 候補の 3 ジェット不変質量分布である。図中の実線は m_t カットの位置を示している。 この様にして選別されてきた $t\bar{t}$ の候補のスラスト分布を図 1.64に示す。斜線を施した部分は主たるバックグラウンドである W^+W^- を示している。 この場合、分岐比を含めた検出効率は 29%、 S/N 比は 10 以上である。この検出効率は、分岐比を除けば 63% に対応する。

$\alpha_s(m_Z)$ および m_t の測定

トップ対のしきい値領域でこのような 6 ジェット解析を行なうことにより得られる全断面積測定の例を 図 1.65-a) に示す。ここでは、各々 1 fb^{-1} のエネルギー点 11 点を仮定した。モンテカルロデータは $\alpha_s(m_Z) = 0.12$、 $|V_{tb}|^2 = 1$、 $m_t = 150$ GeV に対応し、ヒッグス交換の効果は入れていない。曲線で示したのは、三つの異なる $\alpha_s(m_Z)$ の値に対して期待されるしきい値領域でのトップ対生成全断面積である。 $\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、結合エネルギーが増加し、第一共鳴の位置（肩の所）が下がる。と同時に、原点での波動関数の絶対値が大きくなるため、全断面積は上がる。図 1.65-b) は、 $\alpha_s(m_Z)$ と m_t を自由に動かして、モンテカルロデータをフィットした際に得られる χ^2 の等高線である。 $\alpha_s(m_Z)$ と m_t との間の強い相関は、第一共鳴の位置を固定しようとすると、 $\alpha_s(m_Z)$ を大きくした場合には、 m_t も大きくしなくてはならない事によっている。もし、 $\alpha_s(m_Z)$ が知られていれば、 $\Delta m_t \simeq 0.1$ GeV、そうでなくても、 $\Delta m_t \simeq 0.2$ GeV が期待できる。一方、強い相互作用の結合定数については、 m_t に対する他の情報がなくても、統計誤差として $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.005$ の測定が可能である。 ここでの $\alpha_s(m_Z)$ 測定には、これまでの事象形状解析に依るものと違って、非摂動論的 QCD からの 不定性が無い点を強調しておく。この信頼できる $\alpha_s(m_Z)$ の精密測定は、超対称性の場合その重要性を増す。 $\alpha_s(m_Z)$ が、弱い相互作用のエネルギースケールと GUT スケールを結ぶ鍵となるからである。この場合、 m_t の精密測定の意義もより大きくなる。 m_t は、様々の量子補正を計算する際の重要なパラメータであるばかりでなく、それがトップクォークの湯川結合を決めるために、ヒッグス粒子の質

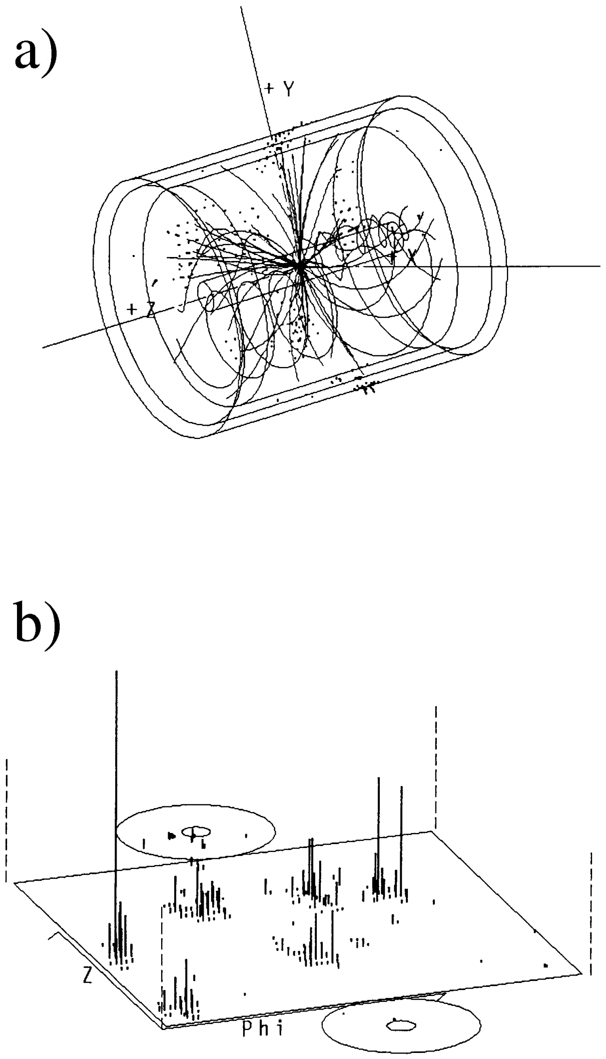


図 1.60: モンテカルロシミュレーションで生成された 6 ジェット事象。

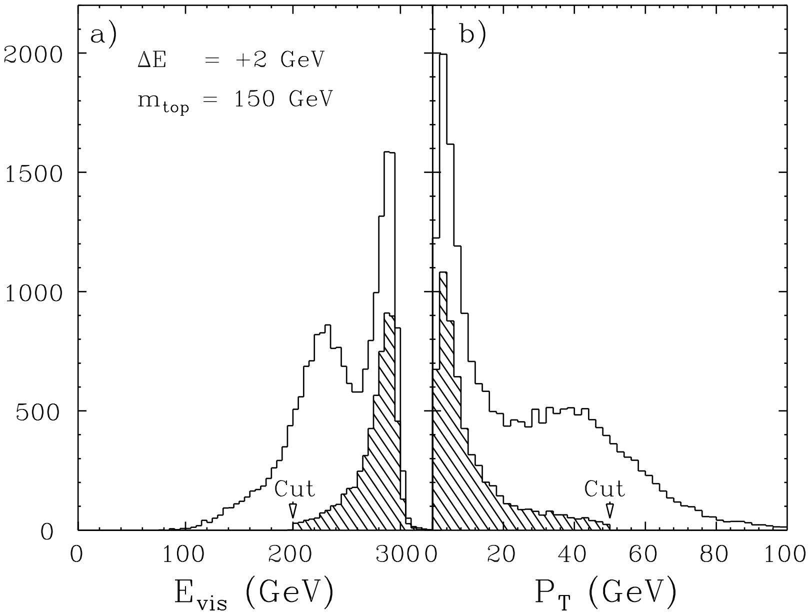


図 1.61: 生成された 20,000 事象の、測定器で観測されるエネルギーと横方向の運動量の分布。

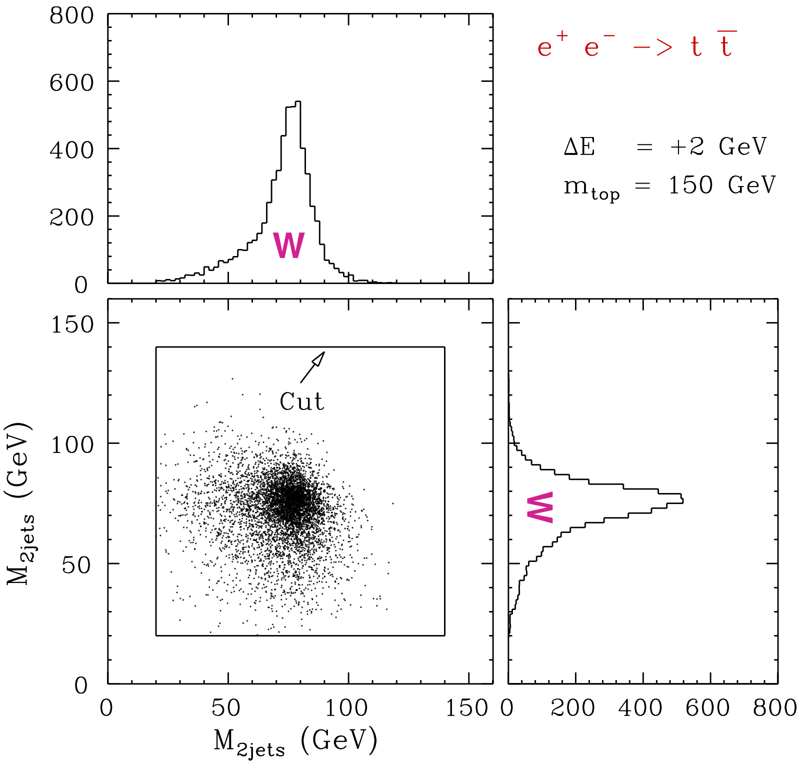


図 1.62: $t\bar{t}$ サンプルにおいて W 候補に対応した 2 ジェット不変質量分布。

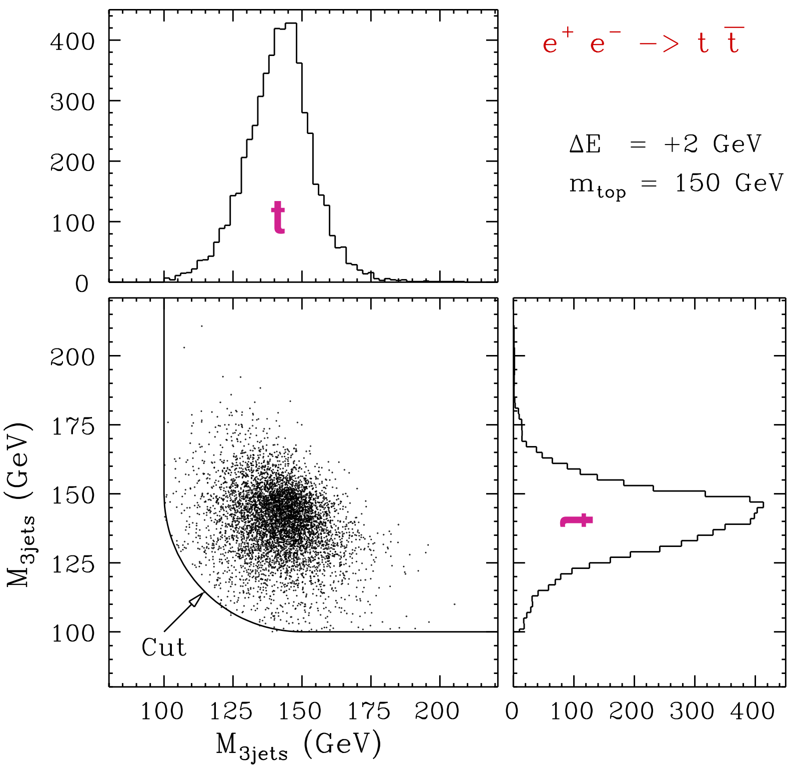


図 1.63: bW 候補の 3 ジェット不変質量分布。

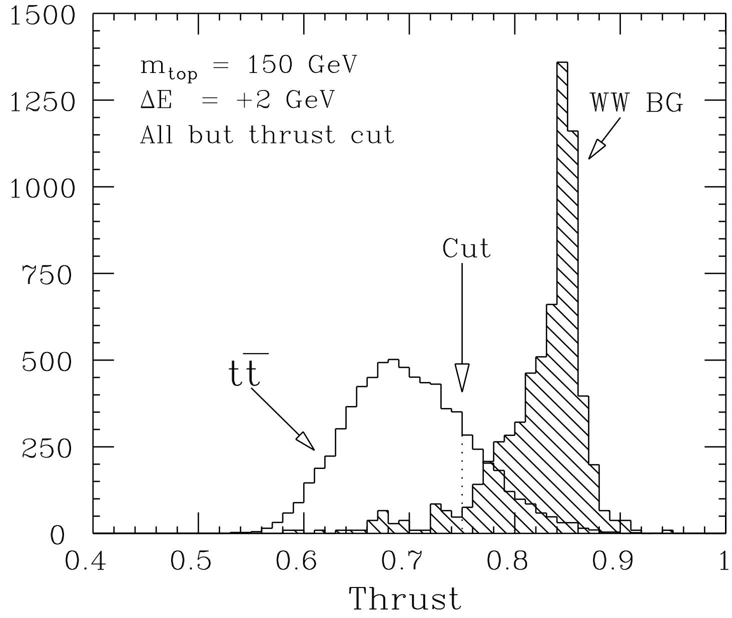


図 1.64: 6 ジェット終状態の場合のトップ対事象に対するスラストカットを除く全てのカット後のスラスト分布。斜線のヒストグラムは 対応する W 対生成のバックグラウンド。

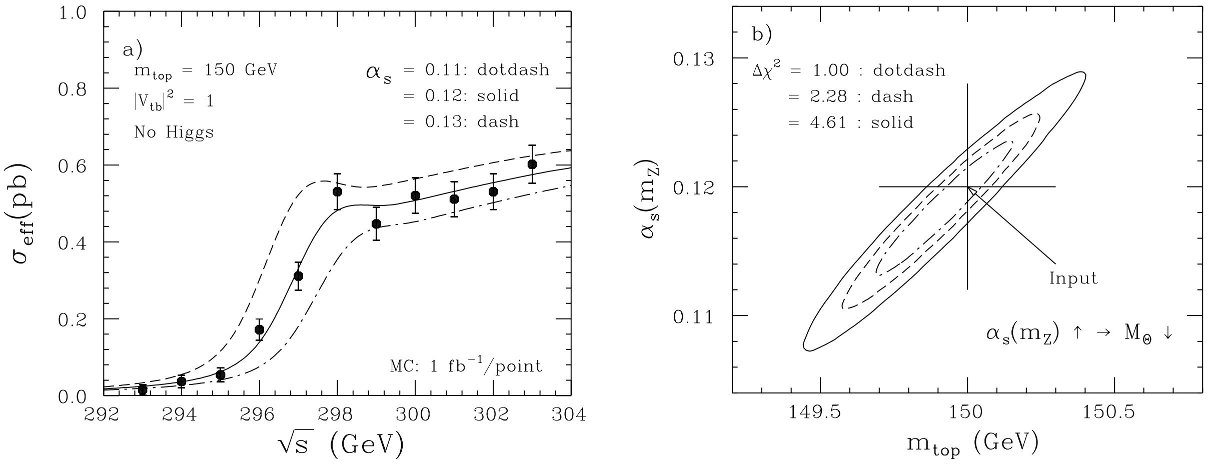


図 1.65: (a) しきい値スキャンの例。モンテカルロデータの統計は各点 1 fb^{-1} である。(b) $\alpha_s(m_Z)$、m_t を自由に動かしてフィットした場合の χ^2 の等高線。

量や崩壊巾を計算する際の不可欠のパラメータであるからである。

トップクォークの崩壊巾の測定

しきい値スキャンによって、トップクォークの崩壊巾を測定することも出来る。図 1.66-a) は、図 1.65-a) と同じモンテカルロデータを三つの異なった崩壊巾に対する理論の予言と比較したものである。崩壊巾が小さくなると、第一共鳴の巾が小さくなり、そこでの断面積が大きくなり、一方、すその部分では、断面積が減少する。図 1.66-b) は、m_t と $|V_{tb}|^2$ をパラメータとしてモンテカルロデータをフィットして得られる χ^2 の等高線である。ここで、$|V_{tb}|^2$ は、標準模型の場合で規格化したトップクォークの崩壊巾である。崩壊巾の変化では、第一共鳴の位置は変わらないので、m_t と $|V_{tb}|^2$ の間に相関はない。期待される崩壊巾に対する統計誤差は $\Delta|V_{tb}|^2 = 0.15 \sim 0.20$ である。この誤差は、エネルギー点の最適化と、もちろん、統計の向上によって改善できる。$|V_{tb}|^2 < 1$ ならば、第四世代の存在が、また、$|V_{tb}|^2 > 1$ ならば、何か未知の崩壊過程、例えば、$t \to bH^+$ または $t \to \tilde{t}\tilde{\chi}_1^0$、が示唆される。

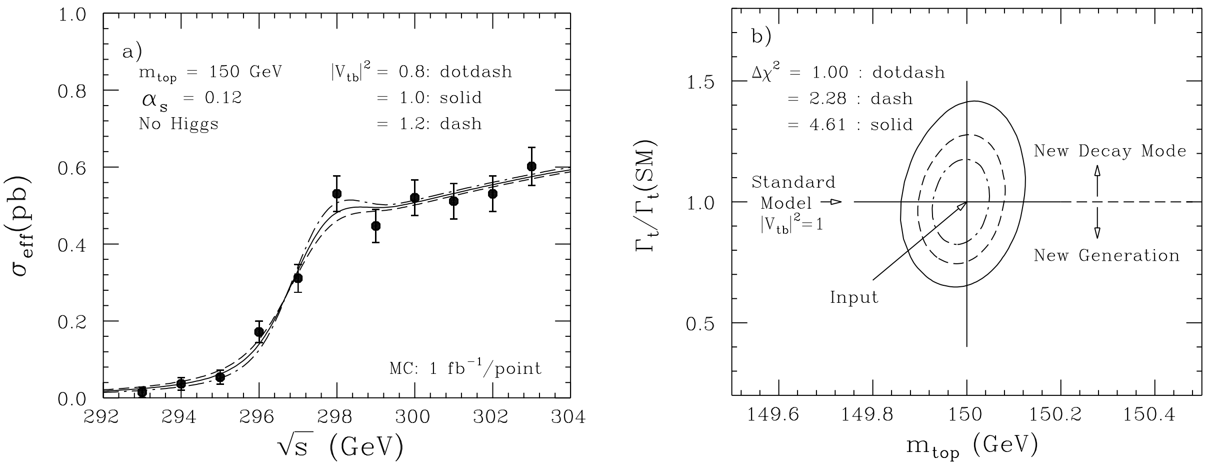


図 1.66: (a) m_t と $|V_{tb}|^2$ を決めるしきい値スキャンの例。モンテカルロデータは、図 1.65-a) と同一である。(b) モンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線。

トップの湯川結合の測定

トップクォークが重いこと、つまり、その湯川結合が大きいことによって、それを直接測定する可能性が出てくる。その一つの方法は、しきい値領域の全断面積を詳細に調べることである。トップと反トップ間に交換されるヒッグス粒子の効果を見るのである。このヒッグス粒子交換は引力として働き、一般に、しきい値領域全体にわたって全断面積を増加させる。そして、その効果はヒッグス粒子の質量が小さいほど、また、トップクォークの湯川結合が大きいほど大きい。図 1.67-a)、 -b) は、前述のモンテカルロデータを色々なヒッグス質量 m_H と 規格化された湯川結合 β_H に対する理論の予言と比較したものである。ヒッグス粒子交換の効果は小さいが、 m_H が比較的小さければ、測定可能な範囲にある。これは、トップクォークの大きな崩壊巾のために、 QCD の寄与が正確に評価できることにより、初めて可能となったことである。 m_H と β_H^2 を自由パラメータとして、モンテカルロデータをフィットして得られる χ^2 の等高線を図 1.67-c) に示している。 $\beta_H = 1$ (標準模型) の場合、この統計 ($1\,\mathrm{fb}^{-1}$/ 点) で $m_H \lesssim 100\mathrm{GeV}$ ならばヒッグス粒子交換の効果を調べることが出来る。逆に、 $m_H = 100$ GeV ならば、湯川結合に対する統計誤差は $\Delta\beta_H \simeq 0.2$ である。トップクォークの湯川結合は $e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の断面積測定からも得られる。この場合の湯川結合に対する統計誤差も同程度である。

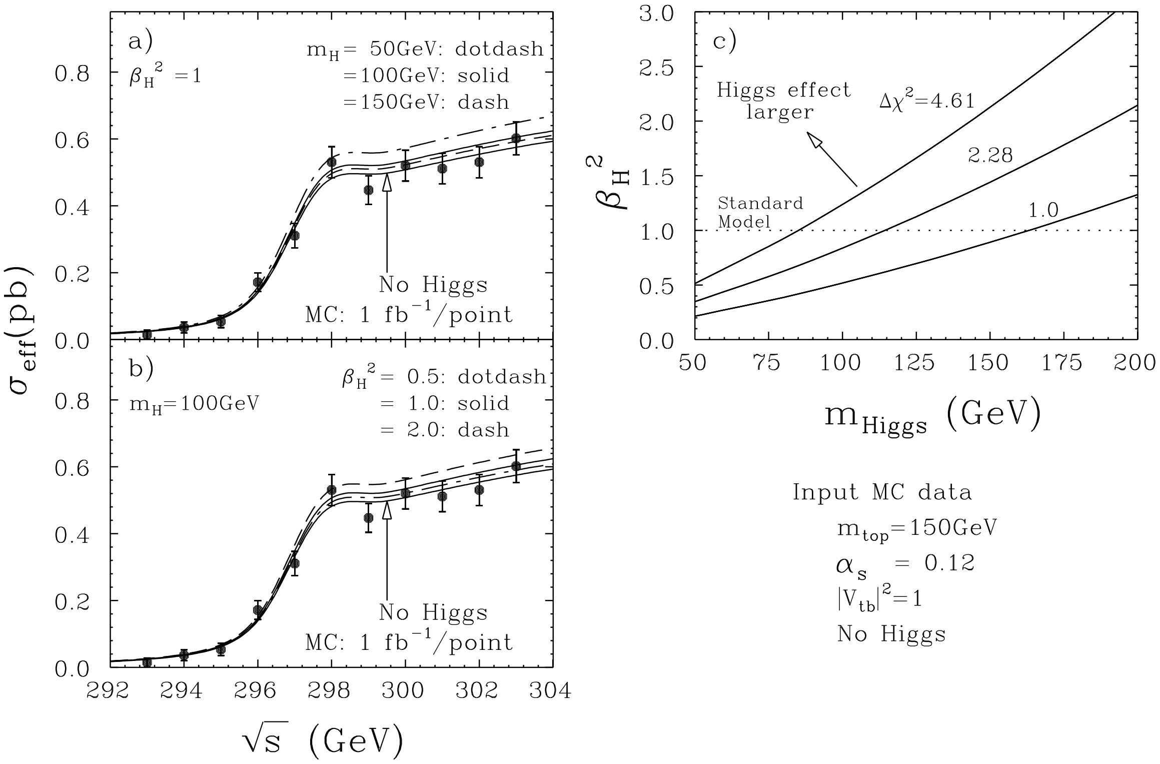


図 1.67: (a) m_H と β_H^2 を決めるしきい値スキャンの例。モンテカルロデータは図 1.65-a) のものと同じで、異なったヒッグス質量に対する理論の予言と比較してある。 (b) 同じモンテカルロデータの異なった湯川結合の値に対する理論の予言との比較。 (c) モンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線。

1.4.4 トップクォークの運動量測定

全断面積の測定は、トップ反トップ系の波動関数の原点での絶対値を決定することに対応する。一方、トップクォークの運動量が測定できたならば、運動量空間での波動関数そのものを調べることが出来る。これによって、全断面積の測定からでは得られない新たな情報を引き出すことが可能となる。トップクォークの場合には、その大きな崩壊巾のおかげで、崩壊で生じた 3 ジェットの運動量の和として親のトップクォークの運動量を測ることが出来る。これは、対消滅過程によって崩壊するチャーモニウムやボトモニウムの場合には不可能であった著しい特徴である。つまりトッポニウムに至って初めて運動量空間での波動関数の測定が可能となるのである。ここでは、この新しい可能性に関して概観する。

トップクォークの運動量測定から得られる情報に関する定量的な議論を始める前に、どの重心系エネルギーでこの測定をすべきかを決めておかねばならない。これは、測定したい基本的な物理パラメータに対する感度をなるべく高くするように、また、測定の際の実験的、理論的な不定性をなるべく小さくするように決めなくてはならない。一方、エネルギーを決める際の基準点の問題もある。いわゆるトップ反トップ対のしきい値エネルギーは、この基準点として適当でない。それは、全断面積によるトップクォークの質量測定が、強い相互作用の結合定数と強い相関があること、また、その質量そのものの定義に QCD ポテンシャルの定数項から来る $O(300\ \mathrm{MeV})$ の理論的不定性があるためである。この困難は、基準点として第一共鳴の位置 $(\sqrt{s_{1S}})$ をとることにより避けられる。第一共鳴の位置は、原理的には、実験的にいくらでも正確に決定出来るからである。詳しい解析によると、運動量測定に最も適したエネルギーは第一共鳴の上、 $\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}} \simeq 2\ \mathrm{GeV}$ である。以下では、簡単のため、第一共鳴の位置が正確に知られていると仮定し、この最適エネルギーにおけるトップクォークの運動量測定について考える。

トップクォークの運動量の再構成

トップクォークの運動量を測定するには、まず正しく再構成されたトップクォークの 3 ジェット崩壊の事象を選び出さなくてはならない。これらの事象は当然少なくとも一つの 3 ジェット崩壊を含まなくてはならないので、使い得る終状態は、前節の i)、ii)、となる。6 ジェット過程は、トップ、反トップ両方が運動量測定に使える点で統計的に有利であるが、誤った組合せによるバックグラウンドの影響を受け易い。この点、 4 ジェット + 荷電レプトン過程はよりきれいなサンプルを得易いという利点がある。そこで、ここでは、過程 ii) に重点を置いて述べる。事象選択は、まず、一つの孤立した高エネルギーの荷電レプトンと、四つのジェットを要求することに始まる。これら四つのジェットの内二つは、バーテックス検出器により、重いクォーク（ボトムまたはチャーム）と判定されなくてはならない。これら、 2 本のジェットは b クォークの候補である。残り 2 本は W からのジェットの候補であり、その不変質量は W ボソンの質量にならねばならない。この要求によって、 W ボソンの候補が得られる。三つのジェットに崩壊したトップクォークを再構成するには、この W ボソン候補と 2 本の b ジェット候補の内の 1 本を組み合わせなくてはならない。これは、しきい値領域では、トップクォークの速度が小さく、その崩壊で生じた W ボソン と b クォークがほぼ反対方向に走ることに注意すれば簡単である。このようにして、トップの崩壊から来る 3 ジェットを選び出すことが出来る。しかし、トップクォークの運動量測定のためには、これだけでは十分ではない。これら 3 本のジェットがニュートリノを含む可能性があるからである。検出されないニュートリノによる運動量の誤差を最小限に押えるため、3 ジェットの不変質量にカットを入れる[5]。

図 1.68-a) は、モンテカルロ事象に対して、こうして再構成されたトップクォークの運動量分布（データ点）を生成時の 運動量分布（ヒストグラム）と比較したものである。同じ図中の四角で示した点は、再構成されたトップクォーク候補に含まれる、誤ったジェットの組合せによるバックグラウンドである。正しい 3 ジェットが選ばれていること、また、再構成された運動量が、よく生成時のそれを再現していることが分かる。ちなみに、この例における検出効率は、 4 ジェット + 荷電レプトン終状態への分岐比を含めて、約 4% である。

図 1.68-b) は、同様の比較を 6 ジェット終状態に対して行なったものである。 6 ジェット過程の解析は、基本的に、しきい値スキャンの場合と同じで、ただ、カットがよりきつくなるだけである。すでに指摘したように、この場合、間違ったジェットの組合せから来るバックグラウンドが無視できない。このバックグラウンドは、チャームの混入の少ないより洗練された b ジェット判定により大幅に減らし得るが、以下では、 4 ジェット + 荷電レプトン終状態のみが使えるとして議論を進める。

$\alpha_s(m_Z)$ および 崩壊巾の測定

トップクォークの運動量分布は、一般に、トップクォークの質量 (m_t)、崩壊巾 (Γ_t)、強い相互作用の結合定数 $(\alpha_s(m_Z))$、および測定点のエネルギー $(\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}})$ に依存する。ここに、ヒッグス交換に関するパラメータを含めなかったのは、その効果が短距離のみに現れるため、断面積全体にかかる規格化定数にしか効かず、運動量分布の形には影響を与えないためである。これは、未知のヒッグス交換の効果を分離して、他のパラメータを決定できることを意味している。問題となるパラメータ $(m_t$、Γ_t、$\alpha_s(m_Z))$ に対する運動量分布の依存性を示すために、運動量分布のピーク値 $(|p|_{peak})$ を第一共鳴から測ったエネルギー (ΔE) の関数としていくつかのパラメータ値に対してプロットしたのが図 1.69-a) から -c) である。図 1.69-a) から分かるように、 $\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、$\Delta E = 2\ \mathrm{GeV}$ では $|p|_{peak}$ が小さくなる。これは、一見、ビリアル定理からの予測に反するようであるが、エネルギーを第

[5] このカットは、運動量測定に悪影響を与えないように、十分緩くなくてはならない。

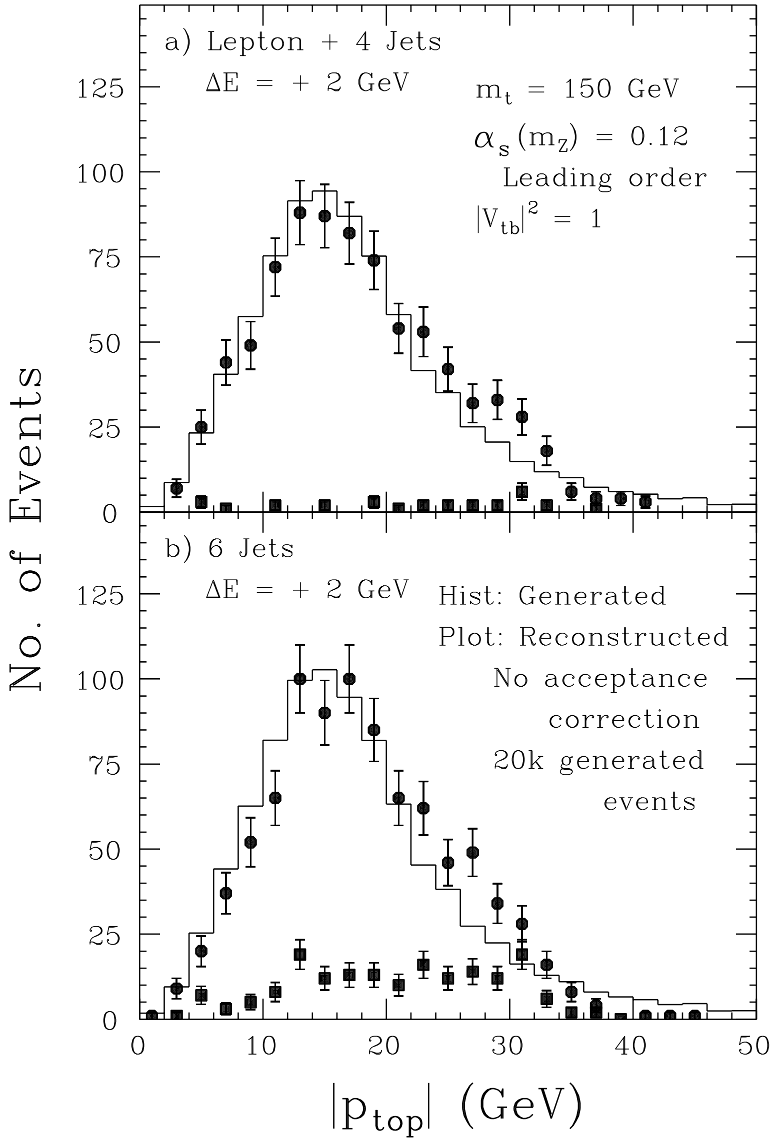


図 1.68: 再構成されたトップクォークの運動量分布（データ点）と 生成時の 運動量分布（ヒストグラム）との比較。四角で示した点は、再構成されたトップクォーク候補に含まれる誤ったジェットの組合せによるバックグラウンド。(a) 4 ジェット＋荷電レプトン終状態。(b) 6 ジェット終状態。

一共鳴の位置から測っているためである。 ΔE を固定した時、 $\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、しきい値から測ったエネルギーが減少する。この効果で $|p|_{peak}$ が小さくなる割合が、ビリアル定理に従って $|p|_{peak}$ が大きくなる割合を上回るのである。一方、図 1.69-b) に示した Γ_t に対する依存性は、素朴な直観に一致する。崩壊巾が大きくなると、トップクォークがポテンシャルのより深い所で崩壊するため、 $|p|_{peak}$ が大きくなるのである。エネルギーを第一共鳴の位置から測ることにより、 m_t に対する依存性が無視できるほど小さくなること (図 1.69-c)) も注目に値する。これにより、 $\alpha_s(m_Z)$、 Γ_t を決定する際の m_t との相関を除去できることになる。

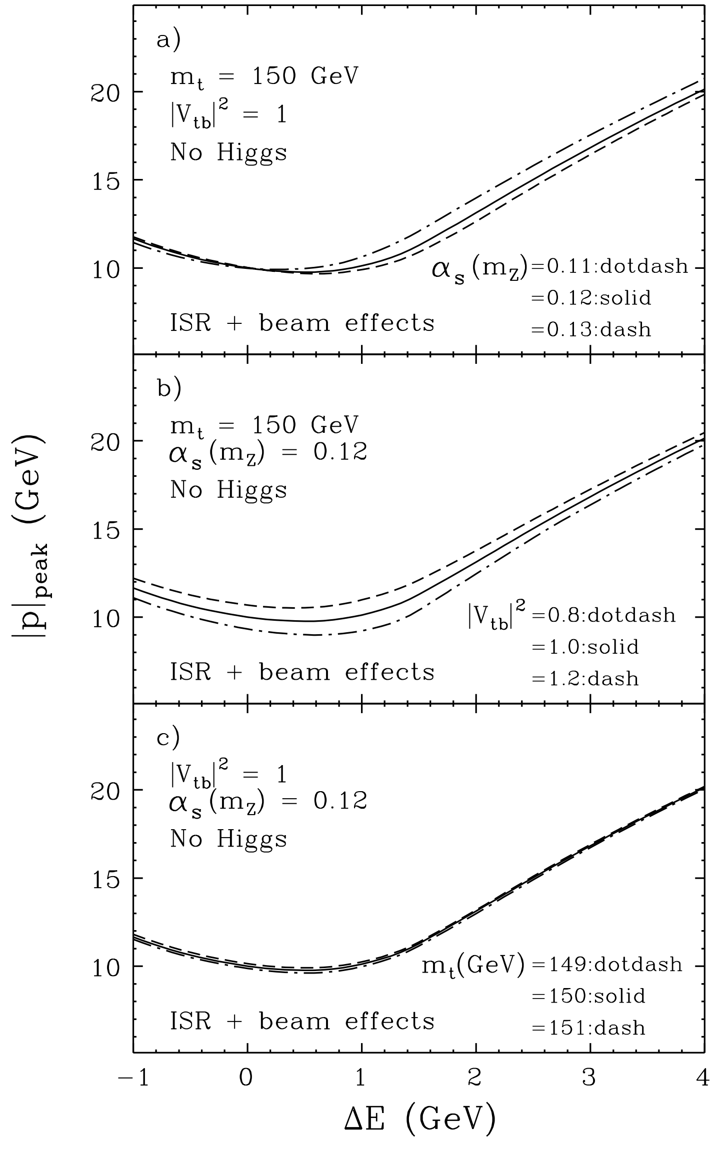


図 1.69: トップクォークの運動量分布のピーク値 ($|p|_{peak}$) を $1S$ 共鳴状態から測ったエネルギー (ΔE) の関数としてプロットしたもの。(a) $\alpha_s(m_Z)$ 依存性。 (b) $|V_{tb}|^2$ 依存性。 (c) m_t 依存性。

図 1.70-a) は、 $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布を、 $|V_{tb}|^2 = 1$、 $\alpha_s(m_Z) = 0.11$、 0.12、 0.13 の場合について示したものである。図 1.70-b) は、同じエネルギーで $|p|_{peak}$ が $\alpha_s(m_Z)$ にどう依存するかを示している。図中、点線で示したのは、 100 fb^{-1} の統計をためた際に期待される 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置が知られていて、かつ、 $|V_{tb}|^2 = 1$ の場合、これは 強い相互作用の結合定数に対する統計誤差 $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.0015$ に対応する。

図 1.71-a) は、 $\alpha_s(m_Z) = 0.12$、 $|V_{tb}|^2 = 0.8$、 1.0、 1.2 の場合の、 $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運

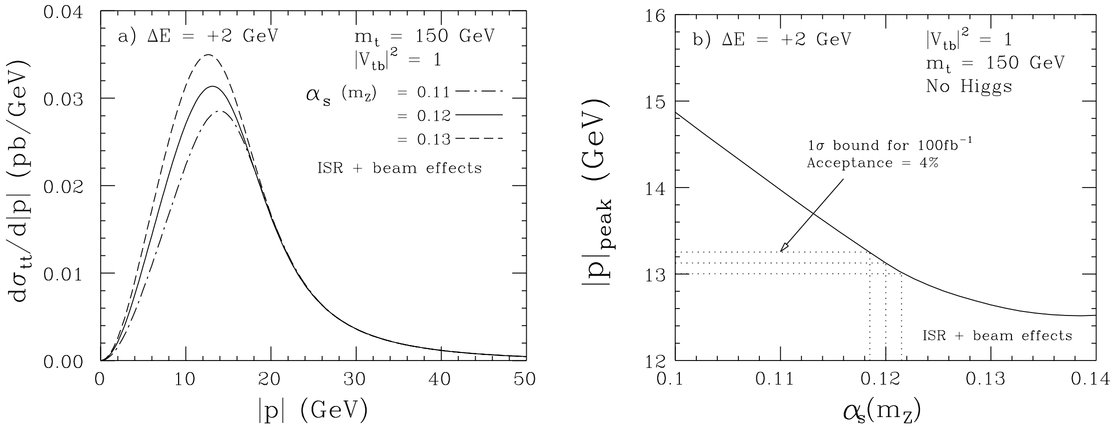


図 1.70: (a) $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布。パラメータは $|V_{tb}|^2 = 1$、 $\alpha_s(m_Z) = 0.11$（一点鎖線）、 0.12（実線）、 0.13（破線）である。 (b) 運動量分布のピーク値 ($|p|_{peak}$) の $\alpha_s(m_Z)$- 依存性。点線は 100 fb^{-1} に対応する 1-σ の統計誤差範囲。

動量分布である。 $|p|_{peak}$ は、図 1.71-b) に示したように、 $|V_{tb}|^2$ とともに増大する。点線は、 100 fb^{-1} の統計をためた際に期待される 1-σ の統計誤差範囲である。この例では、第一共鳴の位置および $\alpha_s(m_Z)$ が知られているとすると、 100 fb^{-1} の統計で、崩壊巾に対する統計誤差 $\Delta|V_{tb}|^2 \simeq 0.04$ の測定が出来ることになる。

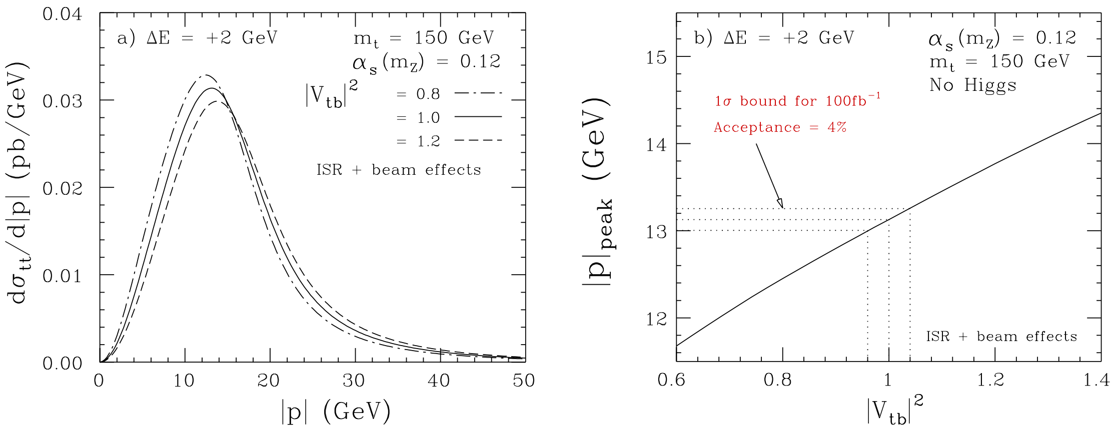


図 1.71: (a) $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布。パラメータは $\alpha_s(m_Z) = 0.12$、 $|V_{tb}|^2 = 0.8$（一点鎖線）、 1.0（実線）、 1.2（破線）である。 (b) 運動量分布のピーク値 ($|p|_{peak}$) の $|V_{tb}|^2$- 依存性。点線は 100 fb^{-1} に対応する 1-σ の統計誤差範囲。

1.4.5 トップクォークの前後方非対称度の測定

ここまでは、しきい値領域における S 波の寄与のみを考察してきた。全断面積、および運動量分布に対する P 波の寄与はトップクォークの速さを β とした時、 $O(\beta^2)$ の量なので、無視できたわけである。しかし、 P 波の寄与は、 S 波との干渉を通して前後方非対称度を生じ、トップ対の微分断面積に対して $O(\beta)$ の補正を与える。これは、トップクォークの崩壊巾が大きく、異なったエネルギーレベルにある S 波の共鳴状態と P 波の共鳴状態が重なり合うために生ずるトップクォークで始めて現れる現象である。図 1.72は S 波の共鳴状態と P 波の共鳴状態の位置を摸式的に示したものである。 S 波の第一共鳴状態 $(1S)$ は孤立しているが、それより上の共鳴状態 $(nS; n \geq 2)$ では各々の S 波の共鳴状態に P 波の共鳴状態が隣接している。ポテンシャルが厳密にクーロン型であれば、 $n \geq 2$ の S 波の共

鳴状態と P 波の共鳴状態は縮退する。現実の QCD 型ポテンシャルでは漸近自由性のため、より遠距離領域に達する P 波状態はより強い引力を受けその質量が若干下がるのである。

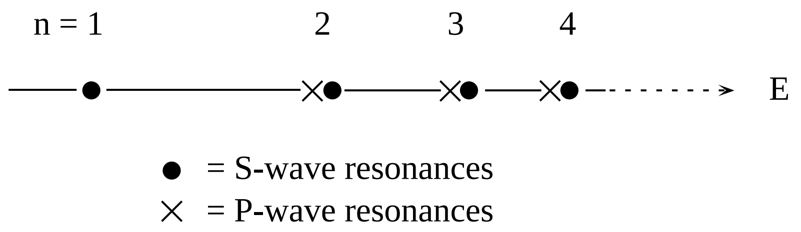


図 1.72: S- 波の共鳴状態と P- 波の共鳴状態の位置の摸式図。

もし、$1S$ 状態に座ったとすると、$1S$ と $2P$ のエネルギーレベル間隔が共鳴状態の崩壊巾に比べてずっと大きければ、干渉は生じず、従って前後方非対称度も生じない。つまり、前後方非対称度の測定によって、共鳴状態の崩壊巾とレベル間隔の相対的な大きさを決定できることが分かる。共鳴状態の崩壊巾が主としてトップクォークの崩壊巾で決まること、また、レベル間隔が主として $\alpha_s(m_Z)$ で決まることを考えれば、前後方非対称度の測定から Γ_t と $\alpha_s(m_Z)$ に関する情報が引き出せることになる。

図 1.73-a) から -c) に前後方非対称度を ΔE の関数として、それぞれ、$\alpha_s(m_Z)$、$|V_{tb}|^2$、m_t のいくつかの値に対して示した。図 1.73-a) から、$\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、レベル間隔が大きくなり、従って前後方非対称度が小さくなること、また、図 1.73-a) からは、$|V_{tb}|^2$ が大きくなると、すなわち、崩壊巾が大きくなると、S 状態と P 状態の重なりが大きくなり、前後方非対称度も増加することが分かる。一方、前後方非対称度のトップクォークの質量に対する依存性は、測定を決まった ΔE で行なう限り、無視できる。

ここで、前後方非対称度の測定をどのエネルギーで行なうかが問題となるが、パラメータに対する感度、理論的実験的不定性の大小を考慮した詳しい解析によると、$m_t = 150$ GeV の場合、$\alpha_s(m_Z)$ の決定に最も適したエネルギーは $\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}} \simeq 1$ GeV である。

さて、前後方非対称度の測定では、再構成された 3ジェット系の電荷を知る必要がある。その最も直接的な方法は、4ジェット + 荷電レプトン終状態を用いることである。事象選択は、運動量測定の場合と同様にすれば良い。ただし、期待される前後方非対称度が小さいので、統計を稼ぐためカット値を大幅に緩める必要がある。m_t が大きくなれば、前後方非対称度が大きくなるので、測定は、幾分楽になる。6ジェット終状態の使用の可能性もある。チャームあるいはボトムを含む重い中間子の準レプトン崩壊過程は当然のこととして、二次バーテックスの検出が出来れば、D 中間子の使用も有り得る。いずれにせよ、これらの可能性の検討は詳細なモンテカルロ計算を必要とし、従ってまた、測定器の詳細にも強く依存する。ここでは、これらの詳細に立ち入らずに、単に、40k 事象が再構成されたと仮定して測定の統計誤差のみを議論しよう[6]。期待される前後方非対称度が小さいので、当然、測定器の持つ前後方非対称度による系統誤差も大きな問題となり得るが、これに関しては、Z ポール上での較正が有益であろう。

図 1.74は、$\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度を $\alpha_s(m_Z)$ の関数としてプロットしたものである。点線は、40k 事象に対応する 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置、また、$|V_{tb}|^2$ が知られているとすると、強い相互作用の結合定数に対する統計誤差は $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.003$ である。

同じエネルギーにおける前後方非対称度を $|V_{tb}|^2$ の関数としてプロットしたものが図 1.75である。点線は、40k 事象に対応する 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置、また、$\alpha_s(m_Z)$ が知られているとすると、$\Delta|V_{tb}|^2 \simeq 0.07$ が期待される。

1.4.6 トップ湯川結合の直接測定

JLC の第二期計画でエネルギーを増強し、$e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応のしきい値をこえると、トップ湯川結合の直接測定が可能となる。$e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の主なダイアグラムは二種類ある。第一は終状態のトップクォークまたは反トップクォークから軽いヒッグスが放出されるもので、これはトップクォーク湯川結合に比例する。第二は S- チャンネ

[6] この統計は、検出効率が 40% とした時、200 fb^{-1} に対応する。

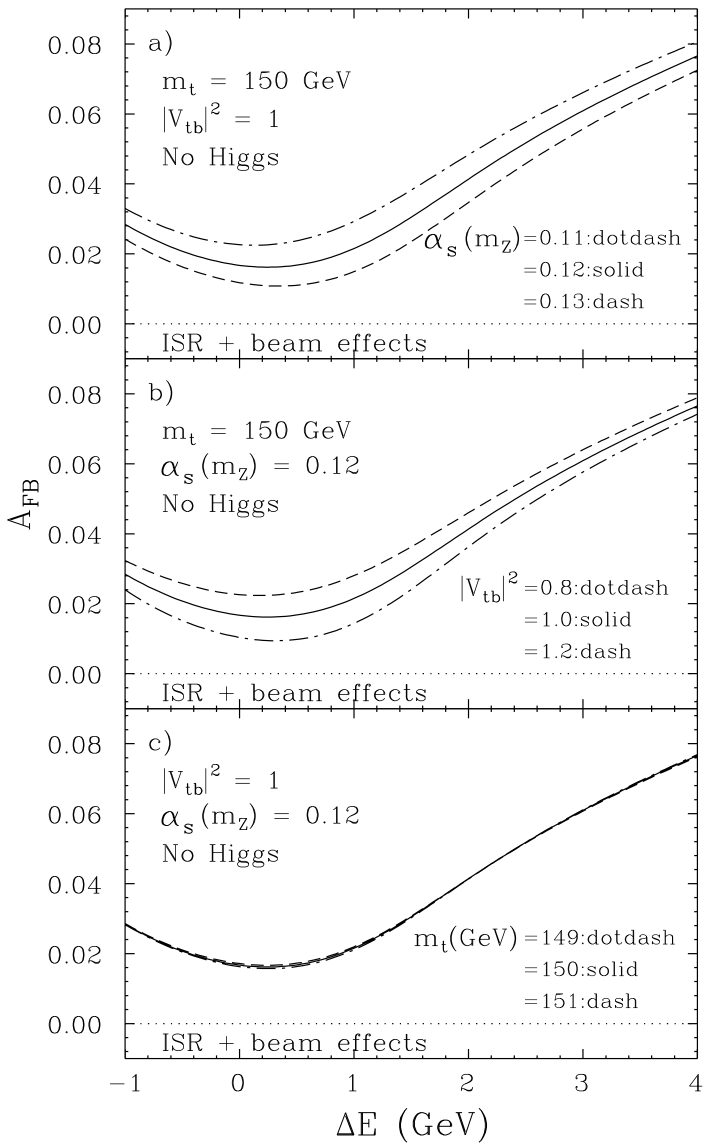


図 1.73: トップクォークの前後方非対称度を $1S$ 共鳴状態から計ったエネルギー (ΔE) の関数としてプロットしたもの。(a) $\alpha_s(m_Z)$ 依存性。(b) $|V_{tb}|^2$ 依存性。(c) m_t 依存性。

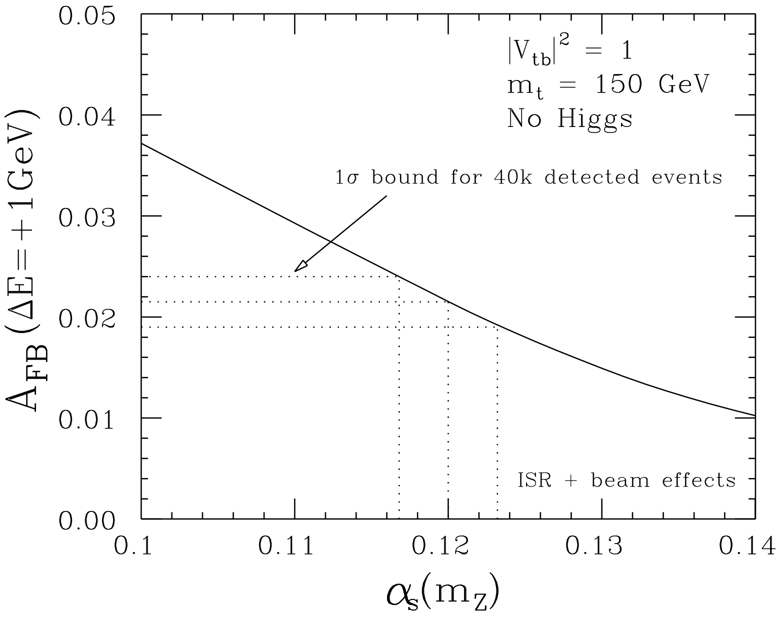


図 1.74: $\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度の $\alpha_s(m_Z)$- 依存性。

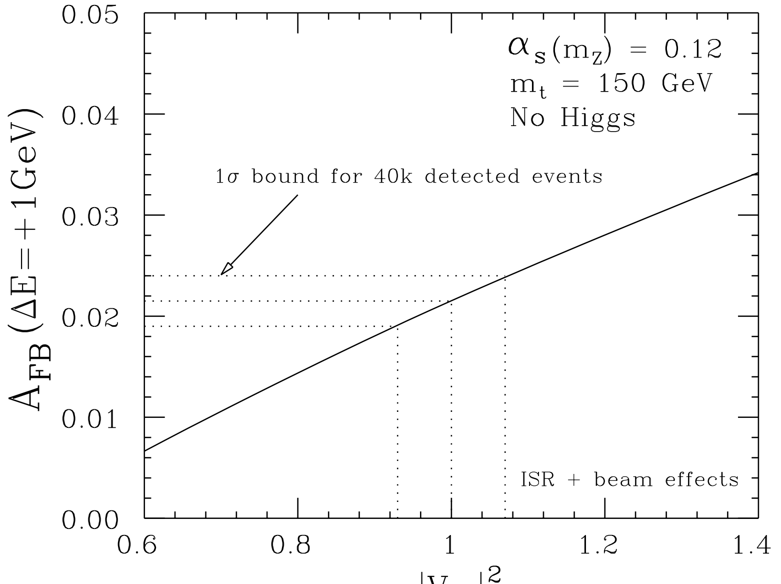


図 1.75: $\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度の $|V_{tb}|^2$- 依存性。

ルの Z からヒッグスが現れる場合で、これはトップクォーク湯川結合に関する情報を担わない。図 1.76-a) および-b) は、これらの二つのダイアグラムがそれぞれどの様に断面積に寄与しているかを示したものである。図 1.76-a) は $m_H = 100$ GeV、図 1.76-b) は $m_H = 150$ GeV の場合に対応している。断面積は、始状態輻射補正を考慮し、$m_t = 170$ GeV として計算したものである。

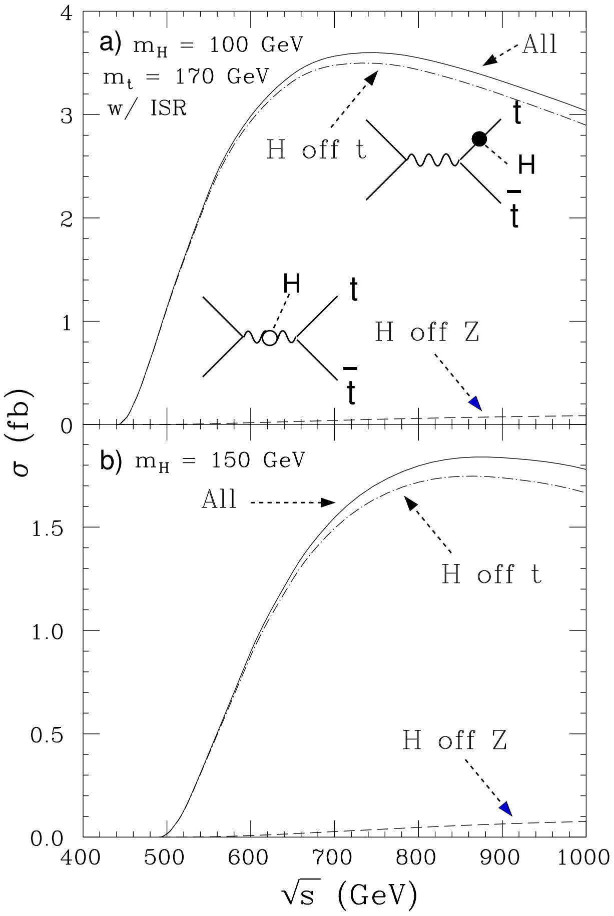


図 1.76: $m_H = 100$ GeV(a)、$m_H = 150$ GeV(b) に対する生成断面積。始状態輻射補正を考慮し、$m_t = 170$ GeV として計算している。

この図から、断面積に主に寄与するのは第一のダイアグラムであって、従って、$e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の全断面積は β_H^2 に比例しているといえる。単純にこの反応の頻度を計れば、トップ湯川結合の直接測定がおこなえることになる。

$e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の全断面積はさほど大きくないので、問題はどの様にバックグラウンドを落とすかという事になる。$t\bar{t}H$ 生成のシグナルは、二つの W と四つの b である。W が $q\bar{q}'$ または $l^\pm \overset{(-)}{\nu}$ に崩壊する場合によって、終状態は 1) 8 ジェット (38%)、2) レプトン + 6 ジェット (37%)、そして残り全てが 2 レプトン +4 ジェットとなる。ここでは、1) および 2) の場合を考える。バックグラウンドは削減不能と削減可能の二種類に分けられる。削減不能なものは、$e^+e^- \to t\bar{t}Z$ 反応で Z が $b\bar{b}$ に崩壊したものである。もちろん、ヒッグスと Z の質量が十分異なる場合には分離可能である。また、すでに述べたとおり、S- チャンネルの Z からヒッグスが現れるものも分離できない。削減可能なバックグラウンドで最も大きいものは、$e^+e^- \to t\bar{t}$ でグルーオンの放出を伴うものである。

シグナル事象を選別する基本的なカットは、終状態に 8 または 6 ジェットを要求しさらにスラストが小さい (thrust < 0.8) ことを要求するシェイプカットと、$m_{2J} \simeq m_W/m_H$ および $m_{3J} \simeq m_t$ を要求する質量カットである。8 ジェットの場合には、四元運動量の保存、$P_T < 50$ GeV および $\Delta E_{vis} < 200$ GeV を要求する。さらに、終状態に b ジェット候補が三つ以上存在するという重要な要求を加える。重いフレーバー (c, b) 同定の効率は、JLC-I グリーンブック [37] の値を用い、b ジェットに対して $\epsilon_b = 0.78$、c ジェットに対して $\epsilon_c = 0.38$ を仮定した。

$t\bar{t}H$ に加え、バックグラウンドの $t\bar{t}$ および $t\bar{t}Z$ をモンテカルロにより生成した。重心系エネルギーは $\sqrt{s} = 700$ GeV で、$m_t = 170$ GeV、$m_H = 100$ GeV とし、ビームエネルギーの広がりおよびビームシュトラールングが考慮されている。生成されたこれらの事象は、さらに JLC-I 測定器シミュレーターを通した後、解析の対象となる。

以上のカットにより選別した後に残った事象における W および H 候補の 2 ジェット不変質量分布を図 1.77-a) および -b) に示す。　a) は 8 ジェット、b) はレプトン +6 ジェットの場合である。

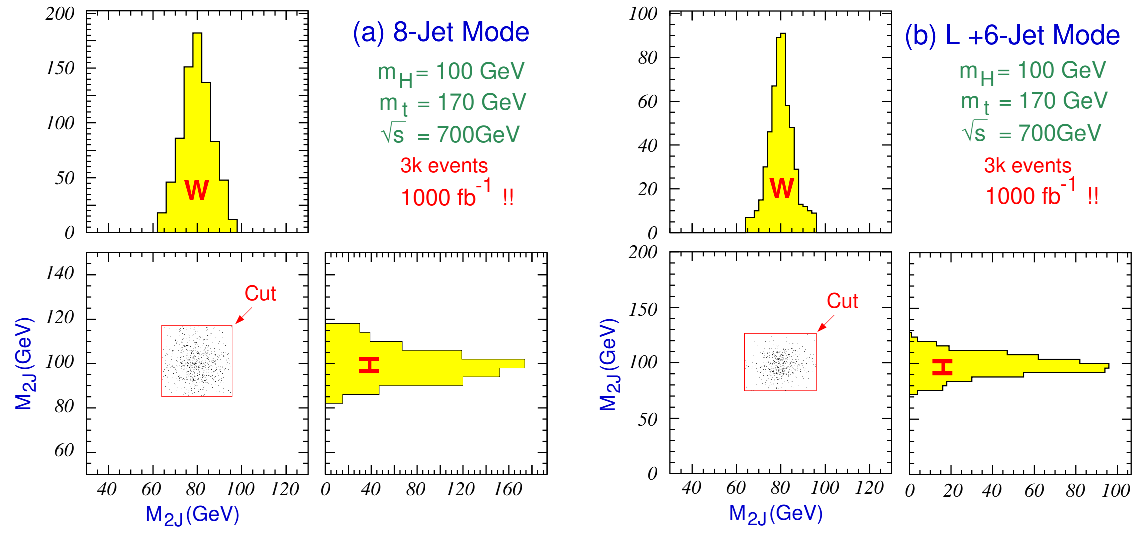


図 1.77: 選別した後に残った事象における W および H 候補の 2 ジェット不変質量分布。a) 8 ジェット、b) レプトン +6 ジェット。

図 1.78-a) および -b) は、信号事象 $(t\bar{t}H)$ およびバックグラウンド事象 $(t\bar{t})$ のスラスト分布を示したものである。a) は 8 ジェット、b) はレプトン +6 ジェットの場合である。

図からわかるとおり、シグナルはバックグラウンドに比べより球面的に広がっていて、スラストの小さい方に分布している。従って、スラストが 0.8 以下という要求は、極めて有効にバックグラウンドを削減する。バーテックス検出器の性能を上げ、b を 100 近くの純度でタグすることができればこの $t\bar{t}$ バックグラウンドは無視できるレベルに減少する。

重心系エネルギー $\sqrt{s} = 700$ GeV での断面積は $\sigma_{t\bar{t}H} \simeq 3.0$ fb である $(m_t = 170$ GeV、$m_H = 100$ GeV$)$。分岐比を含めて総合的な選別効率は、8 ジェット、レプトン +6 ジェットに対して各々、0.23、0.16 である。従って、検出効率、$\epsilon_{t\bar{t}H}$、は全体として以下のようになる。

$$\epsilon_{t\bar{t}H} = 0.23(8\text{ジェット}) + 0.16(\text{レプトン}+6\text{ジェット}) = 0.39\text{。}$$

一方、実効的なバックグラウンド断面積は、$\sigma_{t\bar{t}Z} \simeq 4.2$ fb および $\sigma_{t\bar{t}} \simeq 402$ fb で、バックグラウンドの検出効率は以下のようになる:

$$\begin{aligned}\epsilon_{t\bar{t}Z} &= 0.088(8\text{ジェット}) + 0.048(\text{レプトン}+6\text{ジェット}) = 0.14\text{、}\\ \epsilon_{t\bar{t}} &= 0.0009(8\text{ジェット}) + 0.0010(\text{レプトン}+6\text{ジェット}) = 0.0019\text{。}\end{aligned}$$

100 fb^{-1} のデータで期待されるシグナル数は $S = 114$ であり、バックグラウンドは $B = 133$ である。従って、S/N 比は 0.86 である。シグナル数は規格化されたトップ湯川結合の二乗 (β_H^2) に比例しているので、これらの数をトップ湯川結合の決定精度に変換すると、$\Delta\beta_H/\beta_H \simeq 0.14$ $(\sqrt{s} = 700$ GeV, 100 fb$^{-1})$ となる。

以上見てきた様に、$t\bar{t}$ の対生成では、様々な方法で重要な物理量を引き出す事ができる。$m_t = 150$ GeV の場合を一例にとり、トップクォークの物理実験に関し、その手順を含めた研究シナリオを示し、定量的な検討を進めてきた。結果は以下の様にまとめられる。

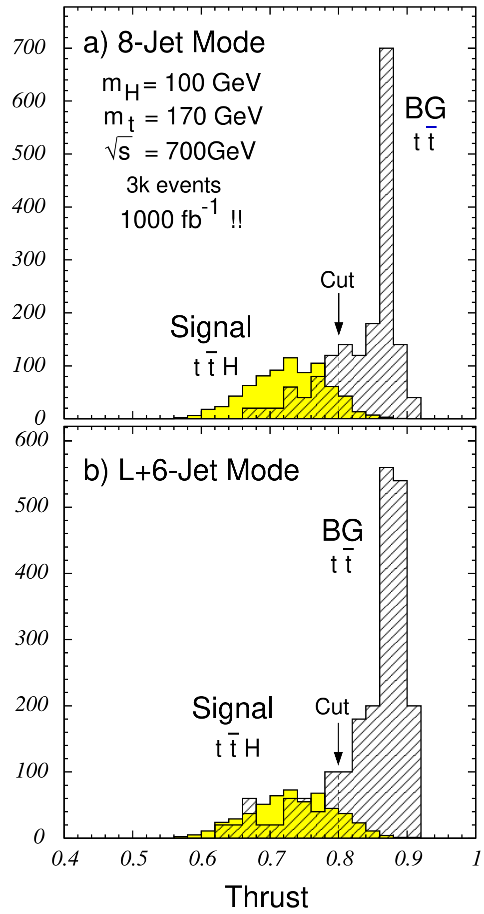


図 1.78: 信号事象 $(t\bar{t}H)$ およびバックグラウンド事象 $(t\bar{t})$ のスラスト分布。 a) 8 ジェット、 b) レプトン +6 ジェット。

表 1.2: $m_t = 150$ GeV、 $m_t = 170$ GeV に対するパラメータの決定精度。しきい値近辺で、各々 1 fb^{-1} で 11 点の測定をした場合。

m_t (GeV)	150	170
Δm_t (GeV)	0.20	0.35
$\Delta\Gamma_t/\Gamma_t$	0.18	0.16
$\Delta\alpha_s(m_Z)$	0.005	0.007
$\Delta\beta_H$ (m_H=100GeV)	0.43	0.25

表 1.3: 表 1.2と同様。ただし、積分ルミノシティー 100 fb^{-1} で運動量分布の測定をした場合。

m_t (GeV)	150	170
$\Delta\Gamma_t/\Gamma_t$	0.04	0.03
$\Delta\alpha_s(m_Z)$	0.0015	0.0020

しきい値形状はエネルギースキャンによって決定される。各々 1 fb^{-1} の統計で測定された１１点のデータを使って、 α_s になんらの制限がつかない場合でも、トップクォークの質量を $\Delta m_t = 0.2$ GeV の統計精度で決定することができる。一方、 α_s は、トップクォークの質量の制限なしに、 $\Delta\alpha_s(m_Z) = 0.005$ の精度で決定される。上の精度で α_s が決定されているとすると、トップクォークの幅は $\Delta\Gamma_t/\Gamma_t = 0.2$ の統計精度で決定される。

$m_H = 100$ GeV の標準模型ヒッグスの場合には、規格化されたトップ湯川結合の決定精度は $\Delta\beta_H = 0.43$ となる。この場合、各測定点での積分ルミノシティーを二倍にするか、あるいは、６ジェットモードに加えてレプトン＋４ジェットモードを併用することにより、その精度は $\Delta\beta_H = 0.29$ に改善される。しかしこの場合には、ビームエネルギーの広がりを $\Delta E_{beam} \lesssim 0.4$ %(FWHM) に制御するか、あるいは、ビームスペクトラムの詳細な測定が必要となる。

しきい値でのトップクォーク運動量分布の測定は、ビーム効果にあまり影響されない。しきい値での運動量分布の測定は、従来の軽いクォーク系では不可能で、重いトップクォークに至ってはじめて可能となり、全断面積の測定とは独立な情報を与えるという特徴的な点を再度強調しておく。しきい値エネルギースキャンによって決定された $1S$ ピーク位置の情報を使って、 $\alpha_s(m_Z)$ の詳細決定をおこなうことができる。この場合、トップクォークの質量に関する不定性は、 $\alpha_s(m_Z)$ の精度に影響しない。 100 fb^{-1} のトップクォーク運動量分布の測定から、 $\alpha_s(m_Z)$ は 0.0015 の精度で決定される。また、 $\alpha_s(m_Z)$ が他の測定から得られているとすると、トップクォーク幅は $\Delta\Gamma_t/\Gamma_t \simeq 0.04$ の精度で決定される。トップクォーク運動量に対するはヒッグス交換の影響は小さいので、ここで得られたパラメータは、全断面積から湯川結合を引き出す際の有用なインプットとなり得る。

前後方非対称度の測定は、 $\alpha_s(m_Z)$ とトップクォーク幅の決定のためのもう一つの情報源である。 $1S$ ピーク位置と $|V_{tb}|^2$ が測定されている場合には、検出された 40 k $t\bar{t}$ 事象から $\alpha_s(m_Z)$ を $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.003$ の統計精度で決めることができる。一方、 $1S$ ピーク位置と $\alpha_s(m_Z)$ が解っている場合には、トップクォーク幅を $\Delta\Gamma_t/\Gamma_t \simeq 0.07$ の精度で決定できることになる。しかしこの場合には、ビームエネルギー幅の制御、あるいは、ビームスペクトラムの詳細な測定が必要となる

より高いエネルギーではトップ湯川結合の直接測定も可能となる。重心系エネルギーが $\sqrt{s} = 700$ GeV で $m_t = 170$ GeV、 $m_H = 100$ GeV とすると、 100 fb^{-1} の統計で、 $\Delta\beta_H/\beta_H \simeq 0.14$ の精度で決定できる。

ここで記述された多くの成果が TEVATRON でのトップクォークの発見及び質量の測定以前に進められて来たものであり、 $m_t = 150$ GeV でおこなったシミュレーションの結果をもとにしている。 $m_t = 170$ GeV とした場合にも本報告の本質的内容は変わらないが、両者の比較を表 1.2、表 1.3に示しておく。

1.5 電弱相互作用の精密研究

1.5.1 概要

TRISTAN/SLC/LEP-I など従来の電子陽電子コライダーでは s チャンネルの γ/Z を経由したフェルミオンの対生成反応が主な粒子生成反応であった。この事情は JLC では一変し、図 1.79に示すように、ゲージ粒子の生成反応の断面積が粒子生成反応の中で最も大きな寄与をするようになる。大量に生成されるこれらの粒子をバックグラウンドが少ないきれいな環境であるという電子陽電子衝突反応の特徴を生かして精密測定することは、他ののコライダーではできない、JLC 特有の課題である。

ヒッグス粒子が JLC-I($\sqrt{s} \sim 500$ GeV) で見つからなかったときにはこれらの測定は特に重要である。標準模型では、W 粒子の質量は、量子補正によりトップクォークと共にヒッグス粒子の質量と関係付けられている。したがって、ヒッグスが JLC-I で見つからなかった場合、トップクォークと W 粒子の質量の精密測定を組み合わせることにより、高い精度でヒッグス粒子の質量を推定できる。その推定値が 1 TeV 程度以下であれば、それを指針に JLC-I のエネルギーアップを行い、W フュージョン反応 $(e^+e^- \to \nu\bar{\nu}W^+W^-)$ を利用して、ヒッグスを確認できる。

一方、推定値が 1 TeV 程度以上であれば、ヒッグスの巾は" 粒子" というには大きくなり過ぎ、「ヒッグス粒子の自発的対称性の破れによりゲージ粒子が質量を持つ」という標準模型の考え方の訂正が必要になる。この場合には、JLC-I での W/Z 粒子の精密測定が特に重要である。

標準模型は現在、現象論的には大きな成功を納めているが、実験的な精密な検証は主にゲージ粒子ーフェルミオンー反フェルミオン相互作用によるものである。標準模型の他の部分、ゲージ粒子の自己相互作用、についても精密な検証が必要である。自己結合作用のうち、WWV の３点バーテックスの直接測定は今、LEP-II においてその端緒についたばかりである。ただし、LEP-II ではエネルギーが低くルミノシティーも高くないので、高精度の測定（1% 程度以下）は期待できない。JLC ではルミノシティーが大きく、高エネルギーのためゲージキャンセレーションの効果も大きいので、より高い精度（1% 程度以下）で３点バーテックスを測定することができる。W の質量が TeV 領域にある新しい物理による時にでも、低エネルギーでその効果がカイラル結合定数に顕かになる場合がある。$e^+e^- \to W^+W^-$ 反応では、新しい相互作用によるベクターボソンが s チャンネルで交換される効果が、異常自己相互作用として見られる場合がある。JLC でのこれらの測定により、TeV 領域での新しい物理のヒントが得られる。

さらに、重心系 エネルギーが 1 TeV 程度以上になると t チャンネルに交換される W や Z 粒子の散乱振幅の系統的な研究ができるようになる。この場合には、入射電子の偏極や散乱後の電子・陽電子の測定等により散乱振幅のスピン・アイソスピン構造の研究ができる。かつてハドロン粒子の研究が散乱振幅の部分波解析により強い相互作用の力学を明らかにしたように、JLC における W や Z 粒子の散乱の研究は、新しい強い相互作用の解明の端緒となるであろう。

以下、これらの課題についての詳細を述べる。

1.5.2 量子効果に現われる重いヒッグス粒子の効果

標準模型では、ヒッグス粒子、W 粒子、およびトップクォークの質量は、図 1.80に示すように、量子補正により相互に関係づけられている。従って、W ボソン とトップクォークの質量を精密測定すれば、ヒッグスの質量を推定することが出来る。また、ヒッグス粒子が既に発見されている場合でも、３つの粒子の間の関係を精密に測定し、標準模型の計算との比較を行えば、新しい物理のヒントが得られる可能性もある。トップクォークの質量測定に関しては既に前節で述べた。JLC-I では、その非常に高い統計精度を活用することにより、W ボソンの質量測定の精度向上も期待できる。

$\sqrt{s} = 500$ GeV での W の質量の測定のためには、$e^+e^- \to e\nu W$ 反応を使うことが、断面積の大きさと測定された全粒子を W 崩壊によるものとして扱える、という点で最適である。W が十分測定器の立体角に入ることを要求するために、$|\cos\theta| < 0.8$ という条件を課して行ったシミュレーションの結果によると [75]、積分ルミノシティーが 100 fb^{-1} の時、約 80k 事象の W の測定が可能であると推定される。一方、$e^+e^- \to \gamma Z$ 反応は同じ条件で、40k 事象の測定が可能である。この反応は測定器の較正に利用することができる。我々が想定している測定器では、4 GeV 以下の精度で 100 GeV 近辺のヒッグスの測定ができるので、W の質量は十分 20 MeV 以下の統計精度で測定できるであろう。この測定では、ただ一つの W 崩壊からの全粒子の不変質量をとるので、LEP-II で想定されている４ジェット解析で問題となるジェット・クラスタリングやカラークロストークによる系統誤差は生じない。測定器は同時に発生する Z 粒子を利用して較正できるし、必要とあればビームエネルギーを調整して Z ポール上で較正するこ

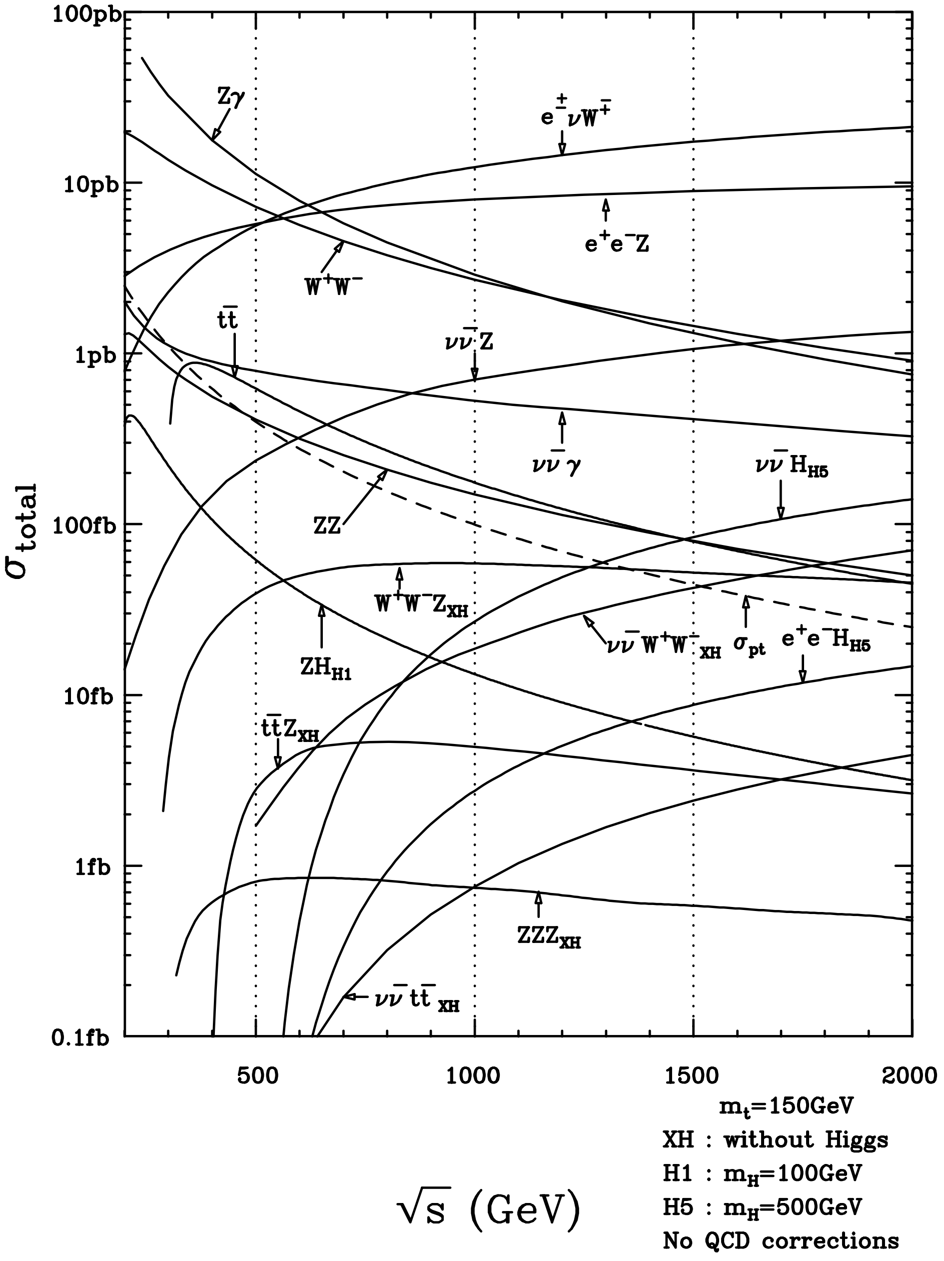


図 1.79: 2 TeV 以下のエネルギーでの標準模型反応の全断面積。

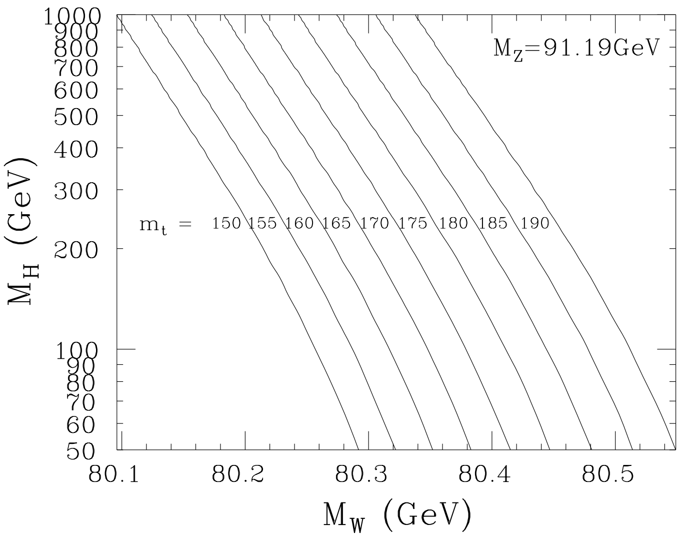


図 1.80: W 粒子の質量の関数として、標準模型のヒッグスの質量をいくつかのトップクォークの質量の場合について示す。

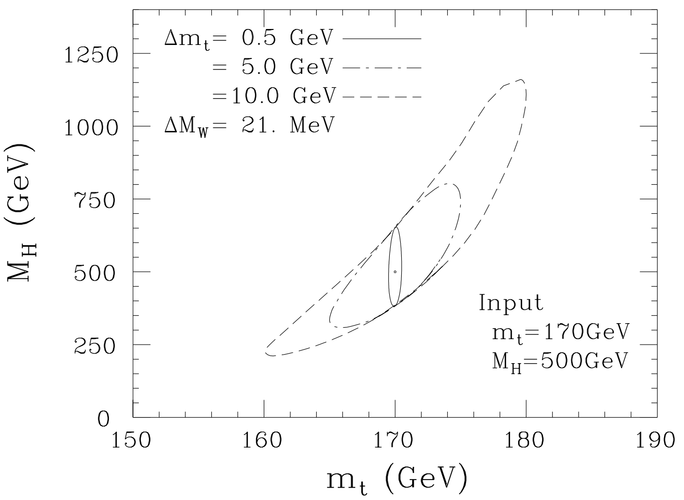


図 1.81: m_t-M_H 面上における 1σ 等高線のトップクォーク質量の測定誤差依存性。中心値は $m_t = 150$ GeV、 $M_H = 500$ GeV とした。

とも出来る。系統誤差の詳しい検討は今後の課題であるが、 JLC-I が W 粒子の質量測定の精度をさらに向上させる可能性は十分に高い。

W とトップクォークの質量の高精度での測定は、図 1.80に示した標準模型における量子補正により導かれた関係により、可能なヒッグス粒子の質量に対する制限を与えることになる。図 1.81には m_t-M_H 面上での 1σ の等高線が m_t の誤差と共にどのように変わるかを示している。この図から、トップクォークの質量の精密測定がいかに重要であるか分かる。前節で示したように、 JLC-I ではトップクォークの質量を 0.5 GeV 以下の精度で決定することが出来るので、ヒッグス粒子の質量の推定値の誤差は W の質量の誤差で決まることになる。

図 1.82には W の質量の誤差が 21 MeV の時ヒッグスの質量の推定値の誤差が質量と共にどのように変わるかを示している。図から分かるように、 JLC-I は現在のヒッグスの質量の推定値の誤差を大きく改善すると共に、次に目指すべきエネルギー領域を指し示すことになる。 JLC-I はトップクォークの質量を 0.5 GeV 以下の精度で測定できるが、それは図 1.80 では線の幅程度に相当することになる。従って、 W の質量が 20 MeV 以下の精度で測定できれば、ヒッグスの質量が、その質量に依存して $50 \sim 200$ GeV の精度で推定できることになる。

このように、たとえヒッグス粒子の質量が JLC-I で到達できないほど重かったとしても、 W の質量の精密測定から次に目指すべきエネルギーが決まるのである。また一方で、ヒッグス粒子が見つかった時には、ヒッグス、 W、トップの間の質量の関係が標準模型が予想するものかどうかを調べることにより、新しい物理への手かりが得られることであろう。

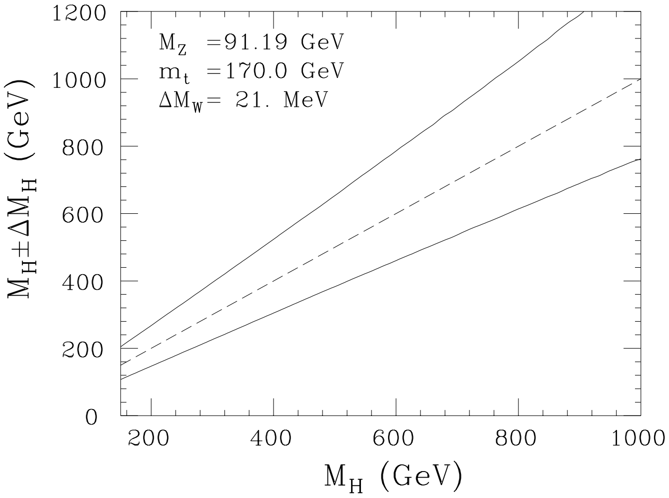


図 1.82: W 質量の精度が 21 MeV の場合，ヒッグス粒子の関数として表わしたヒッグス粒子の質量推定値の 1σ 範囲。

1.5.3 ゲージ粒子の自己結合とカイラルラグランジアン

標準模型では、「ゲージ対称性により本来は質量を持たない W や Z 粒子が、ヒッグスポテンシャルの自発的対称性の破れにより生じた南部・ゴールドストーンボソンを縦波成分とすることにより質量を持つ」、と考えられている。この模型の検証にはヒッグス粒子を発見し、その性質を調べることが最も直接的である。この事は、既に前節 (1.2) にまとめられている。ここでは、ヒッグス粒子が見つからなかった場合、 W や Z 粒子の精密測定により、ヒッグスセクターについてどのようなことが分かるかを議論する。

ヒッグス粒子の質量より低いエネルギー領域での現象を調べる際にはカイラルラグランジアンを用いた解析が適切である。そこで、ヒッグス二重項を $\Phi(x) \equiv \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}$ とし、 $M(x)$ を

$$M(x) = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \phi^{0*}(x) & \phi^+ \\ -\phi^-(x) & \phi^0(x) \end{pmatrix} \tag{1.35}$$

とおいて、標準模型のヒッグスセクターのラグランジアンを次式のように書き直す：

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{4}\mathrm{tr}\left(D_\mu M^\dagger(x) D^\mu M(x)\right) - \frac{M_H^2}{8v^2}\left[\frac{1}{2}\mathrm{tr}(M(x)^\dagger M(x)) - v^2\right]^2 。\tag{1.36}$$

ここで、 M_H はヒッグスの質量、 v は真空期待値である。 $M(x)$ にはヒッグス粒子場と南部・ゴールドストーン場 (ω^a) になる合計 4 つのスカラー場が含まれている。ヒッグス粒子が重い場合には、ヒッグスポテンシャルが $|\phi^0|^2 + |\phi^+|^2 = v^2/2$ に深い谷を持ちヒッグス粒子場の自由度が実質的に失われる。そこで、

$$M(x)^\dagger M(x) = 2(|\phi^0|^2 + |\phi^+|^2) = v^2 \tag{1.37}$$

という拘束条件のもとで、南部・ゴールドストーン場の振る舞いを考察することが適切となる。そのために、 $M(x)$ を真空期待値 v で規格化した無次元の場、 $U(x)$、 を定義する:

$$\frac{1}{v}M(x) \overset{M_H\uparrow\infty}{\longrightarrow} U(x) \equiv \exp\left(\frac{i\tau^a\omega^a}{v}\right)。\tag{1.38}$$

$U(x)$ を用いると、ゲージ粒子およびヒッグス二重項の運動エネルギーのラグランジアンは以下で与えられる:

$$\mathcal{L}_{sm} = \frac{v^2}{4}\mathrm{tr}(D_\mu U^\dagger D^\mu U) - \frac{1}{2}\mathrm{tr}(\mathcal{W}_{\mu\nu}\mathcal{W}^{\mu\nu}) - \frac{1}{2}\mathrm{tr}(\mathcal{B}_{\mu\nu}\mathcal{B}^{\mu\nu})。\tag{1.39}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_\mu &\equiv \frac{\tau^a}{2}W_\mu^a、\\
\mathcal{W}_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu\mathcal{W}_\nu - \partial_\nu\mathcal{W}_\mu + ig_2\left[\mathcal{W}_\mu, \mathcal{W}_\nu\right]、\\
\mathcal{B}_\mu &\equiv \frac{\tau^3}{2}B_\mu、\\
\mathcal{B}_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu\mathcal{B}_\nu - \partial_\nu\mathcal{B}_\mu、\\
D_\mu U &\equiv \partial_\mu U + ig_2\mathcal{W}_\mu U - ig_Y U\mathcal{B}_\mu。
\end{aligned}\tag{1.40}$$

ただし、 W_μ^a、 B_μ はそれぞれ、 $SU(2)_L$ および $U(1)$ ゲージ場である。式 (1.39) はヒッグス粒子が重い場合のゲージ粒子を記述するラグランジアンである。

ところで、高エネルギーにあるヒッグスセクターの物理が低エネルギーでゲージ粒子の振る舞いに何らかの影響を与えてるとすると、式 (1.39) の以外の別の項が存在すると考えられる。一般的には高エネルギーの物理と低エネルギーの物理は切り放されているが、エネルギー次元が 4 以下の項は低エネルギーでも有意な大きさを持ち得る。そこで、式 (1.40) および $U(x)$ の場から生成されるエネルギー次元 4 以下のオペレーターを書き下すと次のようになる:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = &+\beta_1\frac{v^2}{4}\mathrm{tr}(V_\mu T)\mathrm{tr}(V^\mu T) + \alpha_1 g_2\mathrm{tr}\left(\mathcal{W}^{\mu\nu}U\mathcal{B}_{\mu\nu}U^\dagger\right)\\
&+ i\alpha_2 g_Y\,\mathrm{tr}\left(U^\dagger\left[V_\mu, V_\nu\right]U\mathcal{B}^{\mu\nu}\right) + i\alpha_3 g_2\,\mathrm{tr}\left(\left[V_\mu, V_\nu\right]\mathcal{W}^{\mu\nu}\right)\\
&+ \alpha_4\mathrm{tr}(V_\mu V_\nu)\mathrm{tr}(V^\mu V^\nu) + \alpha_5\mathrm{tr}(V_\mu V^\mu)\mathrm{tr}(V_\nu V^\nu)\\
&+ \alpha_6\mathrm{tr}(V_\mu V_\nu)\mathrm{tr}(TV^\mu)\mathrm{tr}(TV^\nu) + \alpha_7\mathrm{tr}(V_\mu V^\mu)\mathrm{tr}(TV_\nu)\mathrm{tr}(TV^\nu)\\
&+ \frac{1}{4}\alpha_8 g_2^2\mathrm{tr}(T\mathcal{W}_{\mu\nu})\mathrm{tr}(T\mathcal{W}^{\mu\nu}) + \frac{i}{2}\alpha_9 g_2\mathrm{tr}(T\mathcal{W}_{\mu\nu})\mathrm{tr}(T\left[V^\mu, V^\nu\right])\\
&+ \frac{1}{2}\alpha_{10}\mathrm{tr}(TV_\mu)\mathrm{tr}(TV^\mu)\mathrm{tr}(TV_\nu)\mathrm{tr}(TV^\nu) + \alpha_{11}g_2\epsilon^{\mu\nu\rho\lambda}\mathrm{tr}(TV_\mu)\mathrm{tr}(V_\nu\mathcal{W}_{\rho\lambda})。
\end{aligned}\tag{1.41}$$

ただし、 $V_\mu \equiv D_\mu U\cdot U^\dagger$、 $T \equiv U\tau^3 U^\dagger$、また $\epsilon_{0123} = -\epsilon^{0123} = 1$ である。上式で、第 1 項はエネルギー次元が 2、それ以外は 4 である。カイラル結合定数は β_1 および $\alpha_1 \sim \alpha_{11}$ である [77]。

ところで、標準模型ではゲージ結合を 0 とおいたとき、 $SU(2)$ 対称性がもう一つ余分に表われる。それは、式 (1.35) を縦ベクトルと見たときと横ベクトルと見たとき 2 つの対称性があるからである。そのため $SU(2)_L$ 対称性が破れた後でもヒッグスセクターには余分な $SU(2)$ 対称性が残る。これはカストディアル対称性と呼ばれている。ラグランジアン (1.41) のうち T の入っているオペレーターはこの対称性を破っている (β_1、 $\alpha_6 \sim \alpha_{10}$)。また、 α_{11} は CP 保存 P 非保存の結合定数である。

高エネルギーでの新しい物理によりこれらの結合定数が 0 でない値を持っていると、 W や Z 粒子の相互作用が標準模型の場合と異なる振る舞いをすることになる。したがって、 W や Z 粒子の精密測定を通じて新しい物理へのヒントが得られることになる。

ゲージ粒子の 3 点、 4 点バーテックスとそこに含まれる結合定数、およびその測定に適した反応を表 1.4に示す。

表 1.4: ゲージボソンの 3 点および 4 点結合とそこに含まれるカイラル結合定数。含まれる場合は $\circ$ で示した。右端の列には測定に適したプロセスを示す。

vertex	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	α_9	α_{10}	α_{11}	β_1	processes
$WW\gamma$	∘	∘	∘					∘	∘				$\rightarrow WW,\ e\nu W$
WWZ	∘	∘	∘					∘	∘		∘	∘	$\rightarrow WW,\ e\nu W$
$ZZWW$	∘		∘		∘		∘					∘	$\rightarrow WWZ$
$ZWZW$	∘		∘	∘		∘						∘	$\rightarrow WWZ$
$Z\gamma WW$	∘		∘									∘	$\rightarrow WW\gamma$
$ZZZZ$				∘	∘	∘	∘			∘			$\rightarrow ZZZ$

これらのカプリングのうち、 α_1、 α_8、 β_1 は二点関数にも含まれており、 S、 T、 U パラメーター [72] とは

$$\alpha_1 = -\frac{1}{16\pi}S、\quad \alpha_8 = -\frac{1}{16\pi}U、\quad \beta_1 = \frac{1}{2}\alpha_{em}T \tag{1.42}$$

という関係がある。 LEP-I 等の実験により得られた、 S、 T、 U の値を使うと [73] 2σ で、

$$|\alpha_1| < 0.0060、\quad |\alpha_8| < 0.019、\quad |\beta_1| < 0.0013 \tag{1.43}$$

である。ここで S、 T、 U の中心値の 0 からのずれは無視している。これ以外の結合定数は一部 LEP-II や TEVATRON での測定が行われているが、今のところ α_1 等に比べて二桁以上精度が悪い。これらのコライダーはエネルギー的にも不十分であり、 JLC での実験が待たれる所以である。

ところで、ゲージ粒子の 3 点自己結合の解析には κ、 λ を使った解析が良く用いられている。それらとカイラル結合定数の関係について最後に述べておく。

電磁相互作用のゲージ対称性、ローレンツ不変性、および C と P 変換不変性を仮定したときに、 W/Z 粒子の 3 点自己結合を表す最も一般的な相互作用ラグランジアンは次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{WWV}/g_{WWV} &= ig_1^V(W^\dagger_{\mu\nu}W^\mu V^\nu - W^\dagger_\mu V_\nu W^{\mu\nu}) + i\kappa_V W^\dagger_\mu W_\nu V^{\mu\nu} \\ &+ \frac{i\lambda_V}{m_W^2}W^\dagger_{\lambda\mu}W^\mu_\nu V^{\nu\lambda}、\end{aligned} \tag{1.44}$$

ここで、 V は Z または γ であり、 $W_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$、 $V_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$、 $g_{WW\gamma} = -e$ および $g_{WWZ} = -e\cot\theta_W$ である。 $g_1^\gamma = 1$ なので、このラグランジアンでは 5 つの結合定数があることになる: $\Delta\kappa_\gamma(\equiv \kappa_\gamma - 1)$、 $\Delta\kappa_Z(\equiv \kappa_Z - 1)$、 $\Delta g_1^Z(\equiv g_1^Z - 1)$、 λ_γ、 および λ_Z。このうち、 λ_V 結合定数はエネルギーの次元が 6 次のオペレーターの係数なので、式 (1.41) のラグランジアンに対応しているものはない。カイラル結合定数のうち、二点関数にも含まれている α_1、 β_1、 を α_8 は S、 T、 U の測定でほぼ 0 なので無視すると、 $\Delta\kappa_\gamma$、 $\Delta\kappa_Z$、 Δg_1^Z は α_2、 α_3、 α_9 と次のような関係がある。

$$\begin{aligned}\Delta\kappa_\gamma &= \frac{e^2}{s^2}(\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_9) \\ \Delta\kappa_Z &= \frac{e^2}{c^2}\alpha_2 + \frac{e^2}{s^2}(\alpha_3 + \alpha_9) \\ \Delta g_1^Z &= \frac{e^2}{s^2c^2}\alpha_3\end{aligned} \tag{1.45}$$

ただし、 $s^2 \equiv \sin^2\theta_W$、 $c^2 = 1 - s^2$。 α_9 結合定数はカストディアル $SU(2)$ 対称性を破るので、この対称性を要求すると、 3 点結合固有の結合定数としては、 α_2 と α_3 の 2 つの自由度があることになる。 β_1、 α_1、 α_8 を無視しないときには、 G_F や M_Z の高精度な測定と矛盾しないように、実効的な結合定数を再定義する必要がある。そのために、式 (1.45) はもう少し複雑な形になるが煩雑なのでここでは省略する。詳しくは参考論文 [74] を参照されたい。

1.5.4　$e^+e^- \to W^+W^-$ 反応によるゲージ粒子の 3 点結合の測定

$e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の最低次のダイアグラムは、 s チャンネルでの γ と Z 粒子の交換と t チャンネルでの ν の交換のダイアグラムからなる (図 1.83) 。これらの 3 つの散乱振幅は各々エネルギーとともに急激に増大が、標準模型ではこれらの振幅は互いに打ち消しあい、その和はエネルギーが増大してもほとんど変わらない (ゲージ・キャンセレーション) 。そのために、ゲージボソンの 3 点結合にわずかでも異常があると、このゲージキャンセレーションがくずれ、その効果が増幅されて現れる (図 1.84) 。ゲージキャンセレーションは標準模型のいろんなプロセスに多かれ少なかれ存在しているが、 $\sqrt{s} = 500$ GeV では $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応においてもっとも顕著でありゲージ粒子の異常 3 点結合に対する感度も最大である [75]。

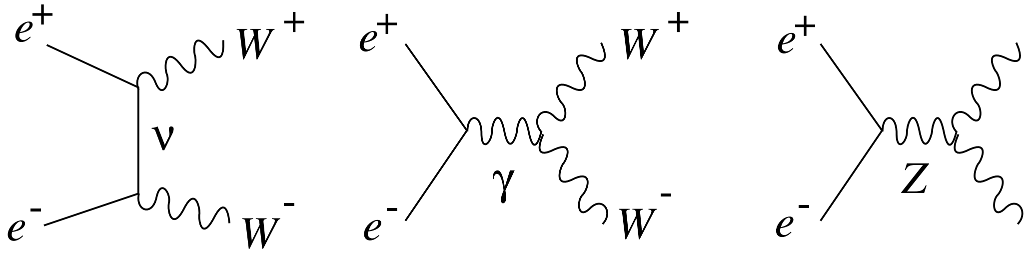


図 1.83: $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の最低次のファインマンダイアグラム図

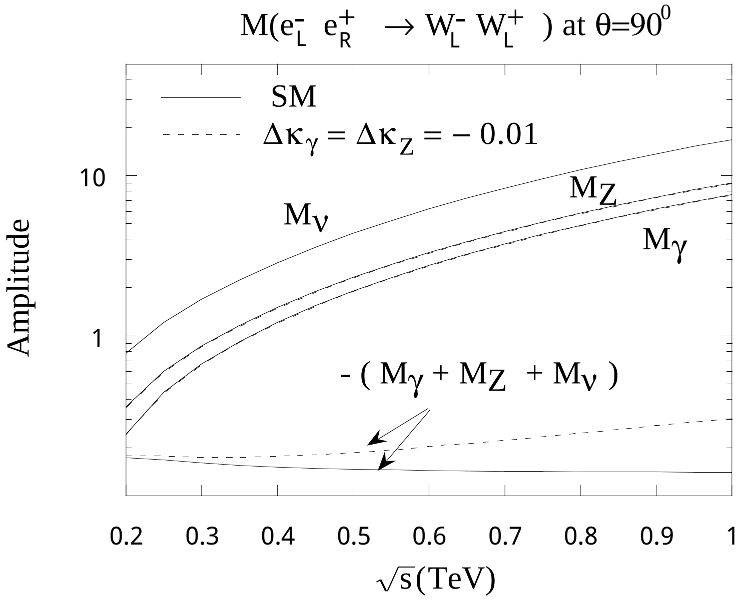


図 1.84: $\theta = 90^\circ$ における $e_L^+ e_R^- \to W_L^+ W_L^-$ 散乱振幅のエネルギー依存性。 Z、 γ、 および ν 交換ダイアグラム各々の振幅および振幅の和を示す。実線は標準模型の場合、点線はゲージボソン 3 点結合が標準模型と異なる場合

カイラル結合定数が 0 でない場合の例として、以下に α_2、 α_3 が共に 0 でない場合と α_1 が 0 でない場合の $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の微分断面積を標準模型の値で規格化して示す。 $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の微分断面積は前方は ν 交換反応の寄与が大きく後方は Z と γ の交換反応の寄与が大きい。 α_2 と α_3 は 3 点結合定数に含まれている。そのため、α_2 と α_3 に異常があるときには後方に行くほど大きなずれが生じる (図 1.85) 。また、微分断面積の異常のほとんどが縦偏極した W によるものであることが分かる。この反応では W^+W^- の一方がレプトンに他方がハドロンに崩壊するモードを使うことにより、 W の生成角度や偏極度を精度良く測定できるので、これらの結合定数に対する感度を

向上させることができる。

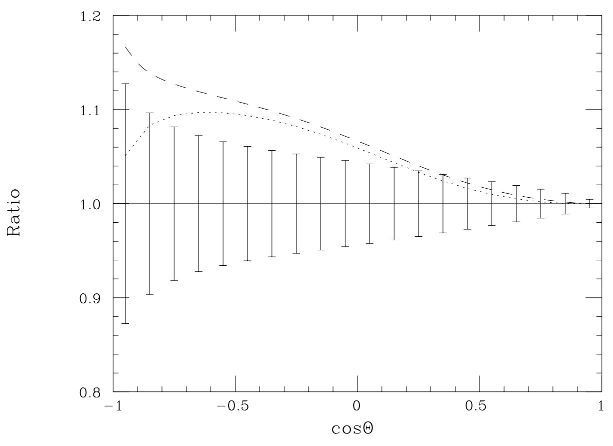


図 1.85: $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の微分断面積を α_2 と α_3 がそれぞれ 0.01 の場合について標準模型で規格化して示す（破線）。点線は、 $W^\pm$ どちらも縦偏極したものだけを選んだ場合。誤差棒は積分ルミノシティー 100 fb^{-1} のデーターを収集したときに予想されるデーターの統計精度を示す。

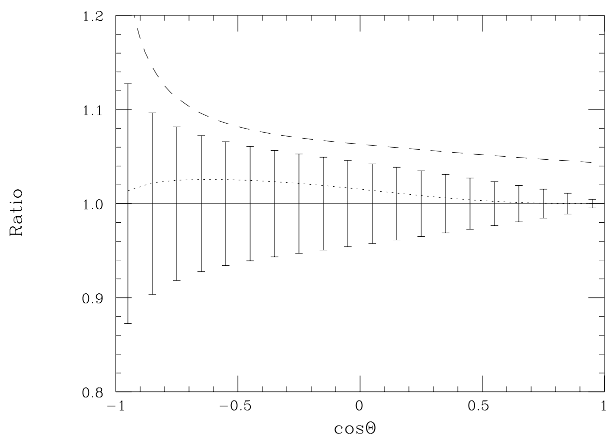


図 1.86: 図 1.85 と同様。ただし $\alpha_1 = 0.05$ でそれ以外のカイラル結合定数は 0。

一方、 α_1 が 0 と異なると、横偏極 W の生成にも標準模型からのずれが生じる。前方の横偏極 W の生成はこの反応の全断面積に大きく寄与しているので α_1 の測定には、ルミノシティーの高精度の測定が欠かせない。

JLC での実験で予想されるカイラル結合定数の測定精度として、まず始めに個々の結合定数に対する感度をルミノシティーの関数として図 1.87に示す。ただし、電子ビームの偏極度は 90%、 ルミノシティーの測定誤差 1% を仮定し、 $|\cos\Theta_W| < 0.8$ に生成した $W^\pm$ のレプトン + 2 ジェットモードを を 10% の検出効率で測定できるとした [75]。 α_1 と α_8 の決定に対してはルミノシティーの測定精度が重要であり、その測定精度が 2% になると α_1、 α_8 に対する感度はそれぞれ 20% と 40% 悪くなる。図からわかるように、 50 fb^{-1} の統計があれば α_2、 α_3、および α_9 は 1% 以下の精度で測定できるが、 0.3% 以下の精度にするには 500 fb^{-1} 以上のルミノシティーが必要である。これらの結合定数の測定精度は後方に生成された W 対の統計精度に支配されており、ルミノシティーの測定精度の寄与は少ない。これ以外の結合定数、 α_1、 α_8、 α_{11} は 500 fb^{-1} 以上のルミノシティーがあっても感度は 1% 以上である。

標準模型では（輻射補正を無視した場合）カイラル結合定数は 0 なので、図 1.87に示された結合定数の測定のどれか一つでも 0 以外の値を示せばそれは標準模型を越える物理の出現を意味することになる。しかし、一般にカイラル結合定数を引き起こすような、新しい物理を想定した場合、どれか特定の一つの結合定数のみ 0 でなくなるというのは不自然であり、幾つかの結合定数が同時に 0 からずれると考える方が自然である。したがって、結合定数の各々の測定が独立であるか否かを調べる必要がある。

その例として、まず α_2 と α_3 の相関を図 1.88に、 α_9 と $\alpha_2 = \alpha_3$ の相関を図 1.89に示す。 $\alpha_2 = \alpha_3$ は α_2 と α_3 の値を等しくして同時に変えることを意味している。 W と Z 粒子の質量生成の要因として新しい強い相互作用を仮定するテクニカラーモデルでは、アップ型テクニフェルミオンとダウン型テクニフェルミオンの質量差が無い場合には、 α_2 と α_3 が等しくなると予想されている [76] ので、ここでは $\alpha_2 = \alpha_3$ の場合について示した。図より α_9 と $\alpha_2 = \alpha_3$ に負の強い相関があることが分かる。

一方、 α_1 と $\alpha_2 = \alpha_3$ 面での感度の等高線が図 1.90の点線である。図より、 $\alpha_2 = \alpha_3$ の測定精度に比べて $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の α_1 に対する測定精度は 1 桁以上悪いことが分かる。これは、既に述べたようにルミノシティーの測定精度を 1% としたためである。

ところで、 α_1、 β_1 に関しては、既に LEP 等のデータにより式 (1.43) の制限がつけられている。この制限と、JLC-I での $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の測定で得られる制限とを合わせた感度の等高線を図 1.90の実線 ($\beta_1 = 0$ とした場合) および破線と 1 点鎖線 ($\beta_1 = \pm 0.0013$) で示す。 S と T の測定の中心値は 0 からずれているが、ここでは感度の大きさだけを示すために $S = T = 0$ としてある。また、 JLC-I の測定がない場合には、 α_2、 α_3 に意味のある制

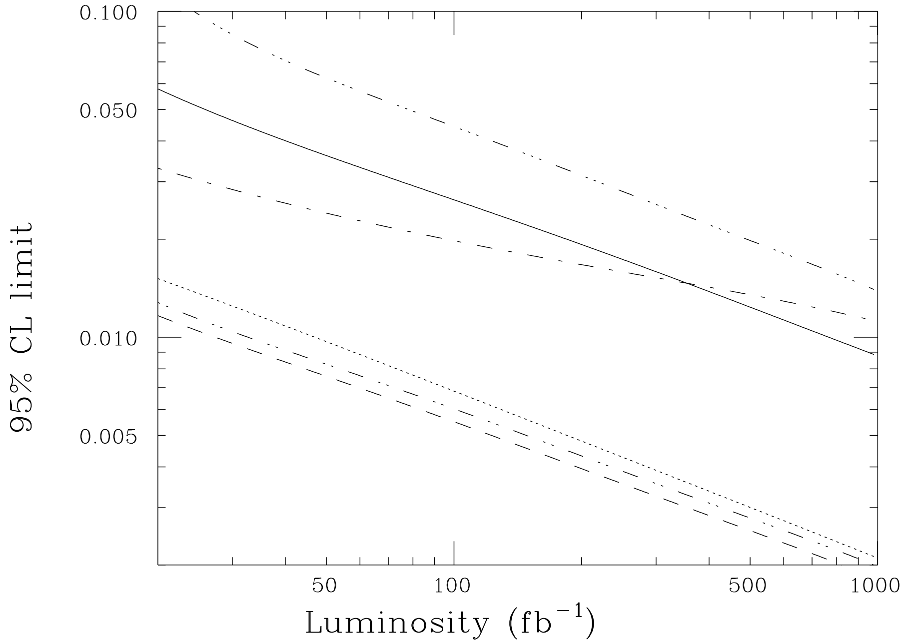


図 1.87: $\sqrt{s} = 500$ GeV におけるカイラル結合定数に対する感度 (95%) をルミノシティーの関数として示す。実線は α_1、 破線は α_2、点線は α_3、 1 点鎖線は α_8、 2 点鎖線は $\alpha_9$3 点鎖線は α_{11} を示す。

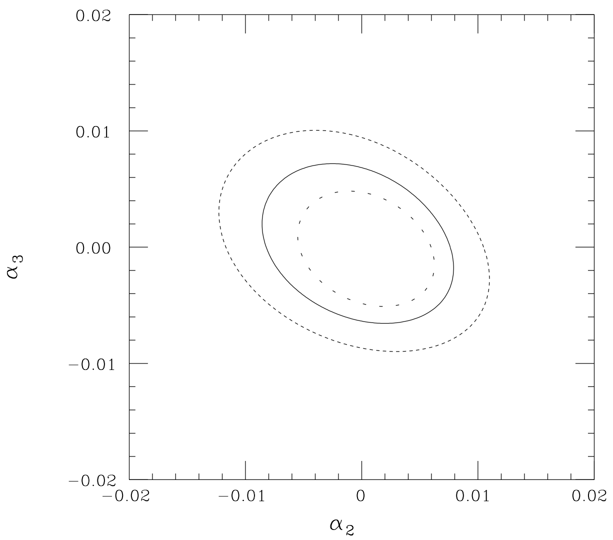


図 1.88: α_2 と α_3 面上における感度の等高線 (95% CL)。$\sqrt{s} = 500$ GeV とし、積分ルミノシティーは各々 50 (点線)、 100 (実線)、 200 (破線) fb^{-1} とした。

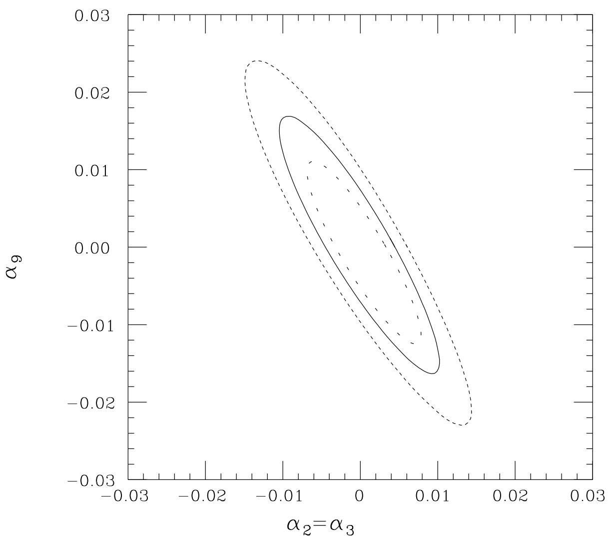


図 1.89: α_9 と $\alpha_2 = \alpha_3$ 面における図 1.88と同様の感度の等高線。

限がつかず、図の縦方向の制限がなくなる点に注意してほしい。JLC-I での測定により、別の角度から強い相互作用をするヒッグスセクターの振る舞いを調べることができることになる。モデルの例として、QCD 的なテクニカラーモデルの場合 [78] に予想されるカイラル結合定数の大きさを、テクニ ρ メソンの質量が幾つかの場合について図に示しておく。

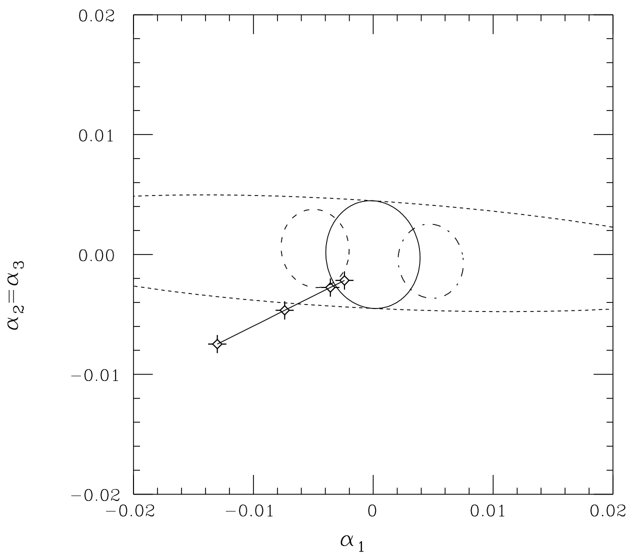


図 1.90: α_1 と $\alpha_2 = \alpha_3$ 面上における 95% CL の感度の等高線点線は $\sqrt{s} = 500$ GeV にてルミノシティーが 100 fb^{-1} の時のもの。低エネルギーデーターの制限を加えると、実線 ($\beta_1 = 0$)、破線 ($\beta_1 = 0.0013$)、1 点鎖線 ($\beta_1 = -0.0013$) となる。図中の星印は QCD-Like テクニカラーモデルで予想されるカイラル結合定数の値を示す [78]。テクニ ρ メソンの質量が、図中左から右へ 1.5、2.0、3.0 および 4.0 TeV である。

1.5.5 $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ によるゲージ粒子 4 点結合の測定

ヒッグス粒子の質量が $2 \times M_W$ よりも大きいときにはヒッグスの崩壊巾は W^+W^- へのものが最大となる。この場合、$e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ 反応を測定することにより、$e^+e^- \to HZ^0$ 反応で生成されたヒッグスを見ることが出来る。また、$e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ には、W と Z の 4 点結合が含まれているのでカイラル結合定数のうち α_4、α_5、α_6、α_7 を調べることも出来る。

$\sqrt{s} = 500$ GeV ではこの反応の全断面積は約 39 fb である。しかし、この反応では W と Z が主に前方に生成されるので、$W^\pm$ と Z が中心部 ($|\cos\theta_V| < 0.8$) に生成された反応を選ぶと断面積は約 15 fb になる。一方、$W^+W^-Z^0$ の崩壊モードのうち実験で測定可能なものは表 1.5に示したものに限定される。このうち始めの 2 つのモードでは、2 つのレプトンを検出しその不変質量が Z と一致することを要求することにより、ほとんどのバックグラウンドを除去し、かつ信号事象を高い効率で検出できる。残りの 3 つのモードに関しては、崩壊巾は大きいがバックグラウンドも大きく、詳細なモンテカルロによる検討が必要である。ここでは、モンテカルロによる検討の結果の詳細は参考論文 [79] にゆずり、概略のみを述べる。

6 ジェットモード

6 ジェットモードの解析では、ジェットクラスタリングにより 6 ジェット事象を選んだ後に、不変質量が W や Z に一致するように正しいジェットの組み合わせを決める。ジェット対の W と Z への割当は不変質量法のみにたよって行うので、高精度のカロリーメーターと飛跡検出器が不可欠である。図 1.91に全ての 2 ジェット対に対する不変質

量の分布を示す。 $W^+W^-Z^0$ サンプルには W と Z の分布が見えていることがわかる。解析において、各々のジェットの W と Z への割当は χ^2 を定義し最適なジェットの組み合わせを選ぶようにした。その結果は図 1.91の塗りつぶしたヒストグラムに示されている。 $t\bar{t}$ 過程の場合 t と $\bar{t}$ の崩壊で出てきた b と $\bar{b}$ の不変質量が Z の質量に等しくなる

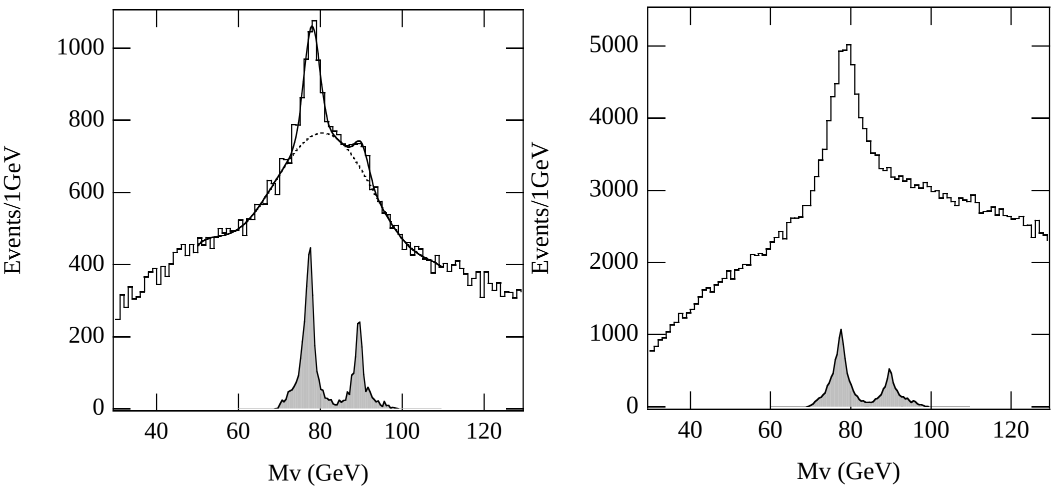


図 1.91: $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ 反応 (a) および $t\bar{t}$ 反応 (b) の 6 ジェット事象の、すべての 2 ジェット対の不変質量分布。左側の図の実線と点線はヒストグラムへのフィット。 χ^2 フィットで生き残った事象は塗りつぶしたヒストグラムで示す。

場合があるので、不変質量を組むだけでは除去しきれない。 $t\bar{t}$ バックグラウンドを除去するためにバーテックス測定器により b クォークが生成されていないことを要求する。 b クォーク候補が全く存在ないことを要求すると $W^+W^-Z^0$ 事象を S/N 1.56、 検出効率 50% で選び出せた。 W と Z が中心部 ($|\cos\Theta_V| < 0.9$) に生成したものを選ぶと S/N は 1.9 になった。積分ルミノシティー 100 fb^{-1} の時、 $W^+W^-Z^0$ はこのモードで 93 事象、これに対して $t\bar{t}$ のバックグラウンドは 49 事象となった。ジェットが前後方に出た場合 b クォークがバーテックス測定器をヒットしない確率が高くなる。 $t\bar{t}$ イベントを効率よく落とすためには、バーテックス測定器が十分前方まで覆っていることが重要である。

$\ell\nu$ + 4 ジェットモード

$\ell\nu$ + 4 ジェットモードの特徴は、エネルギーの大きなレプトン、大きなエネルギー損失、および、不変質量が W と Z となる 4 つのジェットの存在である。このモードは、大きなエネルギー損失のある事象の中からエネルギーの大きな e か μ のあるものを選びだし、残りの粒子を 4 ジェットにクラスターしたときに、不変質量が W と Z になることを要求すると、比較的容易に選別できる。ただし、この選別条件だけでは $t\bar{t}$ イベントの混入は避けがたいので、バーテックス測定器により b ジェット候補の入っている事象を排除する必要がある。バーテックス測定器による、 b クォークの排除を行った場合、積分ルミノシティー 100 fb^{-1} の時、 $W^+W^-Z^0$ は 81 事象、これに対して $t\bar{t}$ のバックグラウンドは 31 事象であった。

表 1.5: $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ 反応の終状態のうち実験的に測定可能なモードと、分岐比およびバックグラウンド反応。 ℓ は e または μ.

Decay mode	branching	possible background
$\ell\bar{\nu}$+ 2 jets + $\ell\bar{\ell}$	0.019	
4 jets + $\ell\bar{\ell}$	0.031	
4 jets + $\nu\bar{\nu}$	0.092	$\to e\bar{e}W\bar{W}(\sim 220$ fb)
$l\bar{\nu}$+ 4 jets	0.20	$\to t\bar{t} \to WWb\bar{b}(\sim 580$ fb)
6 jets	0.32	$\to t\bar{t} \to WWb\bar{b}(\sim 580$ fb)

$\nu\bar{\nu}$ + 　**4 ジェットモード**

このモードを選ぶには、 4 ジェット事象のうちで 2 つのジェット対の不変質量が各々 W に等しく、エネルギー損失が大きいイベントを選べばよい。この場合、 $t\bar{t}$ のバックグラウンドは考える必要がない。 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-W^+W^-$ 反応で、終状態の e^+e^- がビームパイプ方向に抜けて測定されない場合も、 $W^+W^-Z^0$ と同じトポロジーになるが、４ジェットから構成された質量損失が Z になることを要求すると、 $e^+e^-W^+W^-$ の場合は Z よりもずっと大きくなるので、 $W^+W^-Z^0$ 事象への混入はなくなる。モンテカルロによると、 100 fb^{-1} の積分ルミノシティーで、 70 事象が選別された。

モンテカルロシミュレーションにより選別された $W^+W^-Z^0$ イベントの W^+W^- の不変質量分布を図 1.92に示す。紙面の関係でここには示せなかったが、ヒッグス粒子がある場合のピークは 3 つのモード各々で見ることが出来た。 3 つのモードを合わせた選別効率 (崩壊分岐比も含めて) は 12% で、 S/N は 2.7 であった。 $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ のモードも含めれば、ヒッグスのシグナルの S/N はさらに向上するであろう。

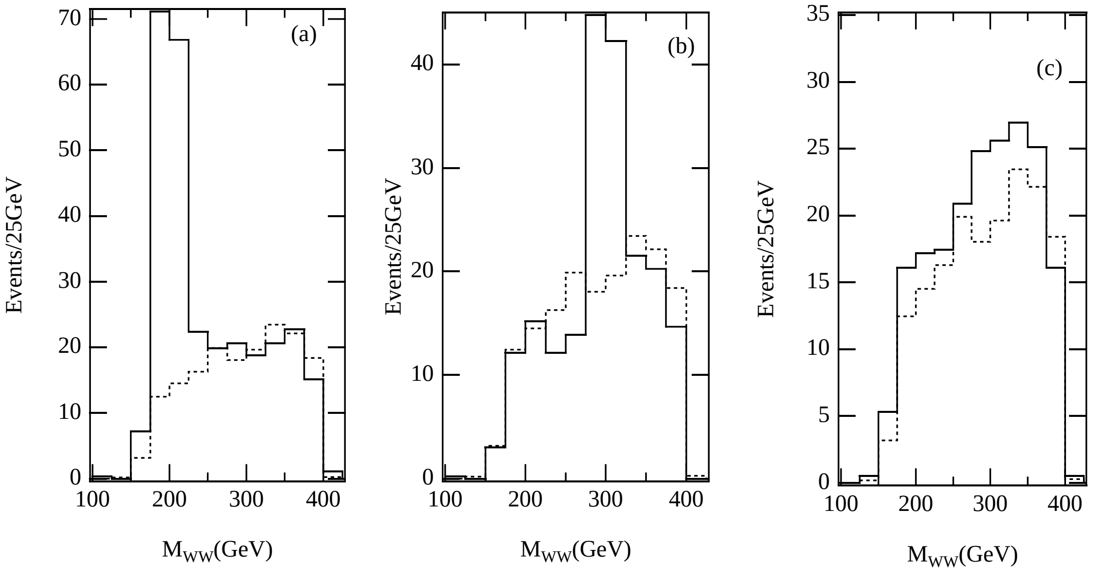


図 1.92: モンテカルロにより選ばれた $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z^0$ 反応の W^+W^- 不変質量の分布。積分ルミノシティーは 50 fb^{-1}。図中点線は標準模型の場合。実線は (a) がヒッグスの質量が 200 GeV 、 (b) ヒッグスの質量 300 GeV 、 (c) $\alpha_5 = 0.5$ の場合、を示す。

一方、ヒッグス粒子が存在しない場合、標準模型で期待されるイベント数は、、ここで解析した 3 つのモードをあわせると、積分ルミノシティーが 100 fb^{-1} の時、約 250 イベントである。 $\sqrt{s} = 500$ GeV における全断面積は、 α_4 と α_5 の 2 次関数として変化するので、測定イベント数が標準模型と同じときには α_4 と α_5 に制限を与えることが出来る。その結果を図 1.93に積分ルミノシティーの関数として示す。 α_4 と α_5 に対する感度は正負対称ではないので、各々 2 本ずつの線で示している。また測定の系統誤差は 5% あると仮定した。図からわかるように、積分ルミノシティーが 100 fb^{-1} の時、カイラル結合定数に対する感度は、 $-0.56 < \alpha_4 < 0.61$ および $-0.51 < \alpha_5 < 0.38$ である。ところで、 LHC での感度は、 $\sqrt{s} = 14$ TeV で積分ルミノシティーが 300 fb^{-1} の時 0.01 以下であると予想されている [80]。これらの結合定数に対して LHC と同程度の感度を JLC で得るには、 1 TeV 以上のエネルギーが必要だと思われる。

1.5.6 重いヒッグス粒子と WW 散乱

既に述べた様に、 JLC-I で重心系エネルギー 500 GeV までの実験でヒッグス粒子が発見されなっかた場合でも、電弱相互作用の精密測定からヒッグス粒子の質量を推測することができる。予想される質量が 1 TeV 程度よりも軽い

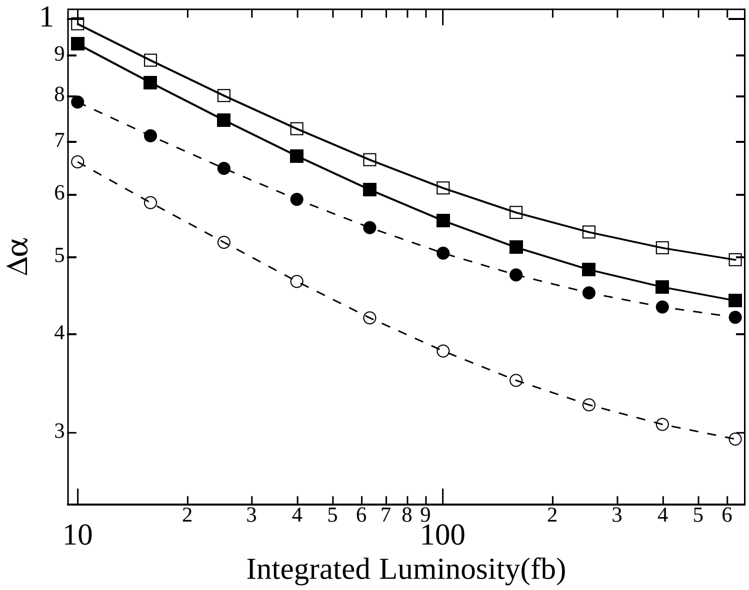


図 1.93: 積分ルミノシティーの関数として表わした、 α_4 と α_5 の感度 (95% CL)。 α_4 の感度は正側を□で、負側を■で、 α_5 の感度は正側を○で、負側を●で示してある。

場合は、その質量のヒッグス粒子を十分に作り得るだけのエネルギーとルミノシティーを持つように JLC を増強すればよい。質量が W ボソンの 2 倍を越えるヒッグス粒子の探索は、図 1.94 に示されるような W フュージョンを主な生成過程として行われる [81, 82]。

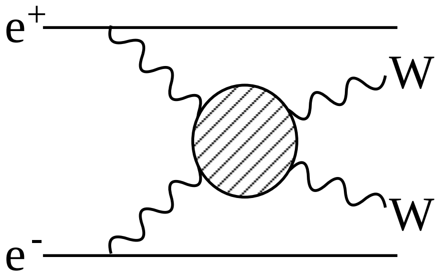


図 1.94: W フュージョン反応

バックグラウンドとしては以下の様な反応が考えられる。

$$
\begin{aligned}
e^+e^- \quad & \rightarrow e^+e^-W^+W^- \\
& \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e Z^0Z^0 \\
& \rightarrow e^{\pm} \overset{(-)}{\nu_e} W^{\mp}Z^0 \\
& \rightarrow e^+e^-Z^0Z^0 \\
& \rightarrow W^+W^-
\end{aligned}
$$

これらの散乱断面積は GRACE[83] を利用して計算した。ここで注意しなければいけないのは、ヒッグス粒子の質量が 800 GeV を越える場合、単純な計算では散乱振幅のユニタリティが破れてしまうことである。これを避けるための便宜的方法として、ここでは散乱振幅がユニタリティを壊さない程度に最小限ヒッグス粒子の崩壊巾を拡げるという方法をとった。これにより少なくともヒッグス粒子からの信号を大きく見積りすぎるという心配はなくなる。

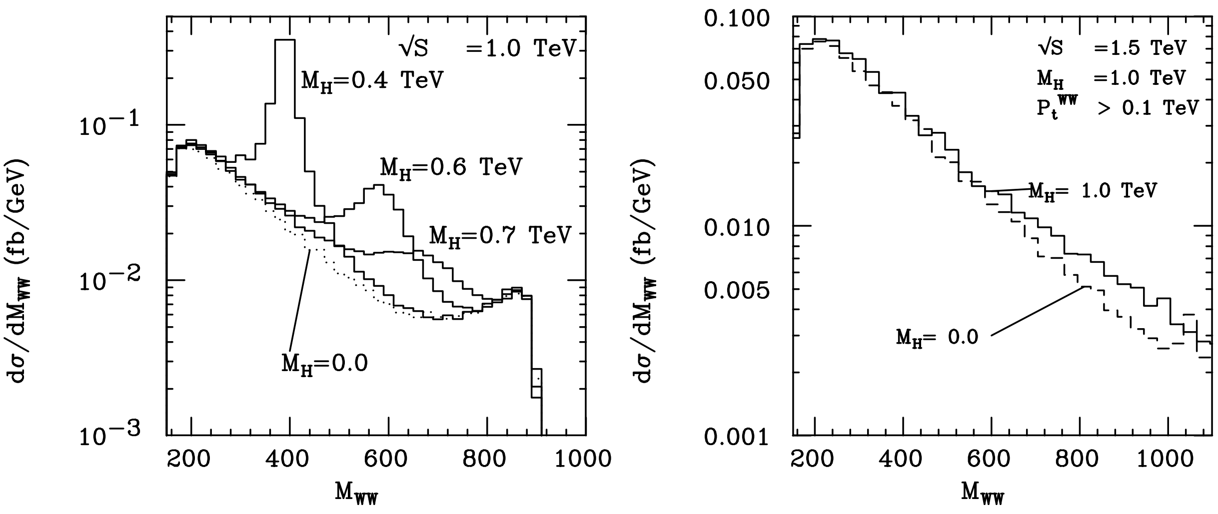


図 1.95: (a) $\sqrt{s}=1$ TeV でヒッグス の質量が 0、 400、 600、 または 700 GeV の場合、および (b) $\sqrt{s}=1.5$ TeV でヒッグス の質量が 0 または 1.0 TeV の場合において、 WW の不変質量の関数として表した WW フュージョン反応の微分断面積。

この質量のヒッグス粒子は W 対に崩壊するので、 W 対の質量分布をみればヒッグス粒子の共鳴状態を探すことができる。いくつかの場合について W 対の質量分布を図 1.95に示す。ヒッグス粒子の質量が増すにつれて崩壊巾が広くなり、質量 1 TeV のヒッグス粒子はもはやはっきりとした共鳴状態をつくらない事がわかる。このような場合におけるヒッグス粒子探索の可能性を調べるため、重心系エネルギー 1 TeV、ヒッグス粒子の質量 0.7 GeV、および重心系エネルギー 1.5 TeV、ヒッグス粒子の質量 1.0 TeV の二つの場合について、バックグラウンドも含めたモンテカルロ事象を発生させ、次章で述べる測定器を仮定してシミュレーションを行なった。信号としては W ボソンが二つともクォーク対に崩壊する過程を使い、まず測定器内に四つのジェットが観測される事象を選ぶ。次に、これら四つのジェットを二組のジェット対に分け、各々の不変質量が W の質量近辺にあることを要求する。この段階では、二光子過程である $e^+e^- \to e^+e^-W^+W^-$ と $e^+e^- \to e^+e^-Z^0Z^0$ が最大のバックグラウンドとなる。これらのバックグラウンドを落すため、まず高いエネルギーの (陽) 電子が観測されないことを要求する。 (陽) 電子がビームパイプ内に逃げた場合には、 W 対は大きな横運動量を持ち得ない。そこで、 W 対が大きな横運動量を持つことを要求すれば、これら二光子過程から来るバックグラウンドの大部分を落すことが出来る。さらに、ヒッグス粒子の崩壊で作られた W ボソンは縦偏極しているのに対し、他の場合には横偏極している確率が高いことを利用してバックグラウンドを落とすことができる。それには、 W ボソンの静止系でのジェットの角分布を見て、大角度にジェットが出ている事象を選べば良い（我々のモンテカルロ・プログラムは、それぞれの W ボソンの崩壊粒子の角度の相関も含めて正しい角分布を与える）。

最終的に 200 fb^{-1} の積分ルミノシティーのデータを集めた場合に期待される W 対の質量分布を図 1.96に示す。ヒッグス粒子の質量 0.7 TeV、 1.0 TeV それぞれにつて、 3σ の統計的有意さでその存在を確認できる [82]。つまり、重心系のエネルギーで 1.5 TeV の JLC では標準模型のヒッグス粒子は必ず発見することができるといえる。

JLC におけるこうした探索でヒッグス粒子が検出されなかった場合、少くとも W/Z ボソンの縦偏極成分は新しい強い相互作用で結合された複合粒子的なものと考えざるを得なくなる。もし、横偏極成分も 複合粒子的であれば、 W/Z ボソンの自己相互作用に異常結合が現れる。これらの異常結合は、 1.5.3 ～ 1.5.5節で議論したように、既に JLC-I で調べられているはずである。そこで、 W/Z ボソンの横偏極成分が ゲージ粒子的であることが確認されている場合には、残された可能性は、 W/Z ボソンは本来 ゲージ粒子で、その質量は 新しい強い相互作用に起因する対称性の自発的破れから来るとすることである。つまり、縦偏極成分のみを複合粒子とする可能性である。この場合には、その複合粒子を構成する新しい強い相互作用が、スピン 0 の共鳴状態以外にウイークボソン対に結合するスピン 1 の共鳴状態を作ると期待できる。ここでは、このようなスピン 1 の共鳴状態が存在する場合について考える。この場合、 $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_eW^+W^-$ と $e^+e^- \to \nu_e e^+Z^0W^-$ の二つのチャンネルに共鳴状態が現われる。この場合の

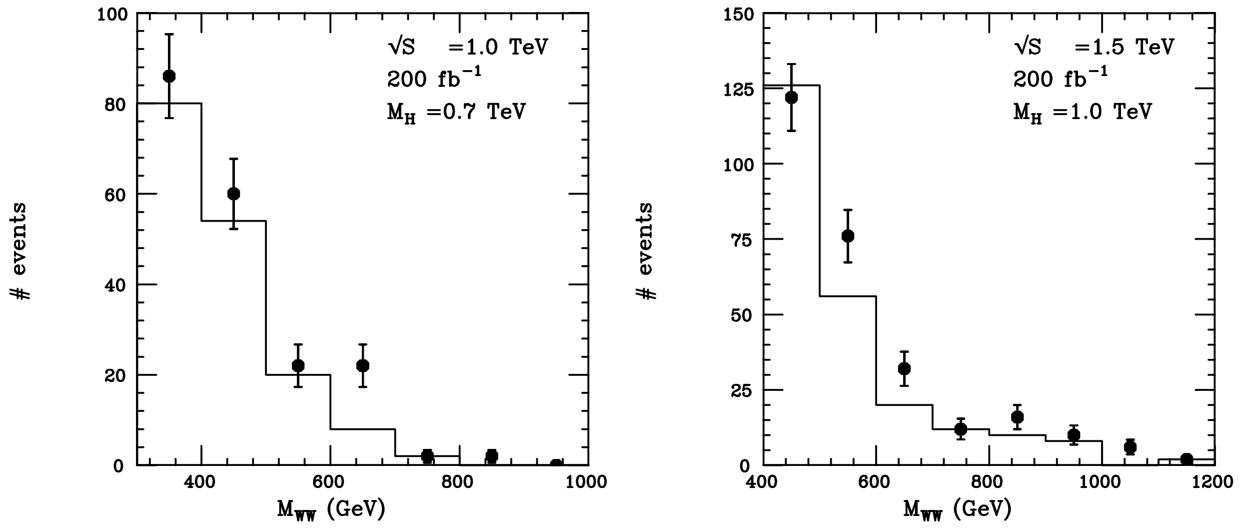


図 1.96: $\sqrt{s}$=1.0 TeV (1.5 TeV)、積分ルミノシティー 200 fb^{-1} の時の、 W 対の不変質量分布。データー点は、ヒッグス の質量が 0.7 TeV (1.0 TeV) で、ヒストグラムは質量が 0 の場合である。

完全なモデルはまだできていないので、以下のような近似計算に頼らざるをえない。まず W フュージョン反応を二つの部分に分ける。(陽) 電子が W ボソンを放出して (反) ニュートリノになる部分と、 W ボソンどうしの散乱の部分である。縦偏極した W ボソン散乱を等価定理 (Equivalence Theorem) によりゴールドストン・ボソンの散乱に置き換える。共鳴状態の存在する場合のその散乱振幅は単純 N/D 法 [84] によるものを使用しする。この散乱振幅はユニタリティーと解析性を満足している。一方、 (陽) 電子が W ボソンを放出して (反) ニュートリノになる部分につては、改良された等価粒子近似 [85] を使う。こうすれば、縦偏極した W ボソン散乱に関する全ての散乱振幅を、ヘリシティー振幅計算プログラム (HELAS[86]) を使って数値化できる。

横偏極した W ボソンの散乱については、共鳴状態とは関係ないので、 $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e$、 $W_T^+W_T^-\nu_e e^+ Z_T^0 W_T^-$ の散乱断面積を GRACE を使って標準模型の範囲での最低次の正確な散乱振幅に基づいて計算すれば良い。バックグラウンドについても同様である。

重心系エネルギーで 1.5 TeV の JLC での、共鳴状態の質量 0.7、 1.0、 1.2 TeV の場合の散乱断面積を図 1.97に示す。質量 1.0 TeV まで十分に発見することができる [87]。

ところで、 W^+W^- チャンネルに スピン 1 の共鳴状態がある場合には、 $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応でも見ることができる。 W^+W^- 系のエネルギーはこちらの方が高いので、スピン 1 の共鳴状態の探索には適している。フュージョン反応の利点は、ヒッグス粒子が期待されるスピン 0、おそらくは共鳴状態を持たないスピン 2 等のスピン 1 以外のチャンネルや、弱アイソスピンの異なった状態の研究も同時に出来る点にある。これら複数のチャンネルを調べることが、新しい強い相互作用の性質を解明するために不可欠なのである。

最後にヒッグス粒子 ($J = 0$) が全く存在せず、他のチャンネル ($J = 1$) にも共鳴状態が存在しない場合を考える。ウイークボソンの縦偏極成分間の新しい強い相互作用がいわゆる低エネルギー定理に従う場合である。問題は、ヒッグス粒子の質量がゼロの場合とヒッグス粒子の質量が無限大の場合 (ヒッグス粒子の存在しない場合) とを、 $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ の反応断面積を測定することで区別できるか否かである。この場合も縦偏極した W ボソンに最も違いが現われるので、それを利用する。 W ボソンが測定器の中央部に出ていて、 W 対の質量が比較的重い領域を選ぶ。詳しい解析の結果、両者の区別には少なくとも重心系エネルギー 2 TeV 以上が必要で、その場合 3σ で区別するのに 310 fb$^-1$ の積分ルミノシティーが必要であることが分かった [88]。

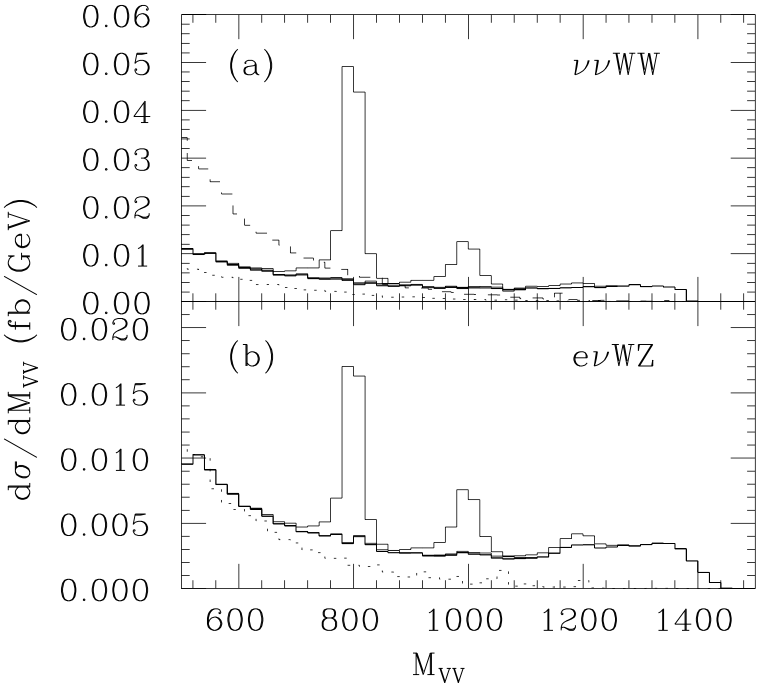


図 1.97: (a) $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 反応の W 対質量分布（実線）と バックグラウンド反応である $\overset{(-)}{\nu_e} e^{\mp} Z^0 W^{\pm}$ 反応（破線）と $\nu_e\bar{\nu}_e Z^0 Z^0$ 反応（点線）の $WZ(ZZ)$ 質量分布。重心系エネルギーは 1.5 TeV。共鳴状態の質量が 0.8、1.0、1.2 TeV の場合を示している。観測されない横運動量が 70 GeV 以上で、$W(Z)$ ボソンの生成角がコサインで 0.9 以下を要求している。(b) $\overset{(-)}{\nu_e} e^{\mp} Z^0 W^{\pm}$ 反応の WZ 質量分布（実線）と バックグラウンド反応である $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 反応（点線）の W 対質量分布。重心系エネルギーは 1.5TeV。共鳴状態の質量が 0.8、1.0、1.2 TeV の場合を示している。観測されない横運動量が 70 GeV 以上で、$W(Z)$ ボソンの生成角がコサインで 0.9 以下、さらに 10 GeV 以上の（陽）電子がコサインで 0.98 以下に観測されることを要求している。

1.6 偏極ビームの物理

1.6.1 概要

リニアコライダーでは、従来のリング型加速器と異なり、電子または陽電子をその偏極を損なうことなく衝突点まで加速することが出来る。従って、高偏極の電子または陽電子源があれば、偏極ビームを利用した種々の興味深い実験が可能となる。偏極電子に関しては、既に SLC 実験において使用実績が有り、ワインバーグ角の精密測定 [90] では、統計量において勝る LEP 実験と同程度かそれ以上の高精度測定が実現している。次世代リニアコライダーの偏極電子源に関しても、偏極度 70% ～ 80% 程度なら、マルチバンチビームの取出しを実証するという課題を別にすれば、既に実用化されていると言って良い [89]。これに対し陽電子の偏極に関しては、従来電子を偏極させれば自動的に選択されるものとして、あまり真剣に議論されることがなかった。しかし、弱い相互作用がパリティーを 100% 破っている（W 粒子は左巻きの物質粒子としか相互作用しないし、ニュートリノには左巻しか存在しない）という理由により、電子・陽電子の両方を偏極させることで、種々の散乱断面積の大きさをより効率的にコントロールすることが出来る点は注目に値する。これにより信号の統計量をあげたり、バックグラウンドを減らしたりと、目的とする物理に合わせて実験条件を制御することが可能となるからである。そこで我々は、偏極陽電子に関してもその実用的な生成法の検討を行うとともに、実験的な開発研究にも着手した。

この節では、前節までとは少し趣を変え、偏極電子・陽電子ビームを利用した物理について、横断的に眺めてみたい[7]。初めに、散乱断面積の偏極依存性に関する一般論のおさらいをし、続いて、偏極の違いによる非対称性等を利用した、偏極が本質的な役割を演じる物理の具体例のいくつかについて、これまで触れなかったものを中心に述べる。

1.6.2 散乱断面積の偏極依存性

偏極ビームの物理に関するキーポイント

偏極ビームが本質的な役割を果たす理由は、標準模型およびその拡張のいずれもがラグランジアンのレベルではカイラルであることにある。つまり、右巻の粒子と左巻の粒子とは本来別々の粒子である点が本質的である。このことは、標準模型のゲージ群

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \tag{1.46}$$

にはっきりと現れている。これに加えて、JLC のエネルギーでは、低エネルギーで自発的対称性の破れによって隠れていたこのゲージ対称性が回復してくるために、本来のカイラルな性質がより一層顕在化する。そこで、多くの場合[8]、Z 粒子や光子 (γ) などの質量固有状態の代わりに、W_3、B などの $SU(2)_L$、$U(1)_Y$ ゲージボソンを直接扱う事が正当化される。

右巻電子 (左巻陽電子) は B とのみ結合し、左巻電子 (右巻陽電子) は B、W_3 のいずれとも結合する点、また、右巻電子のハイパーチャージが左巻電子のそれの 2 倍である点に注意する。また、ゲージボソンの自己結合は、非アーベル群からしか出て来ないので、B は WWZ バーテックスには寄与しない点も注目に値する。これらの留意点は、標準模型を超対称化した場合、超粒子を含んだバーテックスにも一般化できる。例えば、$\tilde{e}_R^\pm$ は B あるいは $\tilde{B}$ としか結合しないが、$\tilde{e}_L^\pm$ は W_3、$\tilde{W}_3$ にも結合するとか、B は $\tilde{W}\tilde{W}Z$ バーテックスには寄与しないとか言った具合にである。

一方、二光子過程の場合に出てくるような、ほとんど実光子に近い（$q^2 \simeq 0$）仮想光子の関与するバーテックスでは、W_3 や B に基づいて偏極の効果を考えることは出来ない。この場合には、今まで通り質量固有状態である光子が主役である。光子は電荷で決まる大きさで右巻き粒子にも左巻き粒子にも同じ強さで結合するので、このようなバーテックスをビーム偏極で制御することは出来ない。

以上の点は、後に見るように、断面積の振る舞いの半定量的議論にとても有用である。

偏極陽電子の役割

既に超対称性の物理の節（特にスタウの場合）で強調したように、ゲージ相互作用はカイラリティーを保存し、カイラリティーを保存しないヒッグス粒子との湯川相互作用は質量に比例する。電子・陽電子の場合は質量が小さいの

[7] 偏極電子の果たす役割に関しては既に折に触れ議論してきた。特に超対称粒子の研究におけるその重要性に関しては、かなり詳しく扱った。各々の過程に対する詳細はそちらを参照していただくとして、ここではそれらに共通する一般的な事項をまとめることにする。

[8] 正確には $|q^2| \gg m_Z^2$ の場合。

で、実質的にゲージ相互作用しかしない。そこで、一般に反応のダイアグラムで、始状態の電子と陽電子が直接または電子かニュートリノ（あるいはそれらの超対称の相棒）の内線でつながっている場合は、電子のヘリシティー（$\simeq$ カイラリティー）を与えると陽電子のそれは（電子のヘリシティーの逆に）自動的に決まってしまう。従って、仮に 100% 偏極した電子ビームがあったとすれば、このような反応に対する陽電子の偏極制御の意味は次の点に絞られる。

(i) 陽電子の実効ビーム強度を倍にする（無偏極陽電子ビームの場合はその半分が使われない）ことで、断面積を倍にする。

(ii) 該当する反応の断面積をゼロにする（この反応に対し陽電子ビームが全く使われないようにする）。

もちろん、二番目の項目に関しては、問題の反応がバックグラウンドになり、かつ、信号反応が始状態の電子と陽電子がつながっていないようなダイアグラムを持つ場合を想定している。このような場合で特に興味深いのは、t チャンネルにニュートラリーノなどのマヨラナ粒子が交換される場合である。

さて、実際には 100% 偏極の電子ビームは存在しない。従って、以下に見るように陽電子ビームの効能はさらに広がることになる。始状態の電子と陽電子がつながっているようなダイアグラムの反応に対しては、電子ビームのみが偏極している場合に焼きなおした、実効電子偏極度（P_{comb}）を定義すると便利である:

$$P_{comb} \equiv \frac{P_- - P_+}{1 - P_- P_+}。 \tag{1.47}$$

ここで、P_- と P_+ は電子および陽電子の偏極度で、右巻 100% が $P_\pm = +1$ に、また、左巻 100% が $P_\pm = -1$ に対応している。この式から明らかなように、電子ビームが 100% 偏極していれば、$P_{comb} = P_- = \pm 1$ で、陽電子ビームの偏極は関係ないが、$|P_-| < 1$ の場合には、陽電子の偏極が実効電子偏極度を高める効果があることが分かる。また、偏極度測定の系統誤差も減らせることも分かる [91]。つまり、電子ビームの偏極度が 100% でない場合、陽電子の偏極はさらに

(iii) 実効電子偏極度の増強、

(iv) 実効電子偏極度誤差の改善、

をもたらすことになる。実効電子偏極度とその誤差が陽電子の偏極によってどのように改善するかを、電子ビームの偏極度が 90% の場合に関して図 1.98に示した。 陽電子の偏極が 50% あるだけで、実効電子偏極度は、約 97% まで改善する。 80% であれば、実に 99% にまでなる。この、陽電子の偏極による実効電子偏極度の増強という実験手法は、電子ビームの偏極度の 100% からのわずかなずれが S/N 比に大きな影響を及ぼすような、断面積の小さな信号事象を扱う場合にはとても重要になるであろう。

さて以下では、ここまでの一般論をふまえて、JLC における代表的な反応のいくつかについて、偏極ビームによる断面積制御の具体例を見ていくことにする。

$\boldsymbol{W}$ ボソン対生成反応

数百 GeV から TeV 領域の物理を考える場合、信号反応としてもまた他の信号に対するバックグラウンドとしても、W ボソン対生成反応は最も重要な反応の一つである。この反応はまた、偏極ビームの威力が最も典型的に発揮される例でもあり、この節で最初に取り上げるのに最適である。この反応には図 1.99に示した 3 つのダイアグラムの寄与があるが、既に強調したように、s チャンネルの 2 つのダイアグラムは、ゲージ粒子の自己結合を含むので、高エネルギーでは W_3 交換のダイアグラム一つと等価であり、左巻電子にしか結合しない。一方、t チャンネルのダイアグラムは、ニュートリノの交換を含むのでこれまた左巻電子にしか結合しない。従って、図からすぐ見て取れる様に、左巻電子による生成断面積に対して右巻電子によるそれは、たいへん小さいものになる（約百分の一）[9]。また、右巻どうし・左巻どうしの断面積はゼロである（表 1.6参照）。

無偏極ビームには右巻と左巻粒子が半々に混じっているので、実際に W ボソン対生成反応に使われるビーム強度は 4 分の 1 となってしまう。しかし左巻偏極電子ビームを使うことにより（陽電子は無偏極）そのむだを減らし、断

[9] 厳密には、$W^\pm$ の縦波成分はヒッグス場を起源とするので、$U(1)_Y$ ゲージ粒子である B とも結合する。従って、高エネルギー極限でも右巻電子に対する生成断面積は完全にはゼロにならない。

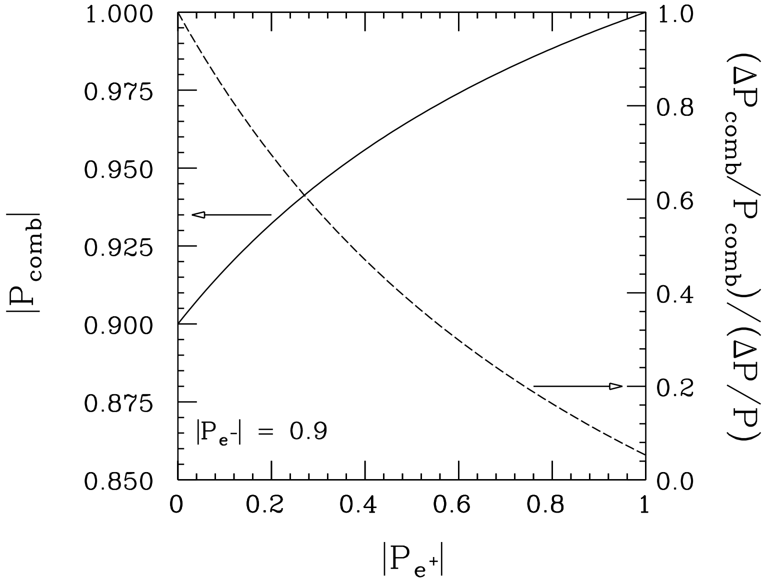


図 1.98: 電子・陽電子ともに偏極させた場合の実効的偏極度（実線）と、その誤差を陽電子の偏極度を横軸にとって表したもの。電子の偏極度は 90% を仮定。

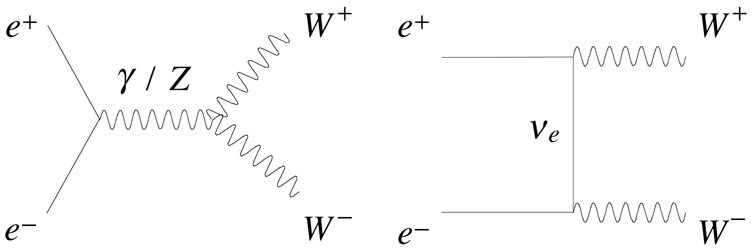


図 1.99: W ボソン対生成反応に寄与するファイマンダイアグラム

表 1.6: W ボソン対生成反応

偏極	散乱断面積
$e^-_L e^+_L$	0
$e^-_L e^+_R$	σ
$e^-_R e^+_L$	$O(\sigma/100)$
$e^-_R e^+_R$	0
$e^-_{unpol} e^+_{unpol}$	$\sigma/4$
$e^-_L e^+_{unpol}$	$\sigma/2$
$e^-_R e^+_{unpol}$	$O(\sigma/100)$

面積を 2 倍にすることができる。さらに陽電子も偏極させることにより、原理的には生成断面積を無偏極の場合の 4 倍まで稼ぐことができる。

逆に右巻電子ビームを使えばこの反応を殺すこともできる。これは、既に強調したように、超対称粒子の精密測定において決定的に重要である。特に、信号となる超粒子の生成断面積が小さいときには、電子ビーム偏極度の 100% からのずれが S/N 比に大きく効いてくる。この場合には陽電子の偏極の重要性が増す。

電子・陽電子消滅反応

いわゆる s チャンネル過程、つまり、電子・陽電子が消滅して仮想 Z ボソン / 光子となり、それから終状態粒子が生成される反応（図 1.100参照）は、トップクォークや超対称粒子の対生成、Z ボソン・ヒッグス粒子対生成等、リニアコライダー建設の動機となる多くの重要な物理過程を含んでいる。

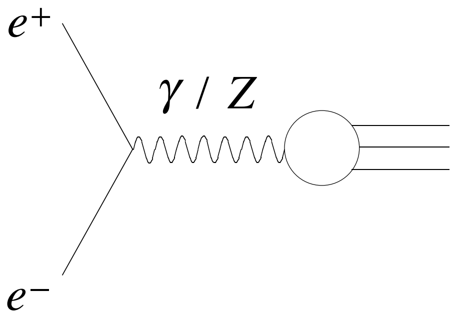


図 1.100: 電子・陽電子消滅反応

先に述べたように、これら s チャンネル過程では、始状態の電子・陽電子がつながっているために、一般的に $e_L^- e_R^+$ か $e_R^- e_L^+$ の組み合わせしか許されない。従って、電子ビームの偏極が十分 100% に近ければ、陽電子の偏極の役割は、断面積を 2 倍稼いだり、無くしたりすることである（表 1.7参照）。 また、電子ビームの偏極が十分でないとき

表 1.7: 電子・陽電子消滅反応

偏極	散乱断面積
$e_L^- e_L^+$	0
$e_L^- e_R^+$	σ
$e_R^- e_L^+$	$\sigma' \neq \sigma$
$e_R^- e_R^+$	0
$e_{unpol}^- e_{unpol}^+$	$(\sigma + \sigma')/4$
$e_L^- e_{unpol}^+$	$\sigma/2$
$e_R^- e_{unpol}^+$	$\sigma'/2$

には、実効電子偏極度を上げるのに役立つ。そこで、ビーム偏極の果たす本質的な役割を考えるには、100% 偏極した電子ビームの場合を考えれば十分である。

既に強調したように、Z ボソン質量が無視できるような高エネルギーの s チャンネル過程では、電弱相互作用の固有状態である B や W_3 で話を進めると分かり易い[10]。手始めに、これまでの電子・陽電子コライダーで良く調べられてきた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 反応を考えてみよう。始状態の電子が右巻であれば、s チャンネルに交換される状態は $U(1)_Y$ ゲージボソン（B）しか許されず、始状態の電子・陽電子消滅バーテックスにかかる結合定数は $g'Y_R = g_W \tan\theta_W Y_R$（ただし、$Y_R = -1$ は右巻電子のハイパーチャージ）である。終状態に関しては、$\mu_L^+\mu_R^-$ であれば同

[10] ただし、$e^+e^- \rightarrow ZH$ のように、s チャンネルに Z ボソンしか交換されない場合は別である。この反応では、ダイアグラムはこれだけで、ビーム偏極依存性はほとんどないが、これは後で見るように、ヒッグス粒子の同定に使える。

様、$\mu_R^+\mu_L^-$ であれば、$Y_R = -1$ が $Y_L = -1/2$ で置き換わる。従って、散乱振幅で言えば

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(e^+e_R^- \to \mu_L^+\mu_R^-) &\propto (g_W \tan\theta_W)^2 Y_R^2 \\ \mathcal{A}(e^+e_R^- \to \mu_R^+\mu_L^-) &\propto (g_W \tan\theta_W)^2 Y_R Y_L \end{aligned} \tag{1.48}$$

となり、断面積にすると、右巻ミュー粒子は左巻のものより 4 倍多く生成されることになる。

始状態の電子偏極を左巻に取ると、事情は反転する。左巻電子から右巻きミュー粒子を作る場合は、右巻電子から左巻きミュー粒子を作るのと全く同じである。

$$\mathcal{A}(e^+e_L^- \to \mu_L^+\mu_R^-) \propto (g_W \tan\theta_W)^2 Y_L Y_R \tag{1.49}$$

左巻電子からから左巻ミュー粒子を作る場合は、s チャンネルに中性の $SU(2)_L$ ゲージボソン（W_3）の寄与が付け加わる。W_3 と レプトン対とのバーテックスには、結合定数として $g_W T_3$ がかかるので、すぐに分かるように

$$\mathcal{A}(e^+e_L^- \to \mu_R^+\mu_L^-) \propto (g_W \tan\theta_W)^2 Y_L^2 + g_W^2 T_3^2 \tag{1.50}$$

となる。ワインバーグ角をおおざっぱに $\sin^2\theta_W \simeq 1/4$ とすると、$\tan^2\theta_W \simeq 1/3$ となり、左巻電子からは左巻のミュー粒子が右巻のものより約 4 倍多く生成されることになる（足したものは右巻電子ビームの時と $\sin^2\theta_W \simeq 1/4$ とすれば同じ）。

この反応の場合、全断面積という意味ではビーム偏極の効果は小さいが、終状態に生成される粒子のカイラリティーに大きな非対称性が生まれることに注意する。ミュー粒子の場合そのヘリシティー（$\simeq$ カイラリティー）の測定は容易でないが、タウ粒子やトップクォークの生成では、この非対称性が様々な測定に応用できる。また、クォークの場合にはレプトンの場合に比べて、右巻電子からは右巻粒子が、左巻電子からは左巻粒子がより多く生成されるというカイラリティー選択の効果がより一層大きいことに注意しておく。

超対称性が存在すれば、以上の議論は、スクォーク・スレプトンにも一般化される。これら物質粒子の超対称の相棒はスカラー粒子であるが、右巻・左巻の区別を持っている。これはもともと右巻の物質粒子と左巻の物質粒子は、別々の粒子だったからである。クォーク・レプトンの場合とスクォーク・スレプトンの場合の著しい違いは、後者の場合は一般に右巻と左巻は異なる質量を持つ事である[11]。そこで、この場合生成断面積自体が電子ビームを右に偏極させるか左に偏極させるかによって大きく（例えばスミューオンで約 4 倍、左巻のダウン型スクォークの場合には約 16 倍）変化することになる。これは、何かスピンゼロの新粒子を見つけた際、その量子数（ハイパーチャージ、弱アイソスピン）を決定し、超対称粒子であることを示すのに決定的に重要である。また超対称性の節で議論したように、ストップやスタウのように右巻と左巻が混合していると期待される場合には、その混合角を決定する決め手となる。

超対称粒子の探索における主要な信号は、大きな横運動量損失やアコプラナリティーである。これは、終状態に検出不能な LSP ができる事によっている。そこで、この LSP と間違えやすいニュートリノを出す標準模型の反応は、超対称粒子探索のバックグラウンドになる。このようなバックグラウンドの代表選手が、先に述べた W 対生成過程である。これは、右巻電子を使えば落す事ができる。超対称性の節の右巻スレプトンの精密測定では、この実験手法が威力を発揮しいる。

さて、超対称粒子はスレプトン・スクォークなどの物質粒子の超対称の相棒だけではない。既に超対称性の節で述べたように、一般に $W^\pm$ 粒子の超対称の相棒のウイーノ（$\tilde{W}^\pm$）と荷電ヒッグス粒子（$H^\pm$）のそれであるヒグシーノ（$\tilde{H}^\pm$）は、互いに混合しチャージーノと呼ばれる質量固有状態を作るが、この粒子の対生成は電子ビーム偏極が本質的役割を果たす例として特に興味深い。それは、一口で言ってしまえば、W ボソン対生成における場合の超対称版である。つまり、右巻電子は、$\tilde{W}^\pm$ に結合しないので、この場合の断面積は、チャージーノのヒグシーノ成分だけを見ることになる。そこで、生成断面積の偏極依存性からチャージーノの混合状態の成分構成が調べられることになる（超対称性の節を参照）。

このように、電子・陽電子消滅反応では、電子ビーム偏極は、終状態のカイラリティーや混合状態の成分を選択するための強力な武器となるのである。

シングル $\boldsymbol{W}$ 生成反応

W ボソンが 1 つと 2 つのフェルミオンが生成される反応のうち、ここでは特に図 1.101に示される様な終状態が $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$ となる反応を考える。この反応は、ゲージボソンの 3 点結合を調べる上で、特に $WW\gamma$ のみを見ることが

[11]超対称性の節で述べたように、普遍スカラー質量の仮定が正しければ右巻の方が左巻より軽い。

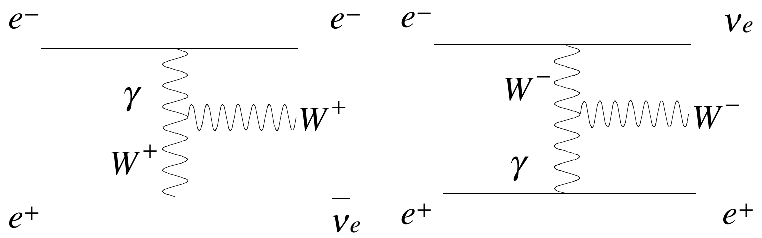


図 1.101: シングル W 生成反応

できるので重要である [92]。また、JLC での W 質量の超精密測定のための反応としても重要である（電弱相互作用の精密研究の節を参照）。

この反応の断面積に主要な寄与をするダイアグラムの内、左巻電子・右巻陽電子の組み合わせの場合は、図 1.101の両方のダイアグラムが寄与するのに対して、右巻どうしや左巻どうしの場合にはどちらか一方しか寄与せず、また右巻電子・左巻陽電子の組み合わせでは、どちらのダイアグラムも寄与しないという構造になっている（表 1.8参照）。そ

表 1.8: シングル W 生成反応

偏極	散乱断面積
$e^-_L e^+_L$	σ
$e^-_L e^+_R$	$\simeq 2\sigma$
$e^-_R e^+_L$	0
$e^-_R e^+_R$	σ
$e^-_{unpol} e^+_{unpol}$	σ
$e^-_L e^+_{unpol}$	$3\sigma/2$
$e^-_R e^+_{unpol}$	$\sigma/2$

のため、電子のみを偏極させた場合左巻にすると無偏極の 1.5 倍、右巻にすると半分になる。

この反応を利用した $WW\gamma$ 3 点結合の測定の際にバックグラウンドとなる W 対生成の場合を見ると、左巻で 2 倍、右巻で約 100 分の一となるので、左巻電子ビームを使えば信号の統計は上がるが、バックグラウンドが増え、右巻を使えば信号は半分になるが、バックグラウンドを大幅に落とせることなる。陽電子を偏極させた場合も同様に、信号は 2 倍になるがバックグラウンドは 4 倍になる。どちらの偏極を使うべきかは実験条件によるので、詳しいシミュレーション計算が必要である。一方、質量測定には WW からの $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$ も信号として使えるので、なるべく統計を稼ぐよう偏極を選ぶことになる。

シングル W 生成反応は W 対生成反応同様、超対称粒子、特にセレクトロン（$\tilde{e}^\pm$）の対生成の際にバックグラウンドとなりうる。既に述べたように、W 対生成反応は右巻電子ビームの使用で落とせるが、シングル W 生成反応は落とせない[12]。従って、実験の目的によりこのバックグラウンドを完全に落とす必要がある場合には、陽電子の偏極が重要になってくる。

$\boldsymbol{WW}$ 散乱反応

WW 散乱反応は、電子と陽電子から放出された W ボソンが散乱する反応で、図 1.102の様なダイアグラムによって表される。

この反応は重たいヒッグス粒子の探索や、TeV エネルギー領域での電弱対称性の破れの物理の研究に使われる重要な反応である（電弱相互作用の精密研究の節を参照）。この散乱は、図からも解るように左巻電子と右巻陽電子との散乱の場合のみ起こりうる。そのため電子のみを偏極させた場合で無偏極の 2 倍、陽電子も偏極させた場合 4 倍の

[12] 実際には、終状態に電子が二つ検出されることを要求すると、主要な寄与は図 1.101 ではなく、t チャンネルに W が交換されるダイアグラムから来る。これは、右巻電子ビームで落ちる。

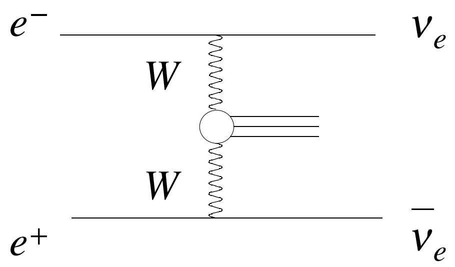


図 1.102: WW 散乱反応

断面積を与える（表 1.9）。 しかし、 W 対生成反応からくるバックグラウンドとの関係を考えた場合、 W 対生成反

表 1.9: WW 散乱反応

偏極	散乱断面積
$e_L^- e_L^+$	0
$e_L^- e_R^+$	σ
$e_R^- e_L^+$	0
$e_R^- e_R^+$	0
$e_{unpol}^- e_{unpol}^+$	$\sigma/4$
$e_L^- e_{unpol}^+$	$\sigma/2$
$e_R^- e_{unpol}^+$	0

応の断面積の偏極依存性が WW 散乱反応のそれと全く同じであるため、 S/N 比を改善することはできない。ただし、次に述べる二光子過程 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-W^+W^-$ が、終状態の電子・陽電子に対する前後方の検出可能領域が十分でなく横運動量カットで十分落としきれない場合には、偏極が S/N の向上に役立ちうる。

二光子反応

二光子反応は図 1.103に示される様な、二つの光子の散乱反応である。

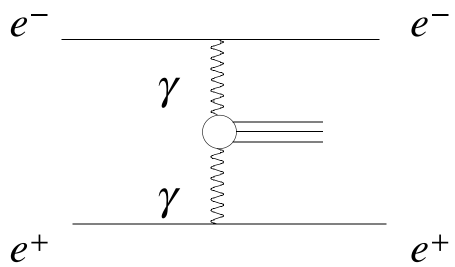


図 1.103: 二光子反応

この過程によるハドロン生成反応は、光子のハドロン構造の研究等に利用されているが、 JLC では、超対称粒子等の探索におけるように、総じてバックグラウンドとしての色彩が濃い。この反応は、断面積が電子・陽電子の偏極によらず一定であるので（表 1.10）、偏極ビームを利用して断面積を制御することはできないが、逆に言えば、ビーム偏極で信号反応の断面積を大きくすることが出来れば、二光子過程に対する S/N 比は常に改善されることを意味する。

表 1.10: 二光子反応

偏極	散乱断面積
$e^-_L e^+_L$	σ
$e^-_L e^+_R$	σ
$e^-_R e^+_L$	σ
$e^-_R e^+_R$	σ
$e^-_{unpol} e^+_{unpol}$	σ
$e^-_L e^+_{unpol}$	σ
$e^-_R e^+_{unpol}$	σ

1.6.3 偏極電子・陽電子ビーム固有の物理の具体例

ここまでは散乱断面積のビーム偏極依存性について、散乱振幅に寄与するダイアグラムの偏極依存性の観点から、いくつかの典型的な例を使って一般論を展開してきた。この節の残りでは、ビームの偏極が本質的な役割をはたす今まで述べなかった具体例のいくつかを補足する。

B 中間子の物理

JLC では、その高いルミノシティーを利用し、重心系のエネルギーを Z ボソンの質量に合わせ、大量の Z ボソンを生成する Z ファクトリーとしての運転も可能である [93]。 Z ファクトリーで作られた Z ボソンからの崩壊によって生成される b クオークを使って B 中間子の物理を行うことができる。

この場合、偏極電子ビームを使うことにより、 b クオークの生成角に大きな非対称を作ることができる。左巻電子ビームの場合、 b クオークは前方（電子ビームの方向）に偏る。よって前方には反 B メソンが多く生成され、後方には B メソンが多く生成されることになる。 95% の偏極度のビームを使い、 $\cos\theta$ で 0.22 から 0.94 をとることにより、 76% の非対称性が実現できる。この性質を利用して、 B_d 中間子の CP 対称性の破れや、 B_s 中間子の混合角の測定をおこなうことができる [94]。

ヒッグスボソンの同定

JLC において、主に b クオーク対に崩壊するスカラー粒子を発見したとする。この粒子がヒッグスボソンであること、つまり、自発的対称性の破れによって W や Z に質量を与えている場の粒子であることを確認するためには、どのような物理量を測定すれば良いであろうか。生成断面積や種々の崩壊率の測定も考えられるが、それらの量はヒッグス 2 重項の数やその混合角によってしまう。それに対して、ヒッグスボソンと Z ボソンとの結合定数とヒッグスボソンと W ボソンとの結合定数との比は、それらの量によらず一定となるので、ヒッグスボソンの同定に使うことができる。

ヒッグスボソンの生成機構は、図 1.104に示されるように、 Z- ヒッグス生成と WW 散乱反応の 2 種類があって、先に述べたようにそれぞれ電子の偏極に対する依存性が異なる。図 1.105に右巻電子ビームと左巻電子ビームを使った場合のヒッグスボソンの生成断面積の様子を示す。 左巻電子場合は Z- ヒッグス生成と WW 散乱反応の両方が起こりうるが、右巻電子の場合 WW 散乱反応は起こらない。この性質を利用して、散乱断面積の偏極非対称性を測定し、それをヒッグスボソンであるならば満たすべき値と比べることによって、ヒッグスボソンの同定を行うことができる [95]。

ワインバーグ角の精密測定

最後に陽電子の偏極が重要な役割を果たす例をあげる。 SLC 実験では、重心系のエネルギーを Z ボソンの質量にあわせ、 Z ボソンの生成断面積の電子のスピン偏極依存性からワインバーグ角を精密に測定する実験を行っている。JLC では同様の実験をさらに高い精度で行うことが可能である（電弱相互作用の精密研究の節参照）。その場合高いルミノシティーに加え、陽電子の偏極が、測定精度をあげるのに重要な役割を果たす [96]。これは、既に述べたよう

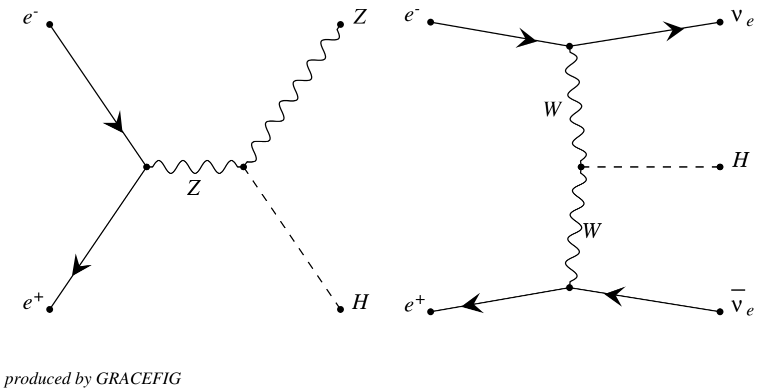


図 1.104: ヒッグス粒子生成に寄与するファイマンダイアグラム

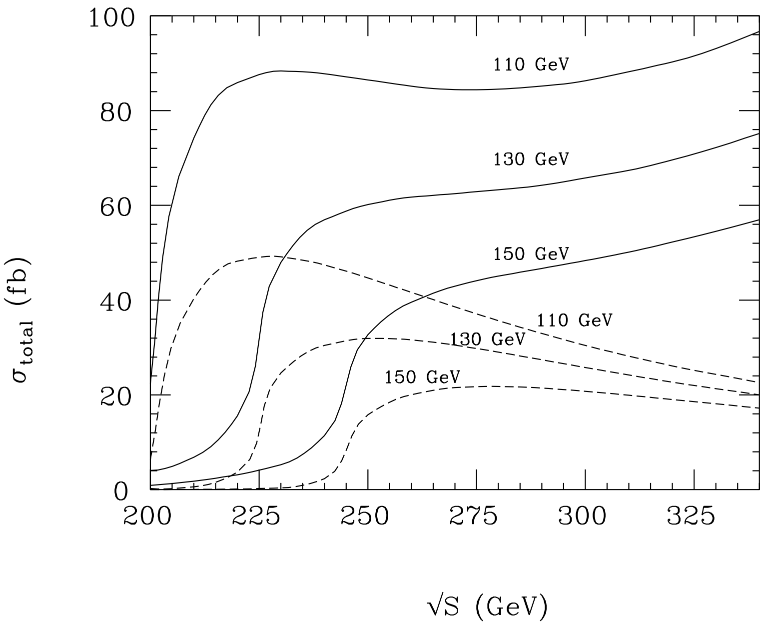


図 1.105: ヒッグスボソン生成断面積の重心系エネルギー依存性。実線は左巻電子、破線は右巻電子ビームによる生成を表す。

に、電子の偏極に加え陽電子も偏極させることによって実効的な偏極度を向上させ、偏極度の測定誤差からくるワインバーグ角測定の系統誤差を大幅に改善するものである (図 1.98,1.106参照)。

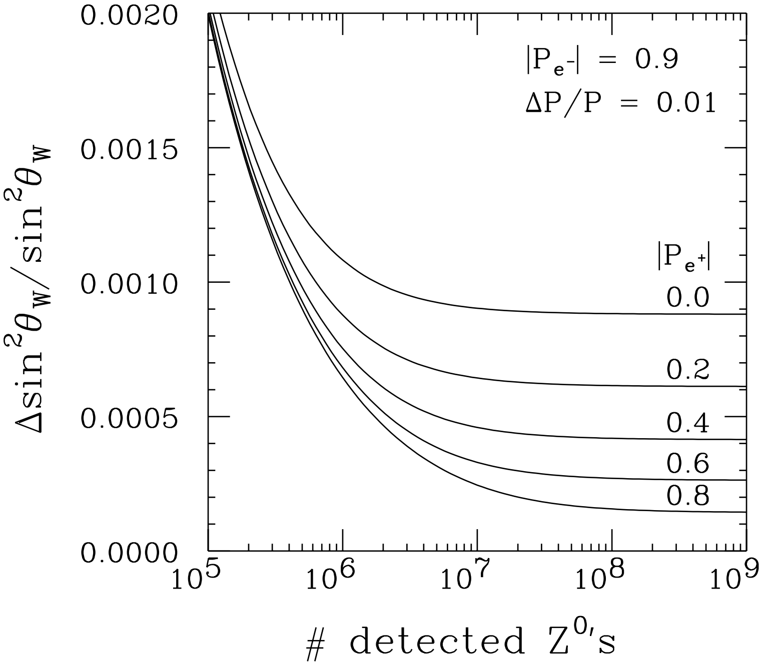


図 1.106: ワインバーグ角の測定精度と Z ボソンの統計の関係。陽電子の偏極度によって到達精度が改善されることがわかる。

1.7 光子光子衝突の物理

1.7.1 概要

電子線形加速器より引き出されたビームにレーザー光を照射すると逆コンプトン散乱により高エネルギー光子を生成することができる [104, 139, 113]。この方法により生成した高エネルギー光子は、以前より高エネルギー実験で使用されてきた [97]。同様の方法を JLC に適用すると、電子光子衝突あるいは光子光子衝突の実験が可能になる。

逆コンプトン散乱では、電子とレーザーの偏極度を調整することにより、生成される光子のエネルギー分布と偏極度を制御できる。図 1.107にその様子を示す。例えば、レーザーの偏極と電子の偏極を逆にすると、最大エネルギーにピークを持つ分布になり、生成エネルギーの定まった粒子の研究に適した分布となる。光子の最大エネルギーは入射電子エネルギーの約 80% である。一方、レーザーと電子の偏極をそろえると、偏極度の高い光子の衝突を行うことができる。このように、実験の目的に応じて光子のエネルギーと偏極度の分布を最適化できることが光子光子コライダーの特徴の一つである。

JLC で光子光子コライダー実験を行う際にはビーム集束系のパラメータの変更や衝突点回りにレーザーシステムを設置することなどが必要である。 JLC では衝突点を 2ヶ所設置することになるので、電子陽電子コライダー実験と平行して、光子光子や電子光子コライダー実験をすることが可能である。このように、電子陽電子コライダーの最低限の改良で光子光子コライダーを実現する場合でも、ルミノシティーは電子陽電子コライダーの $1/10 \sim 1/3$ が達成できるであろうと推定されている。

光子のスピン・パリティー量子数は $J^P = 1^-$ であるので、光子光子衝突では s チャンネルで生成される粒子状態は $J^P = 0^\pm, 2^\pm, 3^+, 4^\pm, \cdots$ である。 $J^P = 1^-$ が生成される電子陽電子衝突と異なり、 $J^\pm = 0^\pm$ が生成されることが 特筆されるべきである。標準模型で最後に残された未発見の粒子、ヒッグス粒子、や超対称性模型でもっとも軽い共鳴状態であると考えられるストッポニウムはスピンが 0 なので光子光子衝突によってのみ s チャンネル生成が可能である。 t チャンネルに交換される粒子を考えると、電子陽電子散乱の場合は電子と結合する任意の中性粒子が交換

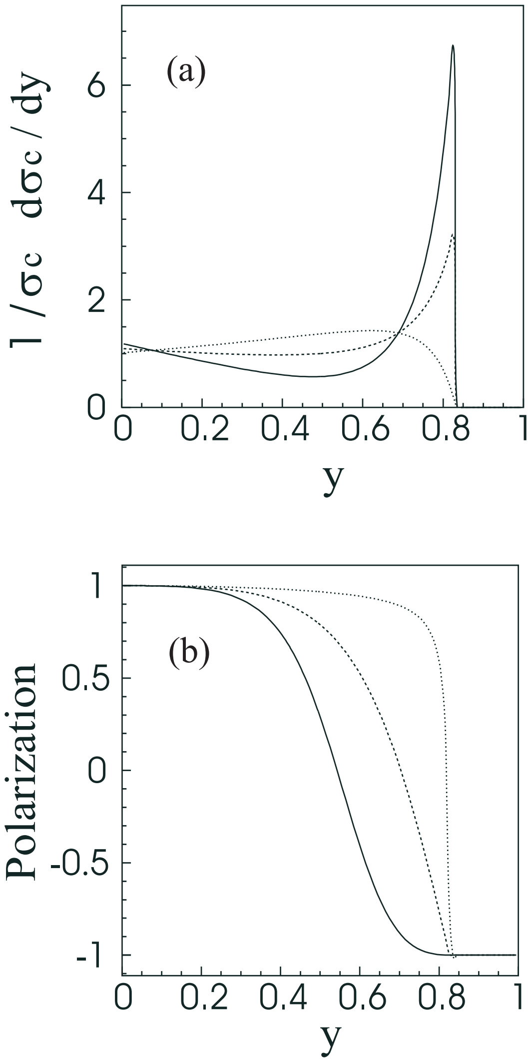


図 1.107: 逆コンプトン散乱によって生成された光子のエネルギー (a) および偏極度 (b) の分布。横軸は $y = E_\gamma/E_e$。$x = 4.75$ で、レーザーの偏極は $+1$ とした。電子の偏極は -1 の場合が実線、 0 が破線、 1 が点線である。

されるが t チャンネル交換される荷電粒子は電子のみである。光子光子衝突反応では t チャンネルに交換されうる中性粒子は存在せず、一方荷電粒子は運動学的に許される限り、 t チャンネルに交換されて生成される。そのため、電子陽電子衝突における荷電粒子の対生成の断面積は重心系エネルギーの 2 乗で低下していくが、光子光子衝突におけるそれは、生成角は前後方に集中するが、低下しない。

これらの特徴を生かし光子光子コライダーでは次のような物理が考えられる。

ヒッグス粒子のポール上での生成と二光子崩壊巾の測定

既にのべたように、光子光子コライダーではヒッグス粒子が s チャンネルで生成される。この場合、ヒッグス粒子の質量はもととなる電子陽電子コライダーのエネルギーの約 8 割まで探索可能である。

ところで、ヒッグス粒子と光子は直接に結合しないので、中間状態にできた荷電粒子に媒介されて、ヒッグス粒子と二光子の結合が生じる。この時、中間状態の崩壊巾に対する寄与の大きさは、その粒子の重さにはよらず量子数だけできまってしまう、という特筆すべき特徴がある。従って、ヒッグス粒子の二光子崩壊巾 $(\Gamma(H \to \gamma\gamma))$ を測定する事で、加速器の到達可能エネルギーをはるかに超えた重い粒子の存否を知ることができる。光子光子衝突では、二光子崩壊巾 $(\Gamma(H \to \gamma\gamma))$ はヒッグスの生成断面積に比例しており、ヒッグス生成数より、これを直接測定できる [136, 128]。電子陽電子コライダーによる測定では崩壊分岐比の測定は可能であるが、巾の測定はできなし、ハドロンコライダーでは生成量の不定性がつきまとう。二光子崩壊巾の精密測定は、 <u>光子光子コライダーでなければ出来ない実験</u>と言う事ができる。

W 粒子の異常結合

光子光子衝突における W 粒子の生成は、衝突のエネルギーが W の対生成のしきい値より十分高い (200GeV 以上) 場合、その断面積が非常に大きくかつほぼ一定で、約 90pb である。この値は、その次に生成断面積の大きいフェルミ粒子の対生成に比べて 1-2 桁ほど大きく、また電子陽電子コライダーのおける W 対生成に比べてもやはり 1-2 桁大きい。このように高エネルギーの光子光子コライダーは W 工場の側面をもっており、高い統計による W 粒子の性質の精密な測定が期待できる。

入射粒子が標準模型でゲージ粒子とされている光子なので、光子光子コライダーは、ゲージ対称性の検証に独特の威力を発揮する。特に、 γWW、 $\gamma\gamma WW$ の異常結合の検証については、光子と Z 粒子の影響が混ざり合って観測される電子陽電子コライダーでの実験と相補的な役割を果たす [138, 112, 101]。

トップクォークの物理

光子光子コライダーは、トップクォークも大量に生成できる。軽い他のクォークと違ってトップクォーク自身が非常に短寿命なので、しきい値近傍でのエネルギーでクォーク対結合状態の共鳴を明確に見る事は出来ないが、生成断面積のエネルギー依存性を解析する事によって、結合状態の振幅に対する寄与を抜き出す事が出来ると考えられている。光子光子衝突の場合、電子陽電子衝突と違い、 $J = 0$ である η_t の情報を抜き出せる。

また、電弱対称性の破れが動的に起きるテクニカラー模型で、トップクォークがその破れに深く関与して質量を獲得している場合、トップクォーク対結合状態は非常に強く結合していると考えられ、光子光子コライダーで特異な信号として観測される可能性がある。トップクォーク対の生成断面積にもテクニフェルミオンの影響が現れ、 $SU(3)$ テクニカラー、 世代数 1、 スケール 3 TeV の模型では、 $J = 0$ 衝突断面積に $\sqrt{s_{\gamma\gamma}} = 1$ TeV で 1 割弱の減少が見える [99]。

新粒子の生成とその量子数の確定

超対称模型を始めとする多くの標準模型を超える物理で予言される新粒子は、それが電荷を持っていてエネルギー的に許される限り、光子光子コライダーで作り出せる。

重要なのは、光子光子衝突での対生成断面積は電荷の 4 乗に比例し、光子と Z 粒子の混合状態を媒介して対生成する電子陽電子衝突の場合と異なる電荷依存性を示す。言い換えれば、光子光子コライダーは、新粒子の結合定数 (電荷) を確定する上で、独立な情報を与える事になる。例えば、超対称性理論で予言されるスフェルミオンに対しては、電磁相互作用結合定数のみ異なった共通の断面積が得られるので、スレプトンの質量ユニバーサリティや、高いエネルギースケールの理論から予言されるスレプトンとスクォークの質量関係を確証することが可能である。

又、角運動量についても同様で、$J = 1$ の電子陽電子コライダーとは異なる角運動量 $J = 0$ や $J \geq 2$ にもアクセスして独立な情報を与える。例えば、超対称性理論ではトップクォークより軽いストップというパートナー粒子の存在が予言されるが、光子光子衝突実験ではこの粒子 2 つの S 波結合状態を作り出すことが可能である。電子陽電子コライダーでは P 波状態しか作り出すことができないのに比べ、より詳細に結合状態「ストッポニウム」の性質を明らかに出来ると期待される。

これらの様に、光子光子コライダーは、新粒子の発見・検証においても独特で重要な働きをする。

直線偏極の利用

既に、上記の幾つかの項目でもビーム偏極の重要性を強調したが、光子ビームの偏極を直線偏極に選ぶ事によって、CP 不変性の破れの検証等で独特の力を発揮する事ができる。

現在観測されている CP 不変性の破れはクォーク質量に関する小林 - 益川行列の複素性に由来しており、この標準模型での CP 対称性を破る項の大きさは非常に小さい。新しい物理で頻繁に予言される大きな CP 対称性の破れが、様々な新しい観測に掛かる可能性が期待されている。

電子陽電子コライダーでは、電子の非常に小さい質量の為にヘリシティ保存が働き、電子のヘリシティと陽電子のヘリシティが逆でなければ消滅反応しない。よって始状態の CP は偶で CP 不変の破れに感度が無く、従って終状態の複雑な分布を検討しなければならない。これに対して、光子光子衝突ではこの様な制限はなく、任意の方向に自由に偏極を制御して CP 奇の始状態を用意でき、簡単に高精度の CP 対称性の破れの測定が出来る。

例えば、縦偏極光子による $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ 過程では、比較的単純な解析で CP 対称性を破る異常結合の高精度観測が行える事が知られている [103, 111]。

又、T 対称性を破るトップクォークの電気双極能率は、やはり縦偏極光子ビームでの $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ 過程で、崩壊粒子全ての細かい角度情報を組み合わせる事無く、単純に高精度測定が出来る [110]。

他にも、ヒッグスの CP の測定が縦偏極光子光子衝突実験で出来る事が報告されている [118, 126, 119]。

電子光子コライダー実験

光子光子コライダーと同一マシンで実現できる、電子光子コライダー実験でも、高い発見・検証能力を持つ重要な物理がある事が指摘されている。

例えば、電子光子コライダーでは、入射粒子が非対称である事が効いて、電子陽電子コライダーや光子光子コライダーに比べて、超対称粒子等の新粒子を生成できる運動学的領域が一部広くなる事が指摘されており、理論のパラメータ領域をより広く探索する上で重要である。例えば、電子光子衝突でのセレクトロン生成では、1 対で生成されるもう一方の超対称粒子は最も軽いニュートラリーノであるため、同じ衝突エネルギーをもつ電子陽電子コライダーや光子光子コライダーに比べて、質量しきい値が十分小さく、より重いセレクトロンの探索が可能となる [117]。

複合模型の場合のレプトン（電子）の励起状態の探索には、電子光子衝突実験は最適である。実際、電子の励起状態が存在しその質量が電子光子衝突エネルギーより小さければ、基本的な電子光子散乱過程で明確な断面積の増加が現われ、その同定は非常に容易である [125]。

1.7.2 ヒッグス粒子の二光子崩壊巾の測定

光子光子衝突におけるヒッグス粒子の探索能力の検討は、これまで $\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ 過程に着目して、質量領域 $M_W < M_H < 2M_W$ のヒッグス粒子について行なわれてきた。その結果、電子陽電子コライダーやハドロンコライダーに匹敵する発見能力をもっていることが示された [105, 107, 101, 102]。また、光子光子コライダーにおけるヒッグス粒子の二光子崩壊巾 $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ の精密測定は前節で述べたとおり、ループ効果（図 1.108）を通して加速器のエネルギーでは生成できない重い荷電粒子の情報が得られることが期待される [135, 136, 128]。

例えば、超対称性標準模型 (MSSM) の軽い中性ヒッグス粒子と標準模型 (SM) のヒッグス粒子の二光子崩壊巾の比 $\Gamma(h^0 \rightarrow \gamma\gamma; \mathrm{MSSM})/\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma; \mathrm{SM})$ は、ヒッグス粒子の質量が 120 GeV のときおよそ 1.2 となる [106]。したがって、ヒッグス粒子の二光子崩壊巾の測定は、素粒子模型の選択の可能性を十分もっていることがわかる。

シミュレーションの方法

ここでは、特に 120 GeV 標準模型ヒッグス粒子を仮定し、シミュレーションプログラムを用いてヒッグス粒子の二光子崩壊巾の測定可能性を調べる。この測定では、ヒッグス粒子の質量のところでルミノシティーが最大になるよ

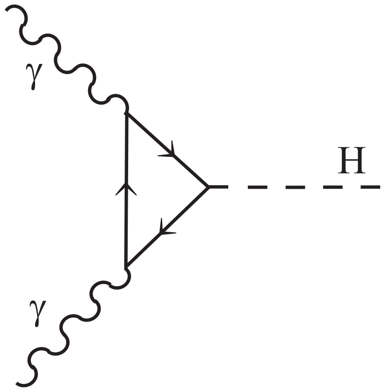


図 1.108: ヒッグス粒子と二光子の結合を表す図。ループの中を質量をもった荷電粒子がまわる。

うに光子光子コライダーのパラメータを調整することと、$b\bar{b}$ クォーク対に多く崩壊することから、終状態の $b\bar{b}$ クォーク対の同定を行うことが重要である。図 1.109に、標準模型ヒッグス粒子の分岐比を示す。

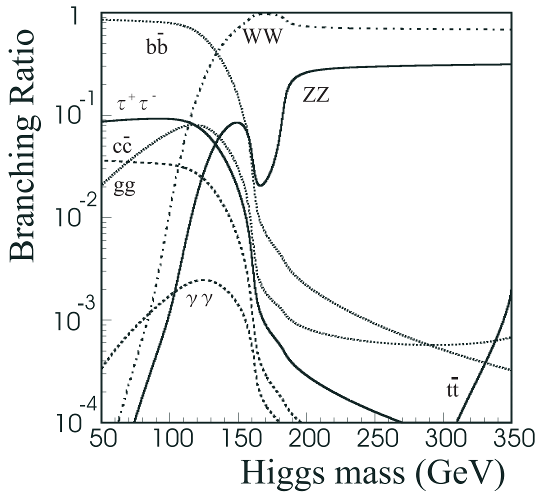


図 1.109: 標準模型ヒッグス粒子の分岐比。ここでトップクォークの質量を 176 GeV と仮定した。

この解析では、P_L、P_e をそれぞれ、レーザー、電子ビームの偏極度としたとき、$P_L P_e = -1$ として、光子光子コライダーのルミノシティー分布を計算した。図 1.110にその分布を示す。ヒッグス粒子は $J = 0$ の光子衝突で生成されるの対して、バックグラウンド過程である $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ は、$J_z = 2$ で生成されるほうが支配的なので、S/N 比をあげるために $J_z = 0$ のルミノシティーが高エネルギーでピークとなるような偏極の組合わせを選ぶことが重要である。表 1.11に $\sqrt{s_{ee}}$=150 GeV 光子光子コライダーのビームパラメータを示す。この場合、光子光子衝突の最大エネルギー ($\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$) は約 120 GeV になる。使用後の電子ビームは、3 テスラの磁場を距離 5mm の間にかけて取り除いた。これらのルミノシティ分布は CAIN[108, 109, 127] を用いて計算され、以下に述べる生成事象の断面積計算において光子光子衝突エネルギーと角運動量に対する重みとして用いた。

ヒッグス粒子生成の断面積は Breit-Wigner 近似を用いると、

$$\sigma_{\gamma\gamma\to H\to b\bar{b}} = 8\pi \frac{\Gamma(H\to\gamma\gamma)\Gamma(H\to b\bar{b})}{(s_{\gamma\gamma}-M_H^2)^2+M_H^2\Gamma_H^2}(1+\lambda_1\lambda_2)、 \tag{1.51}$$

で与えられる。ここで、$\sqrt{s}_{\gamma\gamma}$ は光子光子衝突エネルギー、$\Gamma(H \to b\bar{b})$、Γ_H は、ヒッグス粒子の $b\bar{b}$クォーク対 崩壊巾及び全崩壊巾である。λ_1、λ_2 は、衝突光子のヘリシティーである。この断面積の位相空間での積分と事象の生

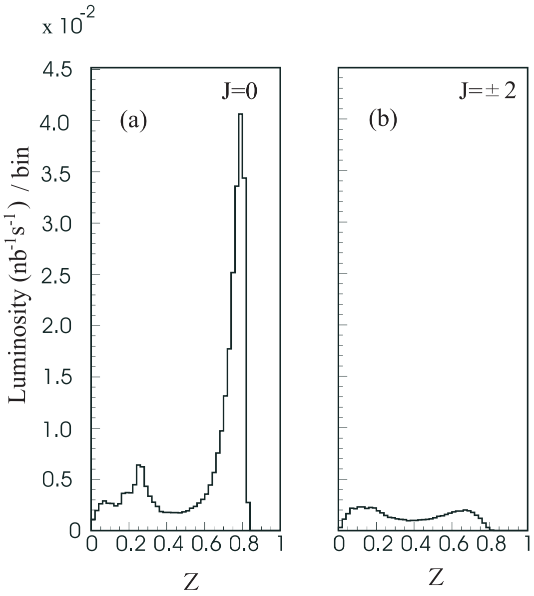


図 1.110: $\sqrt{s}_{ee}$=150 GeV 光子光子コライダーのルミノシティ分布。(a) $J_z = 0$ 成分のルミノシティ分布。(b) $J_z = \pm 2$ 成分のルミノシティ分布。

成には BASES/SPRING[124] というモンテカルロ積分、事象生成プログラムを用いた。質量 120 GeV のヒッグス粒子の分岐比 $Br(H \rightarrow b\bar{b})$、$Br(H \rightarrow c\bar{c})$、$Br(H \rightarrow gg)$ はそれぞれ、ヒッグス粒子崩壊巾計算プログラム、HDECAY[130]、を用いて計算した値、64、2.7、8.3% を用いた。

一方、バックグラウンドである $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ 過程の振幅は HELAS[86] を用いて計算した。位相空間の積分と事象の生成は同上である。最近、$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ 過程に対して高次の QCD 補正の効果を考慮すると深刻なバックグラウンドとなることが報告された [107, 122, 123]。したがって、今回の解析にはこの効果による影響も考慮にいれた。QCD 補正の効果としては、軟グルオン放出、硬グルオン放出、バーチャル補正の効果が断面積の重みとしてはいっている [123]。

光子光子コライダーのルミノシティ分布の重みをつけた断面積を図 1.111に示す。この図から、$\sqrt{s}_{\gamma\gamma}$=120 GeV あたりで QCD 補正の効果を考慮にいれた過程が増加しているのがわかる。今回の解析では、バーテックス検出器による $b\bar{b}$ クォーク対の同定を行なったので、$c\bar{c}$ クォーク対を $b\bar{b}$ クォーク対として誤同定を行なう可能性があるため $c\bar{c}$ クォーク対の生成の計算も行なった。$c\bar{c}$ クォーク対が $b\bar{b}$ に比べて断面積が大きいのは、粒子の電荷による。QCD 補正を考慮することにより、$c\bar{c}$ 事象が $b\bar{b}$ に比べて $\sqrt{s}_{\gamma\gamma} = 120$ GeV で、大きく増加しているのがわかる。

表 1.12にルミノシティ分布の重みをつけた断面積及び事象発生数を示す。ヒッグス粒子からの $b\bar{b}$ クォーク対崩壊は、10 fb^{-1} で 5080 と大きいことがわかる。一方、バックグラウンドとしては、$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}g$ 事象が非常に大きいことがわかる。よって、2 ジェット事象の選別と $b\bar{b}$ クォーク対の同定は、この解析にとって非常に重要である。

生成されたクォーク対は、JETSET7.3[129] を用いてパートンシャワー QCD 補正を含めたハドロン化がおこなわれた。ここでは、$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}g$ のような硬グルオン放出の空間分布はパートンシャワー QCD により補正されている。

測定器シミュレーションにおいては、JLC-I 測定器 [37] を想定した。$b\bar{b}$ クォーク対の同定に際してバーテックス検出器を用いた。バーテックス検出器による衝突パラメータの測定誤差は、

$$\sigma_d^2 = 11.4^2 + (28.8/p\beta)^2/\sin^3\theta\ (\mu\mathrm{m}^2)。\tag{1.52}$$

で与えた。ここで、p (eV/c) は荷電粒子の運動量、θ は荷電粒子の散乱角である。

解析と結果

$b\bar{b}$ クォーク対事象の選別は、2 ジェット事象の選択及び $b\bar{b}$ クォーク対のバーテックス検出器による同定からなる。まず、マルチハドロン事象を選ぶために、主飛跡検出器においてトラックが 10 以上であることを要求した。次に、

表 1.11: $\sqrt{s}_{ee}$=150 GeV 光子光子コライダーのビームパラメータ

Electron beam parameters			
Number of electrons per bunch	N_e	0.63×10^{10}	
Number of bunches per pulse	m_b	85	
Repetition rate	f_{rep}	150	Hz
Normalized emittance	$\gamma\epsilon_{x,e}$	3.3×10^{-6}	m
	$\gamma\epsilon_{y,e}$	4.8×10^{-8}	m
R.m.s. bunch length	$\sigma_{z,e}$	90	μm
Beta functions at I.P.	$\beta^*_{x,e}$	0.30	mm
	$\beta^*_{y,e}$	10.0	mm
Beam size at I.P. without conversion	$\sigma^*_{x,e}$	82	nm
	$\sigma^*_{y,e}$	57	nm
Beta functions at C.P.	$\beta^{CP}_{x,e}$	0.33	m
	$\beta^{CP}_{y,e}$	20	mm
Beam size at C.P.	$\sigma^{CP}_{x,e}$	2.7	μm
	$\sigma^{CP}_{y,e}$	81	nm
Laser beam parameters			
Wavelength	λ_L	0.297	μm
Photon energy	$\hbar\omega_L$	4.18	eV
R.m.s. pulse length	$\sigma_{z,L}$	300	μm (1ps)
Laser beam size at C.P.	$\sigma^{CP}_{x,L}$	5	μm
	$\sigma^{CP}_{y,L}$	5	μm
Number of laser photons in a pulse	N_L	1.1×10^{19}	
Energy per pulse	$\hbar\omega_L N_L$	7	Joule
Laser peak power (effective rectangular pulse)	P_L	2.0	TW
Maximum electric field (Gaussian peak)	$\mathcal{E}_{L,max}$	2.2×10^{12}	V/m
Nonlinear QED parameter at Gaussian peak	ξ_{peak}	0.20	
γ beam			
Number of photons per electron bunch	N_γ	0.41×10^{10}	
Beam size at I.P.	$\sigma^*_{x,\gamma}$	107	nm
	$\sigma^*_{y,\gamma}$	89	nm
γ-γ luminosity	$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$	3.4×10^{32}	cm^{-2}s^{-1}
Distance between C.P. to I.P.	L	1.0	cm

表 1.12: 光子光子コライダーのルミノシティ分布の重みをつけた有効断面積と発生事象数。

	$\sigma_{\lvert\cos\theta\rvert<0.95}$ (pb)	発生事象数 (10 fb^{-1})	擬似発生数
シグナル			
$\gamma\gamma \to H \to b\bar{b}$	0.508	5080	10000
バックグラウンド ($\sqrt{s} >$ 75 GeV)			
$\gamma\gamma \to H \to c\bar{c}$	0.0210	210	10000
$\gamma\gamma \to H \to gg$	0.0633	633	10000
$\gamma\gamma \to b\bar{b}$	0.502	5020	10000
$\gamma\gamma \to c\bar{c}$	7.19	71900	50000
$\gamma\gamma \to b\bar{b}(g)$	0.727	7270	10000
$\gamma\gamma \to c\bar{c}(g)$	15.1	151000	50000

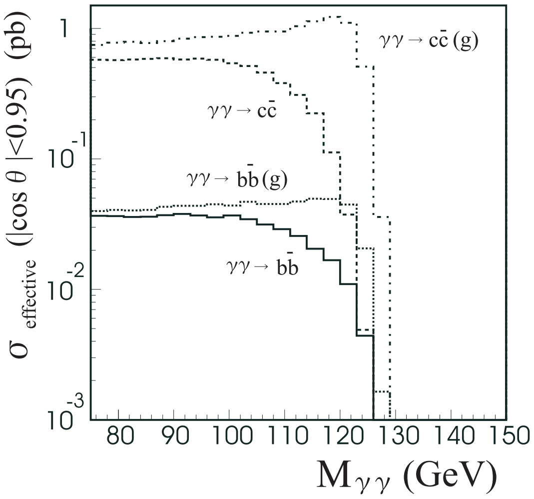


図 1.111: 光子光子コライダーのルミノシティ分布の重みをつけた有効断面積。横軸は光子光子衝突エネルギー。クォークの散乱角を θ とした。ここで、実線は $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$、破線は $\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$、点線は QCD 補正を含んだ $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$、破 - 点線は QCD 補正を含んだ $\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$ を示す。

表 1.13: 同定効率と事象数

	同定効率 (%)		事象数	
	$b\bar{b}$ 同定	$c\bar{c}+gg$ 同定	$b\bar{b}$ 同定	$c\bar{c}+gg$ 同定
シグナル				
$H \rightarrow b\bar{b}$	59.5	40.5	582	397
バックグラウンド				
$H \rightarrow c\bar{c}$	19.7	80.3	7.85	32.0
$H \rightarrow gg$	6.17	93.8	1.58	24.1
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	56.5	43.5	185	143
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	13.8	86.2	715	4470
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}(g)$	60.0	40.0	278	185
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}(g)$	14.9	85.1	1320	7530

JADE クラスタリング法 [100] を用いてジェットのクラスタリングをおこない、2 ジェット事象のみを選び出した。このとき、ジェットのクラスタリングパラメータ y_{cut} は 0.02 とした。ヒッグス粒子崩壊からの 2 ジェット事象と $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ からのものでは散乱後の空間分布が異なるので、S/N 比をあげるために $|\cos\theta_{jet}| < 0.70$ を満たしていることを要求した。

次に、選別された 2 ジェット事象の中から $b\bar{b}$ ジェット事象を選別した。ここでは、$b\bar{b}$ ジェット事象の同定に際してバーテックス検出器を用いた。d を衝突パラメータとしたとき、$b(\bar{b})$ クォークジェット事象は、$d/\sigma_d > 2.5$ でかつ $d < 1.0$mm を満たすトラックが 5 以上であるとした。ここで、$b\bar{b}$ ジェット事象の同定効率は、

$$\varepsilon_{tag} = \frac{\text{同定事象数}}{\text{2ジェット事象数}}、 \tag{1.53}$$

である。表 1.13に同定効率と事象数を示す。$b\bar{b}$ ジェット事象の同定に関して単純なアルゴリズムを用いた。したがって、アルゴリズムの改良によりより高い効率での $b\bar{b}$ ジェット事象の同定が可能である。

次に、S/N 比が高くなるように質量領域を選択した。$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ 過程のバックグラウンドを最低次で計算した場合には、$106 < M_{jj} < 126$ GeV の質量領域を、QCD 補正を含む場合は、$106 < M_{jj} < 130$ GeV を選択した。このとき検出効率は、

$$\varepsilon_{sel} = \frac{\text{検出事象数}}{\text{発生事象数}}、 \tag{1.54}$$

表 1.14: 検出効率と事象数。バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程のみの場合。

	ε_{sel} (%)	事象数 (10 fb^{-1})
シグナル		
$\gamma\gamma \to H \to b\bar{b}$	7.54	383
バックグラウンド		
$\gamma\gamma \to H \to c\bar{c}$	3.23	6.79
$\gamma\gamma \to H \to gg$	0.230	1.46
$\gamma\gamma \to b\bar{b}$	0.540	27.1
$\gamma\gamma \to c\bar{c}$	0.154	111
S/N 比 (最低次の計算)		383 / 146

表 1.15: 検出効率と事象数。バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程の QCD 補正も考慮した。

	ε_{sel} (%)	事象数 (10 fb^{-1})
シグナル		
$\gamma\gamma \to H \to b\bar{b}$	7.48	380
バックグラウンド		
$\gamma\gamma \to H \to c\bar{c}$	3.16	6.65
$\gamma\gamma \to H \to gg$	0.230	1.46
$\gamma\gamma \to b\bar{b}(g)$	0.790	57.4
$\gamma\gamma \to c\bar{c}(g)$	0.260	394
S/N 比 (QCD 補正を含む)		380 / 459

で定義される。表 1.14と 1.15に検出効率を示す。バックグラウンドに対してシグナルの検出効率が高いことがわかる。特に、 $\gamma\gamma \to c\bar{c}, c\bar{c}(g)$ 過程の除去が効率的であることがわかる。

図 1.112は、ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象を再構成したときの質量分布である。ただし、バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程のみしか考慮されていない。ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象のピークが、116 GeV あたりに見られる。 M_H=120 GeV から数 GeV 程度の下方へのずれは、 ν によって失われたエネルギーによる。また、 $\gamma\gamma \to c\bar{c}$ 過程のバックグラウンドが多いことがわかる。

図 1.113は、ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象を再構成したときの質量分布である。ただし、バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程の QCD 補正も考慮した場合である。 QCD 補正によって $\gamma\gamma \to c\bar{c}$ 過程が大きく増加したことがわかる。

検出されたシグナル及びバックグラウンドの事象数を表 1.14と 1.15に示す。この解析方法により、シグナル事象数は 383($106 < M_{jj} < 130$ GeV) であった。 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ のバックグラウンドを最低次で計算した場合、 S/N 比は 383/146 であり、従来の同様のバックグランド計算による結果と同じく、高い S/N 比得られている。一方、 QCD 補正まで含めた場合の S/N 比は、 380/459 であり 3 倍程度バックグラウンドが増加する。

標準模型ヒッグス粒子の二光子崩壊巾と分岐比の測定誤差を表 1.16に示す。ヒッグス粒子の質量は M_H=120 GeV を仮定し、積分ルミノシティが 10 fb^{-1} の場合である。バックグラウンドを最低次の計算とした場合は、二光子崩壊巾と $b\bar{b}$ クォーク対分岐比の測定誤差が、 6.0% となった。バックグラウンドに QCD 補正まで含めた場合、 7.6% という結果を得た。積分ルミノシティを 20 fb^{-1} とすれば、 S/N 比は 760/918 で測定誤差は 5.4% となる。この結果は、前述の $\Gamma(h^0 \to \gamma\gamma, \mathrm{MSSM})/\Gamma(H \to \gamma\gamma, \mathrm{SM})$ はヒッグス粒子の質量が 120 GeV のときおよそ 1.2 となるということと考えあわせれば、素粒子模型の選択の可能性を改めてもっていることを指し示すものである。

1.7.3 W 粒子の異常結合の測定

光子光子衝突における W 粒子の生成は、衝突のエネルギーが W の対生成のしきい値より十分高い (200GeV 以上) 場合、その断面積が非常に大きく、かつ、ほぼ一定で約 90 pb である。この値は、その次に生成断面積の大きい

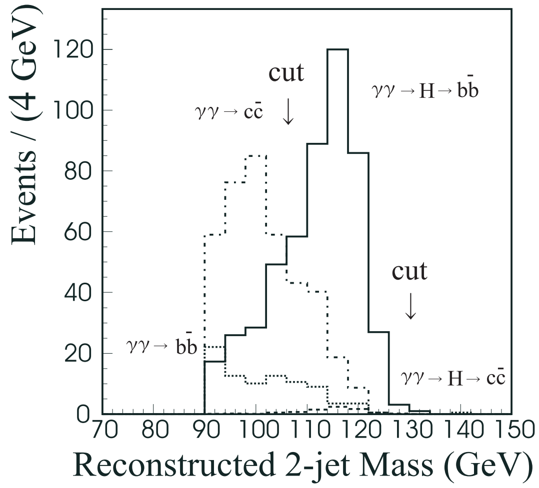


図 1.112: ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象を再構成したときの質量分布。バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程のみの場合。

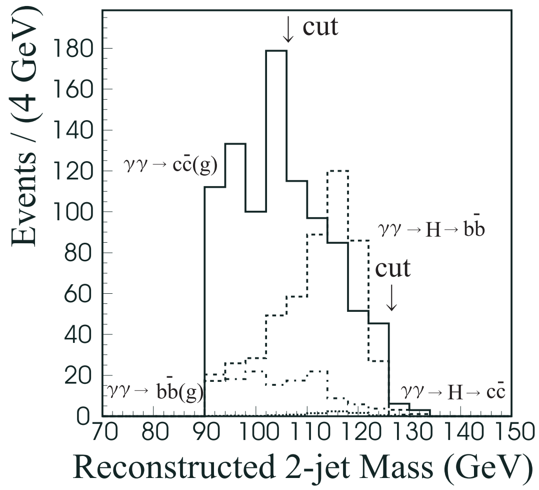


図 1.113: ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象を再構成したときの質量分布。バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程の QCD 補正も考慮した。

表 1.16: 標準模型ヒッグス粒子の二光子崩壊巾と分岐比の測定誤差。積分ルミノシティが 10 fb^{-1} の場合。ヒッグス粒子の質量は M_H=120 GeV を仮定した。

$\triangle X/X$	tree level (%)	QCD correction (%)
$\Gamma(H \to \gamma\gamma) \times Br(H \to b\bar{b})$	6.0	7.6

フェルミ粒子の対生成に比べて、 $1 \sim 2$ 桁ほど大きく、また電子陽電子コライダーのおける W 対生成に比べてもやはり $1 \sim 2$ 桁大きい。このように高エネルギーの光子光子コライダーは、 W 工場の側面をもっており、高い統計による、 W 粒子の性質の精密な測定が期待できる。

W 粒子のゲージ結合常数の精密測定は、 W 粒子が真に標準理論のゲージボゾンであるかどうかを検証するための、非常に重要な項目の一つである。電子陽電子コライダーにおいてもこの精密測定は重要な物理の一つであり、 W 粒子の異常結合に対する研究の可能性が、シミュレーションを用いて正確に見積もられている [75]。光子光子衝突においては、生成断面積が大きいことに加えて、その全断面積が W 粒子の光子に対する異常結合定数 $\Delta\kappa_\gamma$ に敏感であることが指摘されている [112, 101]。その感度は、

$$\delta\Delta\kappa_\gamma \approx \left.\frac{\delta\sigma_{WW}}{\sigma_{WW}}\right|_{J=0}$$

である。即ち、 $\Delta\kappa_\gamma$ を 1% の精度で測定するには、 W 対生成の断面積を 1% の誤差で測定すればよい。

この精度を達成するには、統計的には、 10^4 個の W 対生成事象を蓄積すればよい。前述の電子の重心系エネルギー 0.5 TeV の光子光子コライダーでは、年間約 $10\mathrm{fb}^{-1}$ の全積分ルミノシティが得られると予想されるので、後述するように、ルミノシティのエネルギー分布や、測定効率を考慮しても十分な統計量を得るのは容易である。

ここでは、 CAIN を用いて生成したルミノシティ分布により、 W 粒子やバックグランドとなる、クォーク対の生成を現実的に見積り、測定器の影響をシミュレーションによって考慮することにより、 W 粒子対生成による、 W 粒子の異常結合の、測定可能性を考察した。

測定方法

W 対生成の研究においては、電子の重心系のエネルギーが 0.5TeV の光子光子コライダーを想定した。この加速器のパラメータを表 1.17に示す。電子と光子の偏極は、生成された光子が、その最大エネルギー付近にピークを持つ

表 1.17: W 対解析に用いた電子とレーザービームのパラメーター

Beam energy	$\mathcal{E}_b$	GeV	250
Number of Particles/bunch	N		0.63×10^{10}
Repetition rate	f_{rep}	Hz	150
Number of bunches/pulse	n_b		85
Bunch length	σ_z	μm	90
Bunch sizes (I.P.)	σ_x^*/σ_y^*	nm	45/31
Beta functions (I.P.)	β_x^*/β_y^*	mm	0.3/9.
Geometric emittance	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	10^{-12}m·rad	6.75/0.0981
C.P-I.P distance	d	mm	20
Geomitric luminosity	$\mathrm{L}^{ee}_{geom.}$	$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	2.7×10^{33}
Laser parameters			
Wave length	λ_L	μm	1.053
Pulse energy	E_L	J	2.1
Pulse length	σ_z^L	mm	300
r.m.s spot size	σ_r^L	μm	5
Peak power density	P_d	W/m^2	5.33×10^{21}
Maximum ξ parameter	ξ^2		0.21

ように $P_L P_e = -1$ とし、また生成された光子が、 $J_z = 0$ の光子光子状態をつくる様にした。ここで P_L、 P_e はそれぞれ、レーザー、電子ビームの偏極度である。この解析では、コンプトン散乱後の電子は、外部磁場によって相互作用領域から掃き出されていると仮定し、コンプトン散乱の光子のみが作るルミノシティを考慮した。図 1.114に CAIN によるシミュレーションによって得られた、ルミノシティ分布を示す。全ルミノシティは $6.9\times10^{32}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$、 W 対生成のしきい値から上の部分に対しては、 $3.7\times10^{32}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ であった。

W 粒子対生成については、光子光子の始状態の角運動量が 0 と 2 の場合各々についてその崩壊まで含んだ完全なヘリシティ振幅を計算した。またこのときに、 CAIN を用いてシミュレーションしたルミノシティ分布に従って、光

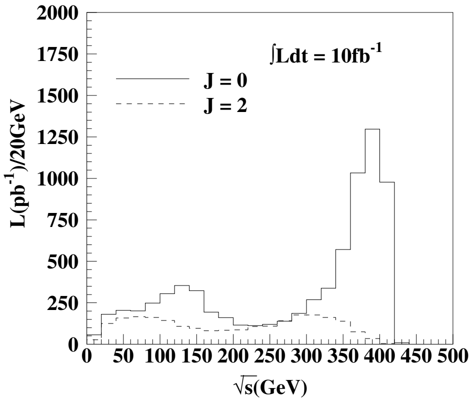


図 1.114: CAIN を用いて計算されたルミノシティ分布、実線は $J_z = 0$、 点線は $J_z = 2$ の成分をしめす。

子光子の重心系のエネルギーと角運動量の重みをつけた振幅を計算した。振幅計算には、 HELAS[86] を用い、位相空間の積分と事象の生成は BASES/SPRING[124] という、モンテカルロ積分、事象生成プログラムを用いた。これによって求めた、 W 粒子対生成のルミノシティ荷重平均断面積は:

$$\widehat{\sigma}_{WW} \equiv \sum_{J_z=0,2} \int \frac{dL_{\gamma\gamma}^{J_z}}{d\sqrt{s}} \sigma_{WW}^{J_z} d\sqrt{s} \approx 50\mathrm{pb}$$

であった。

シミュレーションに際して想定した測定器は、 JLC-I 測定器 [37] である。この解析において主に用いた測定器はカロリメーターであり、その分解能は、電磁カロリメーターで $\sigma_E/E = 20\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \oplus 1\%$、ハドロンカロリメーターで $\sigma_E/E = 40\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \oplus 2\%$ である。

解析と結果

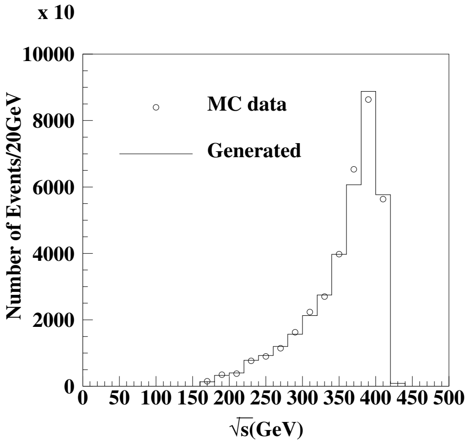


図 1.115: 検出効率を補正したあとの、 W 粒子数と、イベントジェネレーターによって生成した数の比較。ルミノシティの絶対値は、全ルミノシティ $10\mathrm{fb}^{-1}$ に相当している。

W 対事象の選別は、両方の W 粒子がクォーク対に崩壊した、 4 ジェット事象を選ぶことによって行った。

まずマルチハドロン事象を選ぶために、主飛跡検出器においてトラックが 10 以上であることを要求した。次に、JADE クラスタリング法 [100] を用いてジェットのクラスタリングを行い、 4 ジェット事象のみを選びだした。このときジェットの選別パラメーター $\mathrm{y_{cut}}$ は 0.04 とおいた。以上の選別後、 W 対事象の 28%(ハドロン崩壊モードの 60%) が残った。

この 4 ジェット事象に対し、 χ_W^2 を次の用に定義した:

$$\chi_W^2 \equiv \frac{(m_{ij}-m_W)^2}{\sigma_m^2} + \frac{(m_{kl}-m_W)^2}{\sigma_m^2}。$$

ここで m_{ij} は i 番目と j 番目のジェットによる不変質量、 m_W は W 粒子の質量、 σ_m は、この測定器による W の質量再構成の分解能であり、シミュレーションによって 5 GeV と求められている。この χ_W^2 を 4 ジェットによる 3 つの組み合わせに対して計算し、これが最も小さくなるジェットの組み合わせが、正しい W 粒子の崩壊からのジェットの組であるとした。

再構成された W 粒子に対して、これらが精度良く測定されているための条件として、対生成事象の両方の W 粒子の質量が、 65 GeV 以上 95 GeV 以下であること、また W 粒子の飛跡のビーム軸からの角度 θ_W が $|\cos\theta_W| < 0.9$ を満たしていることを要求した。以上の結果最終的に W 対生成事象に対する検出効率は 15% であった。前項で述べたように、ルミノシティを考慮にいれた W 対生成の断面積は 50 pb であるので、光子光子コライダーの 1 年分のルミノシティ 10fb^{-1} では、約 75k 事象が得られることになる。

以上によって得られた W 粒子対事象に対し、 WW の不変質量毎に検出効率を補正して、もとの W 対生成事象の発生数に直したものが図 1.115である。検出効率の補正は 20GeV 毎のエネルギービンに対して行った。

補正後の、 W 粒子数と、 W 粒子の異常結合パラメーター λ_γ を含む断面積を用いて以下のように χ^2 を定義した。

$$\chi^2 \equiv \sum_i \left(\frac{N^i - L_0^i\sigma_0^i - L_2^i\sigma_2^i}{\delta N^i}\right)^2.$$

ここで、 N^i、 L_0^i、 σ_0^i、 L_2^i、 σ_2^i、は i 番目のエネルギービンにおける、 W 対事象の数、 $J_z = 0$ のルミノシティと断面積、 $J_z = 2$ のルミノシティと断面積である。また、 δN^i は i 番目のビンにおける W 対事象数の誤差であり、後述するルミノシティの測定誤差 δL_J^i を用いて、

$$\delta N^i = \sqrt{N^i + \left(\frac{dL_0^i}{L_0^i}\sigma_0^i\right)^2 + \left(\frac{dL_2^i}{L_2^i}\sigma_2^i\right)^2}$$

と表わされる。

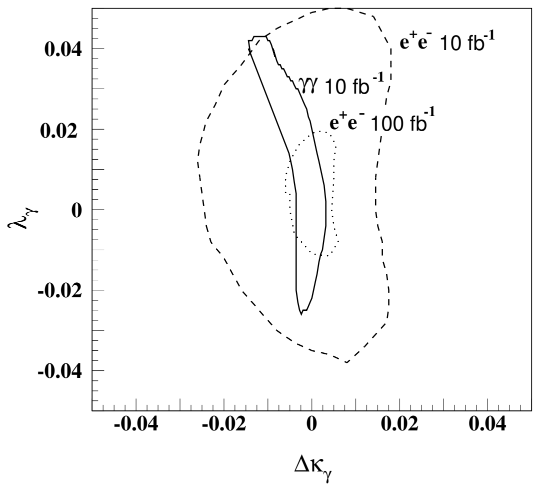


図 1.116: W 粒子の異常結合定数 $\delta\kappa_\gamma$、 λ_γ に対する 90%C.L. の制限の予想。実線はこの解析によるもの、点線は電子陽電子衝突によるもの。

この χ^2 から全積分ルミノシティが 10fb^{-1} の時の異常結合定数に対する制限を $\Delta\kappa_\gamma$、 λ_γ の 2 次元空間において求めた。その結果を図 1.116に示す。図には、比較のため、電子陽電子衝突から得ることができると予想される結果も示している [75]。

これからわかるように、光子光子衝突による W 対生成は $\Delta\kappa_\gamma$ に対してより敏感である。また電子陽電子コライダーに比べて少ないルミノシティでほぼ同様の結果を得ることができる。加えて、文献 [75] による電子陽電子コライダーの解析は、 W 粒子の崩壊に関する情報も使って、総合的な解析を行って得た結果であるのに対し、この解析においては、全断面積を用いたのみである。光子光子衝突においても同様な総合的解析を行えば、 W 粒子の性質に対してより詳しい情報を得ることができると期待される。

1.7.4 ルミノシティ測定

光子光子コライダーにおいては、衝突する光子のエネルギーと偏極が一定でないため、ルミノシティの重心系エネルギー、ラピディティ分布を、衝突する光子のスピンの組み合わせ、すなわち光子光子始状態のスピン毎に測定しなければならない。ルミノシティの測定に使うことのできる反応に対しては、

- 反応の断面積が大きいこと、

- 検出効率が良く、バックグランドの少ない測定方法があること、

が要求される。

$\gamma\gamma \to e^+e^-$、 $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$、は、生成断面積も大きく測定も容易であるため、ルミノシティ測定のための良い過程となりえる。しかしこの過程は始状態の角運動量が 0 の場合、反応のエネルギーが生成される粒子の質量に比べて高い時は、生成断面積がほとんど 0 である。そのため、始状態の角運動量が 0 の場合は、他の方法でルミノシティを測定することが必要である。

$\gamma\gamma \to W^+W^-$ は、重心系のエネルギーが 200GeV 以上においては、生成断面積が非常に大きい (約 90pb) ため、ルミノシティ測定のための非常に良い過程となりえる [137]。しかし、当然のことながら、この場合は、 W 粒子を標準模型のものと仮定することを必要条件としなければならず、光子光子コライダーの重要な物理の一つである、 W 粒子の異常結合等の研究には使うことができない。

電子対生成を用いた、ルミノシティの測定

電子対生成を用いたルミノシティの測定方法の評価を、電子エネルギー 0.5 TeV の場合について行った [131]。前述のようにこの過程は $J_z = 2$ の場合のみ感度がある。よって、なんらかの方法で全ルミノシティか、または、 $J_z = 0$ のルミノシティを測定しなければならない。ここでは、レーザーと電子の偏極を用いた他の方法を試みた [134]。

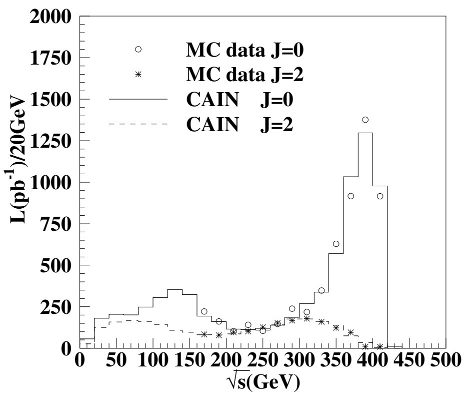


図 1.117: シミュレーションよる測定と生成されたルミノシティの比較。円と米印は測定された $J_z = 0$ と 2 のルミノシティを、実線と点線は生成された $J_z = 0$ と 2 のルミノシティをしめす。ルミノシティの絶対値は、全ルミノシティ 10fb^{-1} に相当している。

いま、電子とレーザーの偏極の選択により、 $J_z = 0$ が主なルミノシティ分布が生成されているとする。この時に、一方の電子ビームとレーザーの偏極を同時に変える。すると、電子とレーザーの偏極の積は変化しないので、生

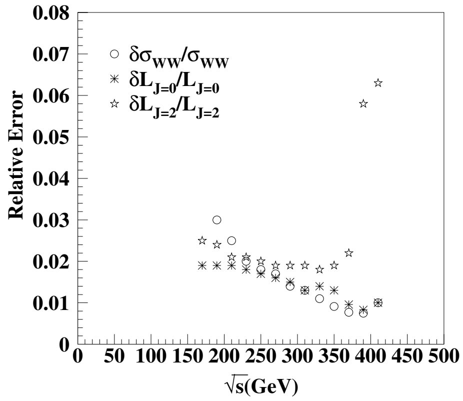


図 1.118: ルミノシティ測定の統計誤差。アスタリスクと星は、電子対生成による測定で、 $J_z = 0$、 2 のルミノシティに対するもの、丸は W 対生成の全断面積に対する誤差。

成される光子のエネルギー分布（即ち、ルミノシティのエネルギー分布）は変化しないが、生成される光子のヘリシティは反転するので、ルミノシティは $J_z = 2$ が主な分布となる。このヘリシティ反転の前後において、生成光子のエネルギー、偏極分布が全く変化しないと仮定すると、この状態で電子対生成をもちいることによりヘリシティ反転後の $J_z = 2$ のルミノシティ分布を測定することができ、これは即ち、ヘリシティ反転前の $J_z = 0$ のルミノシティ分布と等しい。

図 1.117は、この方法を用いたルミノシティ測定のシミュレーション結果である。全積分ルミノシティは 10fb^{-1} を仮定している。図 1.118には、この方法による測定の統計誤差をエネルギーの関数として示してる。図に示されているように、重心系のエネルギー 200GeV 以上において約 $1 \sim 2\%$ の統計精度が得られている。

この方法によるルミノシティ測定における系統誤差としてまず第一に考えられるのは、電子とレーザーの偏極を変えることによる、生成光子のエネルギー、偏極分布の変化である。これを見積もるのは、現時点では困難であるが、間接的な指標として、現在稼働している SLC における、左偏極と右偏極ビームの差を引用しておく。彼等は、 SLD の稼働中に、左右偏極のルミノシティの違いを測定し、その差、 $O(10^{-4})$ を得ている [98]。光子光子コライダーにおいても、同様な方法によって電子のスピンを変えるので、この方法による系統誤差は十分に小さくすることができると期待できる。

また図 1.118には、前項の解析による W 粒子対生成の全断面積の測定誤差も示している。これは、そのまま、 W 対生成を用いたルミノシティ測定の誤差を示している。

参考文献

[1] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264; A. Salam, Proc. 8th Nobel Sympos., Stockholm, ed. by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) p. 367.

[2] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.

[3] K. Hagiwara, S. Matusmoto, and Y. Yamada, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3605.

[4] K. Hagiwara, D. Haidt, and S. Matsumoto, *KEK-TH 512* (1997).

[5] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.

[6] TOPAZ collaboration, *Phys. Lett.* **B255** (1991) 613, *KEK Preprint 92-49*; VENUS collaboration, *Phys. Lett.* **B278** (1992) 499, *Phys. Lett.* **B278** (1992) 393; AMY collaboration, *Phys. Lett.* **B218** (1989) 112, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 983.

[7] DELPHI collaboration, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 240; L3 collaboration, *Z. Phys.* **C51** (1991) 179; OPAL collaboration, *Phys. Lett.* **B264** (1991) 269.

[8] P. Langacker, Pennsylvania preprint, *UPR-0492T* (1992).

[9] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122** (1961) 345; P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.

[10] UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* **122B** (1983) 103, **126B** (1983) 398; UA2 Collaboration, *Phys. Lett.* **122B** (1983) 476; **129B** (1983) 130.

[11] TOPAZ collaboration, *Phys. Lett.* **B268** (1991) 457.

[12] ALEPH collaboration, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 325; OPAL collaboration, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 311.

[13] LEP collaborations, *Phys. Lett.* **B276** (1992) 247.

[14] CDF collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626; D0 collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632;

[15] 平成 5 年度科学研究費補助金（総合研究 A）研究成果報告書、研究課題番号 03302016, 研究代表者 梶川良一。

[16] V.S. Fadin and V.A. Khoze, *JETP Lett.* **46** (1987) 525; M.J. Strassler and M.E. Peskin, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 1500; Y. Sumino, K. Fujii, K. Hagiwara, H. Murayama and C.K. Ng, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 56; H. Murayama and Y. Sumino, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 82; K. Hikasa, S. Ishihara, and Y. Sumino, in preparation; Y. Sumino, Ph.D. Thesis, Univ. of Tokyo Preprint, *UT-655* (1993).

[17] The LEP collaborations EW working group and the SLD heavy flavour group, *CERN-PPE/96-183.*

[18] E. Farhi and L. Susskind, *Phys. Rep.* **74** (1981) 277, およびその中の参考文献参照のこと。

[19] B. Holdom and J. Terning, *Phys. Lett.* **B247** (1990) 88; M. Golden and L. Randall, *Nucl. Phys.* **B361** (1991) 3; M. Peskin and T. Takeuchi, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 964; W.J. Marciano and J.L. Rosner, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2963; G. Altarelli and R. Barbieri, *Phys. Lett.* **B253** (1991) 161.

[20] B. Holdom, *Phys. Lett.* **B150** (1985) 301; T. Akiba and T. Yanagida, *Phys. Lett.* **B169** (1986) 432; T. Appelquist, D. Karabali and L.C.R. Wijewardhana, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 957; *Phys. Rev.* **D35** (1987) 2605; K. Yamawaki, M. Bando and K. Matsumoto, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1335; *Phys. Lett.* **B178** (1986) 308.

[21] CDF Collaboration, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 3921.

[22] D.V. Volkov and V.P. Akulov, *Phys. Lett.* **46B** (1973) 109; J. Wess and B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 39.

[23] M. Veltman, *Acta Phys. Pol.* **B12** (1981) 437; L. Maiani, *Proc. Summer School of Gil-sur-Yvette* (Paris, 1980) p. 3.

[24] H. Sugawara, talk presented at *the Symposium on the Electroweak Symmetry Breaking and Accelerator Projects*, in 47th Annual Meeting of the Physical Society of Japan, March, 1992.

[25] H. Georgi and S. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 438.

[26] H. Georgi, H.R. Quinn and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 451.

[27] A.J. Buras, J. Ellis, M.K. Gaillard and D.V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B135** (1978) 66.

[28] S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek, *Phys. Rev.* **D24** (1981) 1681; S. Dimopoulos and H. Georgi, *Nucl. Phys.* **B193** (1981) 150; N. Sakai, *Z. Phys.* **C11** (1981) 153.

[29] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **68** (1982) 927; L.E. Ibanez and G.G. Ross, *Phys. Lett.* **110B** (1982) 215; K. Inoue, A. Kakuto and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **71** (1984) 348; L. Alvarez-Gaumé, J. Polchinski and M.B. Wise, *Nucl. Phys.* **B221** (1983) 495; J. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos and K. Tamvakis, *Phys. Lett.* **125B** (1983) 275.

[30] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **67** (1982) 1889.

[31] Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida, *Prog. Theor. Phys.* **85** (1991) 1, *Phys. Lett.* **B262** (1991) 54; J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B257** (1991) 83; H.E. Haber and R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1815.

[32] T. Moroi and Y. Okada, Tohoku preprint, *TU-405* (1992).

[33] N. Cabbibo, L. Maiani, G. Parisi and P. Petronzio, *Nucl. Phys.* **B158** (1979) 295.

[34] R. Barbieri and G. Giudice, *Nucl. Phys.* **B296** (1988) 75; T. Kon and M. Jimbo, *Proceedings of the First Workshop on Japan Linear Collider, KEK, 1989*, ed. by S. Kawabata, *KEK Report* 90-2 (1990) 280; K. Inoue, M. Kawasaki, M. Yamaguchi, and T. Yanagida, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 328.

[35] K. Hikasa, "JLC Supersymmetry Manual", in preparation.

[36] T. Tsukamoto, *KEK Preprint 92-34* (1992); K. Fujii, *KEK Preprint 92-206* (1993); T. Tsukamoto, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993*, ed. by F. Harris, et al., World Scientific (1993) 814; S. Orito, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993*, ed. by F. Harris, et al., World Scientific (1993) 230; T. Tsukamoto, K. Fujii, H. Murayama, M. Yamaguchi, and Y. Okada, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 3153.

[37] JLC Group, *KEK Report 92-16* (1992).

[38] "Physics at LEP2", edited by G. Altarelli *et al.*, *CERN-96-01*.

[39] P. Janot, *LAL Preprint 91-61* and *92-27*.

[40] K. Kawagoe and S. Orito, *UT-ICEPP 92-06*.

[41] P. Janot in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear* e^+e^- *Colliders*, Wokoloa, Hawaii, 1993 edited by F. Harris *et al.* (World Scientific, Singapole, 1993).

[42] K. Kawagoe in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear* e^+e^- *Colliders*, Wokoloa, Hawaii, 1993 edited by F. Harris *et al.* (World Scientific, Singapole, 1993).

[43] M.D. Hildreth, T.B. Barklow and D.L. Burke, Phys. Rev. **D49** (1994) 3441.

[44] M. Drees, *Int. J. Mod. Phys.* A **4** (1989) 3635; J. Ellis, J.F. Gunion, H.E. Haber, L. Roszkowski and F. Zwirner, Phys. Rev. **D39** (1989) 844; L. Durand and J.L. Lopez, Phys. Lett. **B217** (1989) 463; J.R. Espinosa and M. Quirós, Phys. Lett. **B279** (1992) 92.

[45] P.Binétruy and C.A. Savoy, Phys. Lett. **B277** (1992) 453; T. Moroi and Y. Okada, Phys. Lett. **B295** (1992) 73; G. Kane, C. Kolda and J. Wells, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2686; W.T.A. ter Veldhuis, Purdue preprint, *PURD-TH-92-11*; J.R. Espinosa and M. Quirós, Phys. Lett. **B302** (1993) 51; U. Ellwanger, Phys. Lett. **B303** (1993) 271; P.N. Pandita, Phys. Lett. **B318** (1993) 271; Z. Phys. **C359** (1993) 575; T. Elliot, S.F. King and P.L. White, Phys. Lett. **B305** (1993) 71; Phys. Rev. **D49** (1994) 4435.

[46] J. Kamoshita, Y. Okada and M. Tanaka, Phys. Lett. **B328** (1994) 67.
また、 S.F. King and P.L. White, Phys. Rev. **D53** (1996) 4049 も参照.

[47] J. Kamoshita, Y. Okada and M. Tanaka, in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan 1995 edited by A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996); Phys. Lett. **B391** (1997) 124.

[48] I. Nakamura and K. Kawagoe, in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan 1995 edited by A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996); Phys. Rev. **D54** (1996) 3634.

[49] A. Djouadi, M. Spira and P.M. Zerwas, Z. Phys. **C70** (1996) 427.

[50] Torbjörn Sjöstrand, *CERN-TH.7112/93 W5053/W5044*.

[51] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Shimizu and H. Tanaka, "GRACE manual" *KEK Report 92-19* (1993).

[52] J. Kamoshita, Y. Okada, M. Tanaka and I. Watanabe, *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan 1995 edited by A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996).

[53] A. Djouadi, H.E. Haber and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B375** (1996) 203.

[54] G.J. Gounaris, D. Schildknect and F.M. Renard, *Phys. Lett.* **83B** (1979) 191; errata *ibid.* **89B** (1980) 437; V. Barger, T. Han and R.J.N. Phillips, Phys. Rev. **D38** (1988) 2766; V. Barger and T. Han, *Mod. Phys. Lett.* A **5** (1990) 667; V.A. Ilyin, A.E. Pukhov, Y. Kurihara, Y. Shimizu and T. Kaneko, Phys. Rev. **D54** (1996) 6717.

[55] M. Nojiri, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 6281; M. Nojiri, K. Fujii, and T. Tsukamoto, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 6756.

[56] J. Feng, M. Peskin, H. Murayama, and X. Tata, *Phys.Rev.* **D52** (1995) 1418.

[57] CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626.

[58] V. Fadin and V. Khoze, *Sov. J. Nucl. Phys.* **48** (1988) 309.

[59] M. Strassler and M. Peskin, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 1500.

[60] S. Komamiya, *Proceedings of the 1990 Summer Study on High Energy Physics*, 1990, Snowmass, edited by E. Berger, World Scientific p459; *ibid. SLAC-PUB-5324* (1991).

[61] K. Fujii, *Proceedings of the Second Workshop on JLC*, 1990, KEK, edited by S. Kawabata, *KEK Proceedings 91-10* (1991) p271; *ibid. KEK Preprint 90-187* (1991).

[62] K. Fujii, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Saariselkä, Finland, September 1991, edited by R. Orava, P. Eerola, and M. Nordberg, World Scientific, p203; *ibid. KEK Preprint 92-6* (1992).

[63] R. Miquel, talk given at *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Saariselkä, Finland, September 1991; *ibid. DESY 92-123A* (1992), p327.

[64] Y. Sumino, K. Fujii, K. Hagiwara, H. Murayama, and C. Ng, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 56.

[65] M. Jeżabek, J. Kühn, and T. Teubner, *Z. Phys.* **C56** (1992) 653.

[66] H. Murayama and Y. Sumino, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 82.

[67] K. Melnikov and O. Yakovlev, *BUDKERINP-93-18*, 1993; V. Fadin, V. Khoze, and A. Martin, Univ. of Durham Preprint, *DTP-93-18*, 1993; *DTP-93-64* (1993).

[68] Y. Sumino, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Waikoloa, Hawaii, April 1993, edited by F.A. Harris, S.L. Olsen, S. Pakvasa, and X. Tata, World Scientific, p439; *ibid.* Univ. of Tokyo Preprint, *UT-651* (1993).

[69] Y. Sumino, Ph.D. Thesis, Univ. of Tokyo Preprint, *UT-655* (1993).

[70] K. Fujii, T. Matsui, and Y. Sumino, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 82.

[71] http://www-jlc.kek.jp/subg/top/index-j.html

[72] M. Peskin and T. Takeuchi, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 381.

[73] K. Abe, et.al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1995) 25. K. Hagiwara, *KEK-TH-461* (1995).

[74] K. Hikasa, M. Tanabashi and A. Miyamoto *in preparation.*

[75] A. Miyamoto, in the proceedings of the *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders - Volume I*, ed. F.A. Harris *et al.* (World Scientific, Singapore, 1993), p.141 ; A. Miyamoto, *KEK-Preprint 93-116* (1993).

[76] T. Appelquist and G.-H. Wu, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3235.

[77] S. Dawson and G. Valencia, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 2188.

[78] M. Tanabashi, A. Miyamoto and K. Hikasa, in the proceedings of the *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders - Volume II*, ed. A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996), p.493.

[79] A. Miyamoto, in the proceedings of the *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders - Volume II*, ed. A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996), p.654.

[80] A. Dobado, *et al*, *Phys. Lett.* **B352** (1995) 400.

[81] V. Barger, K. Cheung, B. Kniehl, R.J.N. Phillips, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 3725.

[82] Y. Kurihara and R. Najima, *Phys. Lett.* **B301** (1993) 292.

[83] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Shimizu, and H. Tanaka, *KEK Report* 92-19 (1993).

[84] K. Hikasa, K. Igi, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3055.

[85] K. Hagiwara, H. Iwasaki, A. Miyamoto, H. Murayama, and Z. Zeppenfeld, *Nucl. Phys.* **B365** (1991) 544.

[86] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara, *KEK Report 91-11* (1992).

[87] Y. Kurihara, *in Physics and Experiments with Linear* e^+e^- *Colliders*, edited by F.A. Harris, S.L. Olsen, P. Pakvasa, X. Tata (World Scientific, 1993), vol.II, p.880.

[88] Y. Kurihara, R. Najima, *KEK Preprint 93-90* (1993).

[89] T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith, and J. D. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2351; T. Omori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata, and M. Yoshioka, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 3291; T. Nakanishi, H. Aoyagi, H. Horinaka, Y. Kamiya, T. Kato, S. Nakamura, T. Saka, and M. Tsubata, *Phys. Lett.* **A158** (1991) 345.

[90] 最新の結果については (BE.Torrence, *SLAC-PUB-7307*, 1996, を参考にせよ。

[91] K. Flöttmann, *DESY 95-064*, 1995.

[92] T.Tsukamoto, Y.Kurihara, *Phys. Lett.* **B389** (1996) 162-168.

[93] T. Omori, *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear* e^+e^- *Colliders*, Waikoloa, Hawaii, April 26-30 (1993) 791 (World Scientific, Singapore, 1993).

[94] T. Omori, Y. Kurihara, Y. Sugimoto, *Proceedings of 2dn JLC workshop*, KEK, Nov. 6-8, (1990).

[95] M. Dubinin, Y. Kurihara, hep-ph/9603319 (1996).

[96] K. Fujii, T. Omori, *KEK-Preprint 95-127* (1995).

[97] K. Abe, et.al., *Phys. Rev.* **D30** (1984) 1.

[98] K. Abe, et.al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1995) 25.

[99] T. Asaka, Y. Shobuda, Y. Sumino, N. Maekawa and T. Moroi, in *Proc. of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8–12, 1995, eds. A. Miyamoto, Y. Fujii, T. Matsui and S. Iwata, World Scientific (1996), pp. 470.

[100] W. Bartel, et.al., *Z. Phys* **C33** (1986) 23.

[101] M. Baillargeon, G. Bélanger, F. Boudjema, *ENSLAPP-A-473/94* (1994).

[102] M. Baillargeon, G. Bélanger, and F. Boudjema, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 4712.

[103] G. Bélanger and G. Couture, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 5720.

[104] *Proc. of Workshop on Gamma-Gamma Colliders*, Berkeley, CA, USA, 1994 published in *Nucl. Instr. Meth.* **A355** (1995).

[105] D.L. Borden, D.A. Bauer, and D.O. Caldwell, *SLAC-PUB-5715* (1992).

[106] D.L. Borden, D.A. Bauer, and D.O. Caldwell, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 4018.

[107] D.L. Borden, V.A. Khoze, W.J. Stirling, and J. Ohnemus, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 4499.

[108] P. Chen, G. Horton-Smith, T. Ohgaki, A.W. Weidemann, K. Yokoya, *Nucl. Instr. Meth.* **A355** (1995) 107.

[109] P. Chen, T. Ohgaki, A. Spitkovsky, T. Takahashi, K. Yokoya, in preparation.

[110] S.Y. Choi and K. Hagiwara, *Phys. Lett.* **B359** (1995) 369.

[111] S.Y. Choi, K. Hagiwara and M.S. Baek, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 6703.

[112] S. Y. Choi and F. Schremmpp, *Phys. Lett* **B272** (1991) 149.

[113] *JLC Design Reprot* in preparation.

[114] I. Ginzburg, G. Kotkin, V. Serbo, V. Telnov, *Pizma ZhETF* **34** (1981) 514; *JETP Lett.* **34** (1982) 491; *Prep. INP* 81-50, Novosibirsk.

[115] I. Ginzburg, G. Kotkin, V. Serbo, V. Telnov, *Nucl. Instr. Meth.* **205** (1983) 47; *Prep. INP* 81-92, Novosibirsk.

[116] I. Ginzburg, G. Kotkin, V. Serbo, V. Telnov, *Nucl. Instr. Meth.* **219** (1984) 5.

[117] A. Goto and T. Kon, *Europhys. Lett.* **19** (1992) 575: T. Kon and A. Goto, *Phys. Lett.* **B295** (1992) 324.

[118] B. Grazadkowski and J.F. Gunion, *Phys. Lett.* **B291** (1992) 361.

[119] J.F. Gunion and J.G. Kelly, *Phys. Lett.* **B333** (1994) 110.

[120] R. Hollebeek, *Nucl. Instr. Meth.* **184** (1981) 333.

[121] *Proc. of INS Workshop 'Physics of* e^+e^-, $e^-\gamma$ *, and* $\gamma\gamma$ *collisions at Linear Accelerators'* Tokyo, Japan, 1994 published in *INS-J-181* (1995).

[122] G. Jikia and A. Tkabladze, *Nucl. Instr. Meth.* **A355** (1995) 81.

[123] G. Jikia and A. Tkabladze, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 2030.

[124] S. Kawabata, *Comp. Phys. Comm.* **41** (1986) 127.

[125] T. Kon, I. Ito and Y. Chikashige, *Phys. Lett.* **B287** (1992) 277.

[126] M. Krämer, J. Kühn, M.L. Stong and P.M. Zerwas, *Z. Phys.* **C64** (1994) 21.

[127] T. Ohgaki and T. Takahashi, *Nucl. Instr. Meth.* **A373** (1996) 185.

[128] T. Ohgaki, T. Takahashi and I. Watanabe, in preparation.

[129] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.

[130] M. Spira, *5th International Workshop on New Computing Techniques in Physics Research: Software Engineering, Neural Nets, Genetic Algorithms, Expert Systems, Symbolic Algebra, Automatic Calculations (AIHENP 96)*, Lausanne, Switzerland, 2-6 Sep 1996.

[131] T. Takahashi, in *Proc. of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8–12, 1995, eds. A. Miyamoto, Y. Fujii, T. Matsui and S. Iwata, World Scientific (1996), pp. 681.

[132] T. Tauchi, K. Yokoya and P. Chen, *Part. Acc.* **41** (1993) 29.

[133] V. Telnov, *Nucl. Instr. Meth* **A294** (1990) 72.

[134] V. Telnov, *Proc. of Workshop on Gamma-Gamma Colliders*, Berkeley, CA, USA, 1994 published in *Nucl. Instr. Meth.* **A355** (1995) 3.

[135] I. Watanabe, in *Proc. of INS Workshop on the Physics of e^+e^-, $e^-\gamma$ and $\gamma\gamma$ Collisions at Linear Accelerators*, Tokyo, 1994.

[136] I. Watanabe, in *Proc. of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8–12, 1995, eds. A. Miyamoto, Y. Fujii, T. Matsui and S. Iwata, World Scientific (1996), pp. 689.

[137] Y. Yasui, I. Watanabe, J. Kodaira, and I. Endo, *Nucl. Instr. Meth.* **A335** (1993) 385.

[138] E. Yehudai, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 3434.

[139] *Zeroth-Order Design Report for the Next Linear Colliders SLAC-474* (1996).

第 2 章

ＪＬＣの測定器

2.1 測定器の概観

電子陽電子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に、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できるという特徴がある。これに加えて、JLC のエネルギー領域ではジェットのエネルギー集中がますます顕著になり、またカロリメーターのエネルギー分解能も良くなるので、トップ以外のクォークが鋭いジェットとして見えるようになるのみならず、ジェット不変質量法によるゲージボソンやトップクォークの再構成が可能となる。つまり、JLC では、ファイマン図を見るが如く、反応の終状態を基本粒子すなわちレプトン、クォーク、ゲージボソンの単位で捉えることができるようになるのである。これは、全く新しい加速器実験の幕開けである。この特筆すべき可能性を現実のものとし、加速器の潜在能力を 100% 引き出すためには、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、高性能の測定器が必要である。

上述の測定器設計理念に鑑み、JLC 測定器の満足すべき基本性能を以下のように設定する。

まず、測定可能な角度領域を、ビームパイプとバックグラウンド対策用のマスキングシステムの設置される前後方領域を除く領域（$|\cos\theta| < 0.98$）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すこと、および超対称粒子の崩壊などに特徴的な横運動量欠損の測定精度を向上させるために、できるだけ多くの立体角を測定器で覆うことが重要である。これはまた、ニュートリノのような直接検出不能な粒子の運動量の間接測定の可能性を保証することにもなる。

次に、W ボソンと Z ボソンは、主要な崩壊モードであるクォークジェットへの崩壊において識別可能であることを要求する。Z ボソンは W ボソンより 10 GeV 程度重く、それぞれ 2.5 GeV と 2.0 GeV の崩壊巾をもつ。従って、W と Z が 2 ジェット不変質量で分離可能であるためには、その分解能はこれらの崩壊巾と同程度でなければならない。

また、真に終状態を基本粒子単位で再構成しようとするならば、クォークジェットの種類の識別をも目指すべきである。前章で強調したように、特にチャームやボトムクォークジェットの識別は、ヒッグス粒子、トップクォークの再構成において本質的に重要である。

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 崩壊からのレプトン対（ℓ_1, ℓ_2）を使った質量欠損法[1]によ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 と同等であることを必要条件とする。前章で述べたように、ヒッグス粒子の質量が Z ボソンの質量とほぼ等しいときには、ジェット不変質量法によるヒッグス粒子探索には、Z ボソン対生成反応からの大きなバックグラウンドがある。しかし、標準模型で期待されるヒッグスの崩壊巾は MeV 程度と非常に小さいため、質量分解能が十分小さければ不定性のないヒッグスの発見が可能となるからである。これはヒッグス粒子の巾が実際小さいことを確認する意味でも重要である。

ところで、JLC 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なかった問題が生じる。すなわち、ビームストラールングにより生じるバックグラウンドと衝突ビームエネルギーが不定になるという問題である。そのために、衝突点回りの設計においては、測定器をバックグラウンドから守るための最新の注意を払わなくてはならないし、ルミノシティー測定の新しい

[1] 質量欠損法とは、初期状態の重心エネルギー（E_{CM}）が良く分かっているとき、終状態 2 体のうちの一方（今の場合 Z ボソン）のエネルギーや運動量（E_Z, p_Z）から、他方（ヒッグス粒子）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。

方法の確立も必要である。

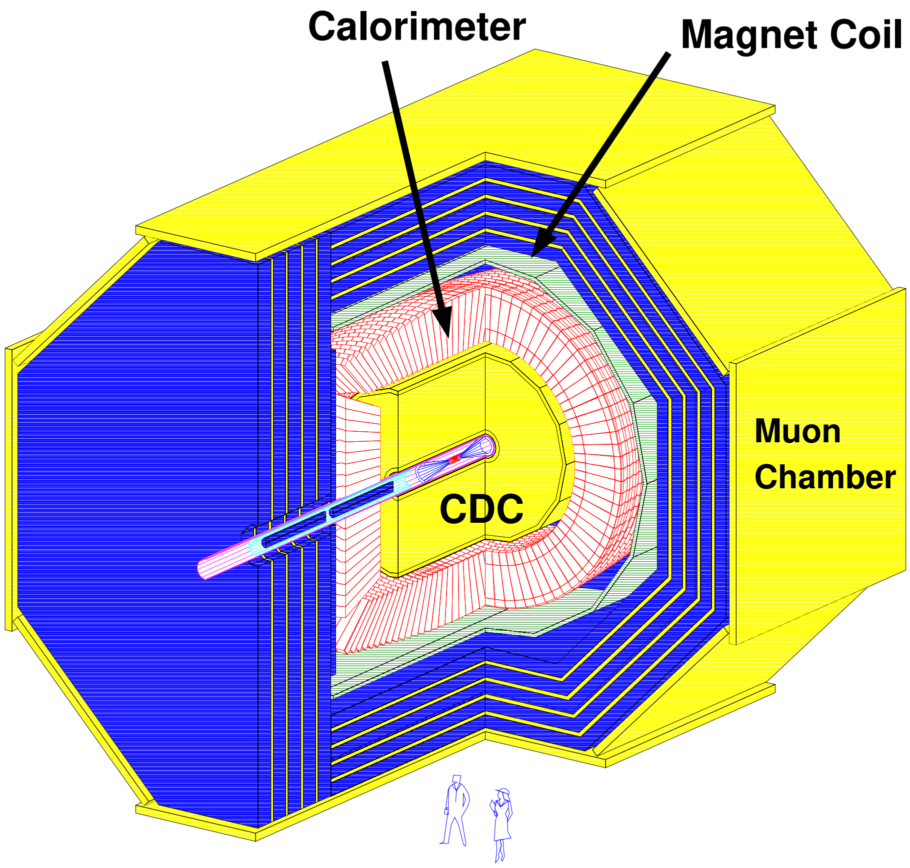


図 2.1: JLC 測定器の概念図

このような要求を考慮して、 JLC 測定器 [1] が提案された。図 2.1に JLC 測定器の 3 次元の概念図、図 2.2にその断面を示す。また、測定器の諸性能を表 2.1にまとめる。全体の体積は、ほぼ $16 \times 16 \times 16\ \mathrm{m}^3$ 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、できるだけ穴 (すなわち測定器の不感領域) のない測定器を達成するのに必要である。

以下では、 JLC 測定器の現在までの開発状況を詳しく報告する。

2.2 バーテックス測定器

2.2.1 概要

バーテックス測定器は電子 - 陽電子の衝突点のすぐ近くに置かれて、荷電粒子の飛跡を高い精度で測定する。そうして得られた飛跡の情報からジェットの中の B 中間子や D 中間子の崩壊点を見つけ出すことによって、そのジェットが b クォークや c クォークから発生したことを識別する (タグする) ことができる。 JLC においては軽いヒッグス粒子とトップクォークは最も重要な物理の研究の対象であるが、どちらの粒子も主として b クォークに崩壊するため、バーテックス測定器による b クォークジェットのタグはバックグラウンドから本物のイベントを選び出す際に決定的に重要な役割を果たす。従ってバーテックス測定器には b クォークジェットのタグ効率を高く、かつ u、 d、 s などの軽いクォークを効率良く排除できるだけの高い空間分解能が要求される。

荷電粒子の運動量の測定においてもバーテックス測定器は重要な働きをする。中央飛跡測定器 (CDC) に比べてバーテックス測定器ははるかに高い空間分解能を持っているため、 CDC 単独で運動量を測定した場合に比べて、バーテックス測定器からの情報を加えた場合には、約 2 倍の運動量分解能を得ることができる。

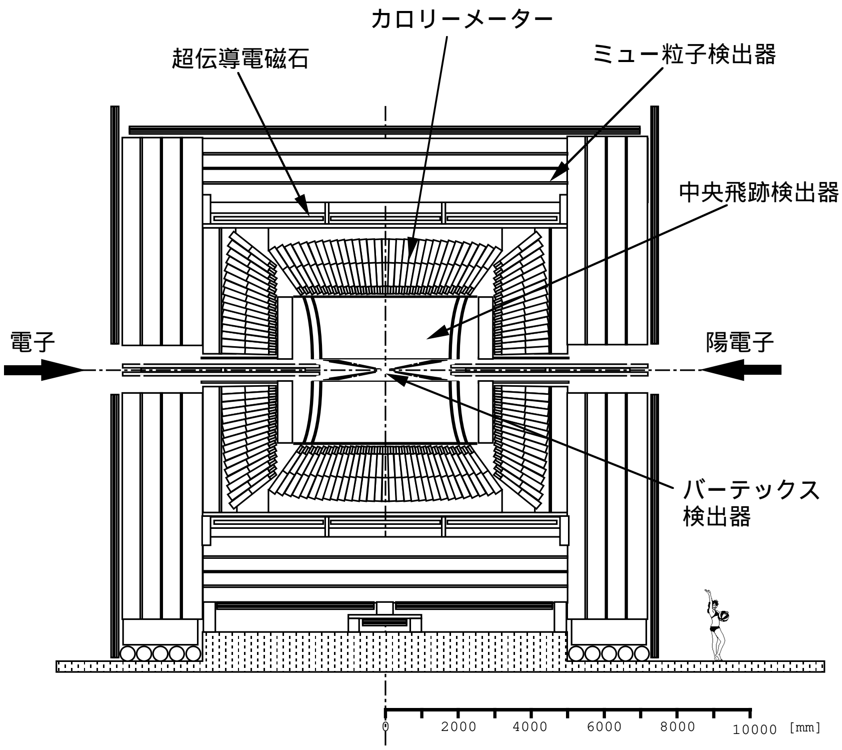


図 2.2: JLC 測定器の断面図

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

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

表 2.1: JLC 測定器の諸性能

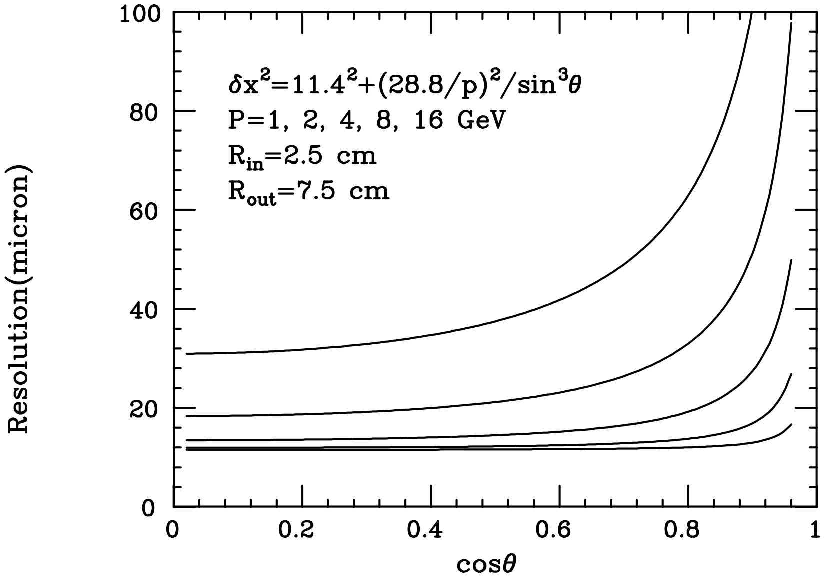


図 2.3: 運動量と角度の関数としてのインパクト・パラメータ分解能

JLC における実験では、重心系のエネルギーが高いために、ジェットは強くコリメートされる。そのため衝突点の近くに置かれているバーテックス測定器では測定される粒子の密度が非常に高い。このような状況ではシリコンストリップディテクター (SSD) のような、基本的に 1 次元の検出器を向きを変えて組み合わせることによって多数の粒子の 2 次元平面内での通過位置を求めることは不可能である。さらに、バーテックス測定器の最も内側 ($r \sim 2$ cm) においては、ビーム - ビーム相互作用によって生じる低エネルギーの電子 / 陽電子のバックグラウンドによるヒットが 1 回のビームトレインの衝突当り約 $100/\mathrm{cm}^2$ もあるので、SSD を使った場合にはほとんどすべてのストリップがヒットしてしまう。これらの理由から、JLC のバーテックス測定器には SSD ではなく、ピクセル型の電荷結合素子 (CCD) が用いられる。JLC におけるバーテックス測定器は衝突点のまわりを同心円筒状にかこむ 2 層の CCD 素子からなる。この CCD を円筒型に 2 層ならべた時のインパクトパラメータ分解能 σ_b は

$$\sigma_b = \frac{\sigma r_{out}}{r_{out} - r_{in}} \oplus \frac{\sigma r_{in}}{r_{out} - r_{in}} \oplus \frac{0.014 r_{in}}{p\beta}\sqrt{\frac{X_r}{\sin^3\theta}}$$

と書ける。ここで σ はピクセルサイズで決まる位置分解能、r_{in}、r_{out} はそれぞれ内層および外層の半径、X_r は放射長で測った内層の厚さ、p は粒子の運動量 (GeV)、θ は粒子の角度である。はじめの 2 項は測定誤差によるもので、最後の項は内層での多重散乱によるものである。この式から、分解能を良くするには r_{in} を出来るだけ小さく、r_{out} を出来るだけ大きくとるのが良いことが分かるが、r_{in} をあまり小さくするとバックグラウンドが増える事、r_{out} をあまり大きくとるとコストが飛躍的に増える事などの制約がある。このような条件を考慮し、r_{in}=2.5cm、r_{out}=7.5cm と設定した。また z 軸方向の長さは $|\cos\theta| < 0.95$ を覆うものとした。CCD のピクセルサイズは 25 μm 角程度であり、内層の物質量としては 500 μm のベリリウムのビームパイプおよび 500 μm のシリコンを考慮する。これらのパラメータを用いると、期待されるインパクトパラメータ分解能は

$$\sigma_b = 11.4\ \mu\mathrm{m} \oplus \frac{28.8\ \mu\mathrm{m}}{p\beta \sin^{3/2}\theta}$$

となる。σ_b は図 2.3に示すように、ほとんどの領域で 20μm 以下となる。

2.2.2 暗電流と放射線耐性

今までに高エネルギー物理学の実験で CCD をバーテックス検出器に使用した例は SLAC の SLD 実験があるが、SLD では CCD を -80°C 程度まで冷却して使っている [2, 3]。一方我々は CCD を常温近く（0°C 付近）で使うこと

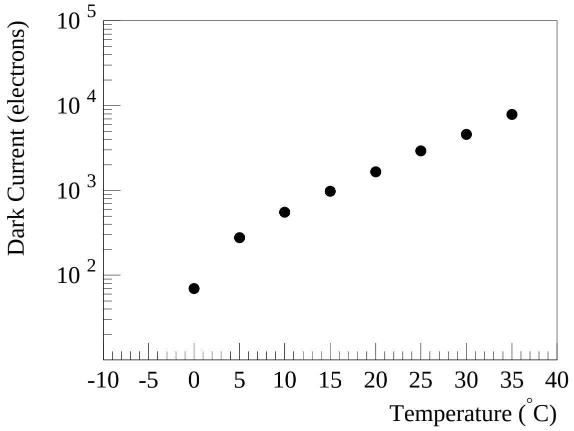


図 2.4: 暗電流と温度の関係。読み出し時間は 1 秒。

を目指して R&D を進めている。その理由は、冷却用の構造物が荷電粒子の多重散乱の原因となったり、ビームモニター系と干渉することを避けるためと、冷却による熱収縮にともなうトラブルを避けるためである。

しかし $0°$C という、比較的高い温度で使用することにより、次のような別の問題が生じる可能性がある。

- 暗電流の増加により熱雑音が増え、 S/N 比が悪化する。
- 放射線損傷の影響は温度に依存するが、 $0°$C 付近で実用に耐えられるだけの放射線耐性を持つかどうかは自明ではない。

これらの問題を解決することが当面の R&D の目標である。

暗電流

CCD の暗電流を抑える方法として、最近、 Multi Pinned Phase (MPP) モードと呼ばれるバイアス電圧のかけかたが開発された。この方法を用いることによって従来の方法に比べて暗電流を一桁以上小さくすることができるようになった。浜松ホトニクスの CCD、 S5466(512×512 ピクセル、ピクセルサイズ 24 μm 角) を MPP モードで動作させたときの暗電流の温度依存性を測定した結果を図 2.4に示す。この図からわかるように、 MPP モードでは 1 秒の読み出し時間の間に蓄積される暗電流は $5°$C において約 300 電子である。熱雑音は蓄積される暗電流の統計的ゆらぎであるから $\sqrt{300}$ となり、この値は荷電粒子に対する信号の大きさ、約 2000 電子 (25 μm 程度の有感層の厚さを仮定) に比べると実用上問題のない程度の大きさである。

さらに CCD の熱雑音を抑えるためには暗電流の蓄積される時間を短くすればよい。すなわち高速の読みだしを行なえばよい。暗電流の読みだし時間依存性の測定結果が図 2.5である。暗電流が読みだし時間に比例していることがわかる。この図からわかるように、読みだし時間を 25 m 秒程度まで速くすることができれば、 $5°$C において暗電流を 10 電子以下にまで抑えることができる。この数は荷電粒子からの信号の約 2000 電子に比べて無視しうるほど小さい。また、読み出し時間が 250 m 秒であっても、暗電流は 100 電子以下であり、熱雑音は暗電流の平方根で与えられるので 10 電子以下であり、やはり無視しうるが、これだけ長い読み出し時間が実際の JLC での実験において許されるかどうかは自明ではない。

以上に述べてきたように、これまでの R&D によって、熱雑音に関して言えば、 CCD を室温に近い温度で使用することには大きな問題のないことが明らかにされた [4]。

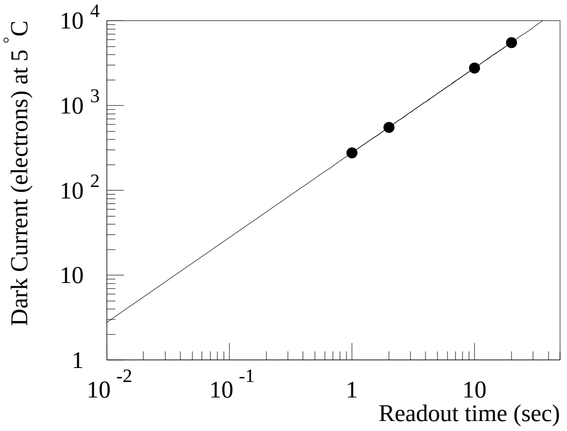


図 2.5: 動作温度 5°C における暗電流と読み出し時間の関係。

放射線耐性

CCD を常温近くで使用する際の、もう一つの問題は放射線被爆に対する耐性である。すでに述べたように、JLC においてはビーム - ビーム相互作用によって低エネルギーの電子および陽電子のバックグラウンドが大量に生じる。測定器内にはビーム軸と平行に磁場がかかっているために、これらの低エネルギー電子 / 陽電子は磁場に巻き付くような格好になってビーム軸から離れた所へは達しないが、バーテックス測定器の最内層のようなビーム軸に近い所ではその強度が $10^4/\mathrm{cm}^2\mathrm{sec}$ にも達する。このようなバックグラウンドを 10 年間浴び続けたとすると、その被爆量は約 100 krad に達する。

CCD の放射線被爆による損傷の影響は主として電荷の転送効率 (CTE) の低下としてあらわれる。これは放射線によってシリコンのバルク中に作られた格子欠陥がトラップレベルを形成し、それによって転送途中の信号電荷の一部が捕獲されてしまうことによる。CTE の低下は信号電荷の損失をもたらし、S/N 比を低下させる。例えば 512×512 ピクセルの CCD の場合、出力端から最も離れたピクセルは 1024 回の転送の後に出力となってあらわれるので、1 回の CTE が 99.9% でも 1024 回の転送の後には元の電荷は 35.9% にまで減ってしまう。

放射線によってシリコン中に形成されるトラップレベルについては数多くの報告があり、CCD の電荷の転送の行われる n 型シリコンに関しては、0.17 eV と 0.42 eV のレベルが特に顕著であることがわかっている [5, 6]。このようなレベルが存在するときの CTE を簡単なモデルに基づいてシミュレートした結果が図 2.6である。電荷転送損失 (CTI = 1 − CTE) がこの図に見られるようにピークを作るのは以下の理由による。トラップに捕獲された電子はある時定数 τ_e でもって再び伝導帯に熱励起される。この時定数は $\tau_e \propto \exp(\Delta E_t/kT)$ という温度依存性を持っている。ここで ΔE_t はトラップレベルのエネルギー準位、k はボルツマン定数、T は絶対温度である。したがって温度が高いほどこの時定数は短くなる。ある与えられたエネルギー準位に対して、温度が十分高ければ τ_e が CCD のクロックのパルス幅よりずっと短くなり、捕獲された電子はもとの状態に熱励起でもどるために CTI は小さくなる。一方、温度が十分低ければ、一度トラップに落ち込んだ電子はいつまでたってもそこから出られなくなり、そのうち、ほとんどのトラップが埋め尽くされてしまって、新たな捕獲が起らなくなり、ここでもまた CTI は小さくなる。結局 CTI はある温度に最大値をもったピークを作ることになる。

図 2.6から次のようなことがわかる：1) 読み出し周波数が高いほど CTI のピークの高さが低くなる；2) 暗電流が多いほどピークの低温側の CTI が小さくなる。これらの理由は次のように説明できる。読み出し周波数が高くなって、クロックのパルス幅がトラップによる電子の捕獲の時定数 τ_c よりも短くなると、電子を捕獲できないトラップが多くなってきて、CTI が小さくなる。この様子は図 2.7を見れば明らかである。読み出し周波数が 1 MHz 以上になると CTI は周波数に反比例して小さくなっている。また、暗電流が多いと、温度が低い場合には、暗電流の電子によっ

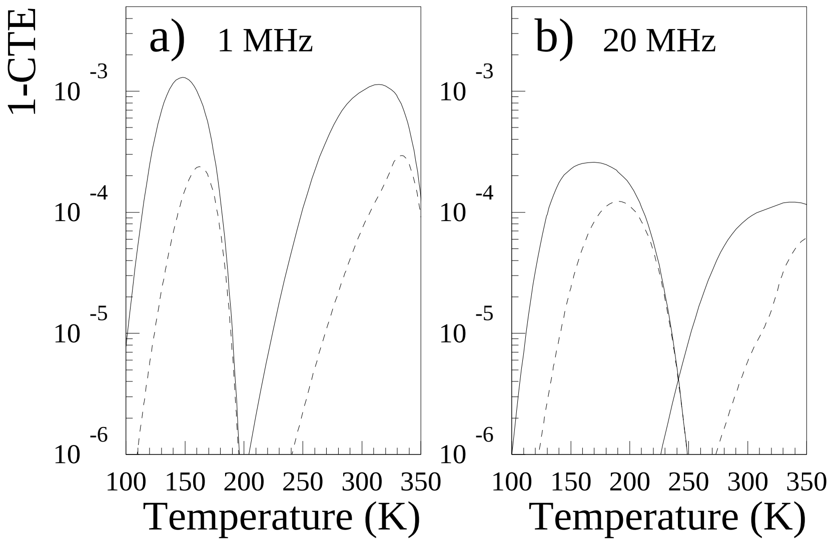


図 2.6: 読み出し周波数が a)1 MHz、および b)20 MHz の場合における、電荷転送損失 $(= 1 - \mathrm{CTE})$ の温度依存性のシミュレーション。実線は暗電流がピクセル当り 10 電子の場合、破線は暗電流がピクセル当り 400 電子の場合をあらわす。左のピークが 0.17 eV、右のピークが 0.42 eV のトラップレベルに起因する。その他のパラメータとしては、信号電荷を 1000 電子、トラップ密度を $1 \times 10^{11}/\mathrm{cm}^3$ と仮定した。

て埋められたままのトラップが増えて、信号の電子を捕獲できるトラップが減ってしまい CTI を小さくすることになる。

シミュレーションの結果からは、読み出し周波数を 20 MHz にして暗電流が数百電子あれば、 CTI の増加をかなり抑えることができると予想される。暗電流が 400 電子あってもそれによる熱雑音は 20 電子であり許容範囲内である。しかし読み出し周波数が高いと CTI を抑えるのに十分な暗電流が蓄積されないと考えられる。その場合には外部から電気的に電荷を注入する。この方法は Fat Zero と呼ばれている。

2.2.3 今後の課題

これまでの R&D によって、 CCD を JLC のバーテックス測定器に使える見通しがついてきたが、今後、さらに R&D を進めていく必要があることは言うまでもない。

まず、高速読み出しのできる CCD 素子ならびに読み出し / 駆動回路を実際に開発し、ノイズを十分低く抑えることができることを実証しなければならない。読み出し速度を速くすれば熱雑音が減ることは疑いないと思われるが、そのかわり、暗電流とは別の原因である、読み出しノイズが増加することが知られている。この増加を最小限に抑えるような読み出し回路の開発が必要である。

放射線耐性に関しては、いまだにシミュレーションの段階である。現実の CCD 素子がシミュレーションで示されたような振る舞いを示すかどうかの実験を行なうことは最も重要な R&D 項目である。

一方、 JLC での物理の検討を行うためのシミュレーションでは、現在のところ、完全な円筒形状を用い検出効率も 100% が仮定されている。今後は、 CCD 素子の配置方法の最適化などの現実的なバーテックス測定器の設計や、実際の配置にもとづく測定器シミュレーターへの組み込みをしなければならない。

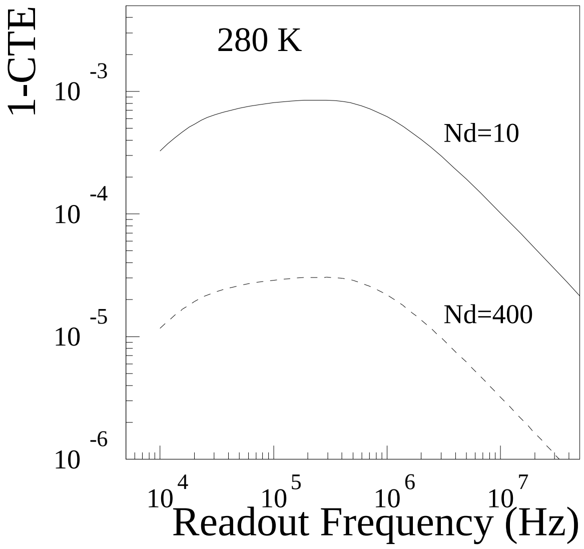


図 2.7: 温度が 280°K における電荷転送損失の読み出し周波数依存性。暗電流がピクセル当り 10 電子の場合を実線で、400 電子の場合を破線で示す。

2.3 中央飛跡検出器

2.3.1 概要

節 1.2で述べられているように、 $e^+e^- \to ZH$ 過程の測定では、 Z のレプトン対崩壊に対する質量欠損法が重要である。質量欠損法によるヒッグス質量の測定では、中央飛跡検出器 (CDC) が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_ℓ ≃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、測定点あたりの空間分解能 100μm の検出器で実現しようとすると、 2 m にわたって 100 点の測定が必要である。約半径 30 cm までは最終収束電磁石のための支持円筒が占めるので、測定点としては半径 30 cm から 230 cm までとなる。そこで、ビーム軸から計って 45 度以上に対して 100 点の測定を保証しようとすると飛跡検出器の長さは 4.6 m になる。

さらに、ジェット不変質量法による基本粒子の質量分解能を向上させるためには、荷電粒子の飛跡とカロリーメータのクラスターを対応させる必要があるので、ステレオワイヤーを用いたビーム軸方向 (z) の位置分解能として $\sigma_z \lesssim 1$ mm が不可欠である。また、ジェット中の荷電粒子に対する高精度な運動量測定を実現するには、 1 mm 程度まで近接する飛跡を独立に測定できなくてはならない。

以上の考察に基づいて、小型ジェットセル構造を持った円筒型ドリフトチェンバーが第一候補として選択された。また、チェンバーガスとしては、荷電粒子の通過でできた電離電子が拡散することによる位置分解能の劣化の少ない、炭酸ガスを主成分とするチェンバーガスを使用する。

荷電粒子の通過位置は、その通過時間から計った各ワイヤーでの電離電子の到達時間を測定することによって定まる。電離電子の移動（ドリフト）速度は約 10μm/nsec なので、各点あたり空間分解能 100μm の要求は、時間分解能に換算すれば 10 nsec に対応する。従って、 1 粒子の当たり 10 nsec/$\sqrt{100\text{測定点}}$ = 1 nsec の時間分解能を持つことになる。 JLC では 150Hz の 1 パルス中に 1.4 nsec 間隔で 85 ビームバンチが衝突するが、これらの中には、本物の信号事象の他に後節で述べるビーム・ビーム相互作用によるバックグラウンド事象が起こりうる。 CDC を使えば粒子毎に発生したビームバンチを同定できるので、ビーム・ビーム相互作用によるバックグラウンド事象が同じバンチ

の衝突で起こらない限り、このバックグラウンドから来る荷電粒子の飛跡を取り除くことができる。

図 2.8: 4.6 m CDC テストチェンバーとワイヤー位置測定装置

さて、上記の設計条件を満足するような大型中央飛跡検出器の建設においては、如何にして検出器の各構成要素、とりわけ測定点の空間基準となる 4.6 m という非常に長いワイヤーを、精度よく設置するかが問題となる。重力および静電気力によるワイヤーのたわみ（サグ）のため、 4.6 m という大きなチェンバーで 100 μm/ ワイヤーというような分解能を出すのは容易なことではない。

そこで、まず第一に重力および静電気力のもとでのワイヤーの位置を可能な限り正確に知る必要がでてくる。とくに、あらかじめ測定されたワイヤーの張力、その線密度、チェンバーの端板の穴位置、および印加電圧から、高電圧引加後のワイヤー位置を予測できるかどうかが鍵となる。第二にワイヤー位置が正確に分かっていれば、大きなサグがあっても、目標とする 100 μm/ ワイヤーが達成できることを示す必要もある。

これら 2 点を重点項目として、現在 JLC のための CDC 開発研究が進められている。具体的には、まず 4.6m のテストチェンバーを試作し、そのワイヤーテンション、重力、静電サグの測定を行い、理論的予言との比較を行うこと、また、このテストチェンバーの宇宙線テストを行い位置分解能などの基本性能を調べることが、この研究開発の骨子である。

以下では、主として項目一につきその概要を述べる。現在進行中の宇宙線テストについては、その途中間結果を報告する。

2.3.2 テストチェンバーの構成

先に述べたような要求を満たすため、図 2.9-(a) に示すような小ジェットタイプのセルを考案した。もし全てのワイヤーが同じ重力サグを持つとするならば、チェンバー各部における局所的な電場は、重力サグが存在しないものとして容易に近似計算することができる [7]。一つのセルには 1 cm 間隔で 5 本のセンスワイヤーがあり、 2.5 kV の電圧が印加されている。各センスワイヤーの回りには、これらのセンスワイヤーが作る平面上にグランドワイヤー ($G1$ から $G6$) があり、グランドワイヤーと 5 mm の間隔を開けて -0.5 kV に印加されたグリッドワイヤー ($GL1$ から $GL6$ と $GR1$ から $GR6$) が配置されている。また、センスワイヤー平面の両端には 2.15 kV に印加された 2 本のダミーセンスワイヤー ($D1$ と $D2$) を配置し、上端、および下端のセンスワイヤー ($S1$ と $S5$) を安定させている。 10 本のフィールドワイヤー ($F1$ から $F10$) は一様ドリフト電場を形成し、ドリフト距離は最大で 5 cm となっている。これらのフィールドワイヤーには、セルの中心から左右の端まで -0.5 kV から -4.6 kV まで順次位置に比例した電圧が印加されている。　各ワイヤーの直径は、センスワイヤーが 30 μm で、それ以外は 125 μm となっている。ワイヤー素材は、センスワイヤーが金メッキタングステン製で、その他のワイヤーは金メッキアルミニウム製である。これは、軽いアルミニウムを使用すでワイヤー張力を小さくし、チェンバー端板を薄くすることによって、端部カロリーメータの分解能の劣化を低減するためである。また、各ワイヤー電圧は、静電気力を最小にし、適当なガス増幅度を保てる範囲内で、可能な限りドリフト電場が一様となるように設定されている。図 2.9-(b) は、ドリフトチェンバーのシミュレーションプログラム GARFIELD [8] を用いて電離電子のドリフト線を計算した結果である。我々のテストチェンバーには、このような構造のセルが 7 個ある。図 2.10 にそのセルの配置を示す。

今後、特に断らない限り、我々が扱うワイヤーは全て中心セル ($C4$) のものとする。ワイヤーを張る前に, 2 枚のエンドプレートの穴あけ精度を調べた。その結果、 2 枚のエンドプレートは、ワイヤーを通す穴の設計とのずれは平

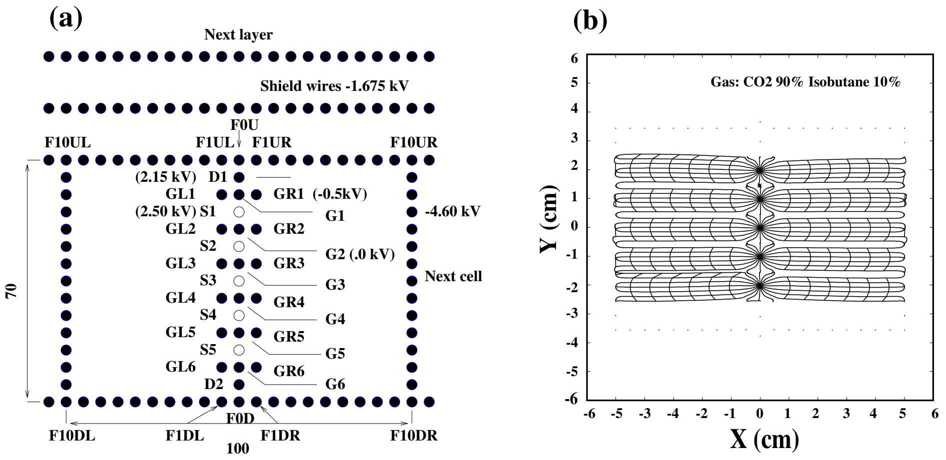


図 2.9: (a) 小ジェット型のセル構造と (b) そのドリフトラ線。

均で 8.2 μm 以下である事を確認した。

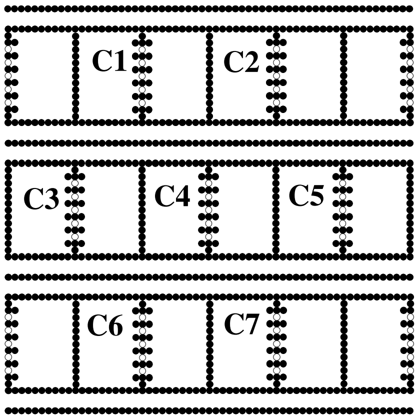


図 2.10: 4.6 m テストチェンバーにおけるセルの配置

2.3.3 ワイヤーサグの計算

ドリフトチェンバー内のワイヤー位置は、重力、静電気力と、ワイヤー張力による復元力とのつり合いで決まっている。このワイヤーの平衡位置における力の関係式は、以下のようになる。

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta}}{dz^2} = \vec{F_e} + \vec{F_g}, \tag{2.1}$$

ここで、 T はワイヤー張力、 $\vec{\delta}(z) = \vec{\delta_g} + \vec{\delta_e}$ はワイヤーに垂直方向の変位、 z はワイヤー方向の座標を示す。また、 $\vec{F_e}$ と $\vec{F_g}$ はそれぞれワイヤーにかかる静電気力、重力を表す。この式の線形性のおかげで、重力による作用と静電気力による作用を独立して考えることができる。まず、重力サグは

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta_g}}{dz^2} = \vec{F_g} = \rho \cdot \vec{g}, \tag{2.2}$$

の様に表される。ここで、 ρ はワイヤーの線密度を、 g は重力加速度を表す。この方程式の解は、

$$\vec{\delta_g}(z) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho \cdot \vec{g}}{T} \cdot z\,(z - L),$$

となる。ただし、 L はワイヤーの長さ (L=4.6m) をである。これにより、サグの最大値は $z = L/2$ の時に与えられ、

$$Y \equiv |\vec{\delta_g}(L/2)| = \frac{L^2}{8} \cdot \left(\frac{\rho \cdot g}{T}\right)。 \tag{2.3}$$

よって、重力サグを計算するためには、線密度とワイヤー張力を測ってやればよい。式 (2.3) より、重力サグを小さくするためには、密度の小さい素材を、強い張力で張るのが良い事が分かる。しかし、気を付けなくてはならないのは、 Y はワイヤーの長さの 2 乗で増えるため、長いワイヤーを持った大きなドリフトチェンバーにおいては、重力サグの大きさは常に問題となることである。一方、静電サグを表す関係式は以下のようになる。

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta_e}}{dz^2} = \vec{F_e} = q\vec{E}, \tag{2.4}$$

ここで、 q と $\vec{E}$ は、それぞれ単位長さあたりの電荷の量と他のワイヤーによって作られた電場を表す。これより、 $\vec{E}$ の z 方向の成分を無視することによって得られる近似解は

$$\begin{pmatrix} \Delta X \\ \Delta Y \end{pmatrix} = \vec{\delta_e}(L/2) = \frac{L^2}{8} \cdot \frac{q}{T} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

となる。ここで、変位および電場の X, Y 成分を各々 $(\Delta X, \Delta Y), (E_x, E_y)$ とした。この式は、基本的には (2.3) の式と同じ形をとり、やはり、低い電荷と低い電場、言い換えるなら低い印加電圧、にする方がよい。さらに、ワイヤーの張力に加え、この公式には、ワイヤーの配置（セルの構造）と印加電圧によって決まる q と $\vec{E}$ が必要になってくる。もし、この式 (2.5) によって与えられる変位が非常に大きいようなら、ワイヤーが元の位置にある時の電場の形から大いにはずれるため、ワイヤー変位後の電場を再評価し、サグの再計算をする必要がでてくる。もし必要なら、この変位が収束するまで、これを繰り返さなくてはならない。

我々は、このために繰り返しサグを計算するプログラムを開発し、セル構造、ワイヤーテンション、そして、各々のワイヤーに印加された電圧からワイヤーの変位を予測出来るようになった。この予測を確かめるために、ワイヤーテンションとワイヤーの位置を正確に測定した。

2.3.4 ワイヤーテンションの測定

我々は、磁場を用いてワイヤーの共振周波数で振動させて、以下の関係式を用いてワイヤー張力 T を決定した [9]。

$$T = 4\rho \cdot L^2 \cdot f^2, \tag{2.6}$$

ここで、 f は基本共振周波数を表す。我々の張力測定法を 図 2.11-(a) に示す。まず、ワイヤーに対して垂直に磁場をかけた状態 (B $\simeq$30Gauss) で、ワイヤーに交流電流を流す。すると、ワイヤーに働くローレンツ力によりワイヤー自身に振動が生じる。これにより、 ファラデーの電磁誘導則による誘導起電力が発生し、電流を変調する。そこで周波数を掃引してこの変調を検出することにより、共振周波数を求めることが出来る。一般的なアルミニウムのフィールドワイヤーにおける電流と周波数の関係を図 2.11-(b) に示す。

のこぎり刃状の波形が基本共振周波数とその高調波に対応している。共振周波数は、この波形を滑らかにフィットすることによって決められ、それに対応した張力は、式 (2.6) を使うことによって計算できる。これによって得られた結果をフィールド、センス各々のワイヤーについて図 2.12-(a) と (b) にワイヤーを張った日からの時間の関数として示す。 このグラフから、金メッキタングステン製のセンスワイヤーでは 1 ヶ月程度で張力低下がおさまっているが、金メッキアルミニウム製のフィールドワイヤーでは約 2 年後でも 1 年間に 10% の割合で張力がが落ち続けているのが分かる。これは、チェンバーのセル構造が時間とともに変わることを意味する根本的な問題である。今後の開発研究の最重点項目として、より良いワイヤー素材の検討が必要である。

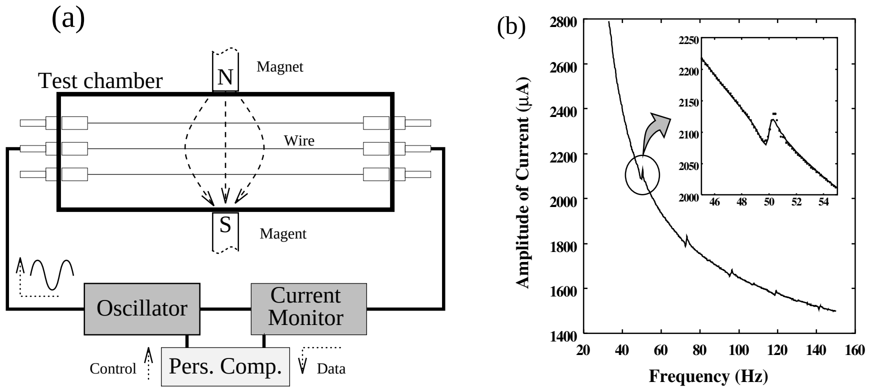


図 2.11: (a) ワイヤー張力測定系のブロックダイアグラムと (b) フィールドワイヤーの場合の周波数、電流グラフ。

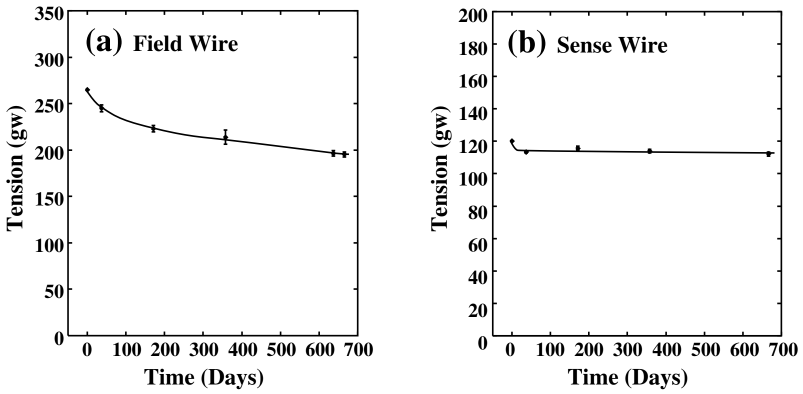


図 2.12: (a) フィールド と (b) センスワイヤーにおけるテンションと時間の関係。

2.3.5 重力および静電サグとその飛跡再構成への影響

ワイヤーの位置測定系

図 2.8 に示すように、我々は 2 台の CCD カメラを用いてワイヤーの水平方向と垂直方向の位置を測定した。これらのカメラは、カメラから約 1 m 離れたところで、 $1\ \mathrm{mm} \times 1\ \mathrm{mm}$ の視野を持ち、 $\simeq 1$ mm の焦点深度を持つ。このように、視野と焦点深度が小さいため、標的となるワイヤーを捉えるのは容易ではない。測定したいワイヤーをすばやく見つけるために、スポット径 2 mm のレーザーポインターを 2 台のカメラ各々に取り付け、カメラの焦点を照らすようにした。また、 2 台のカメラは精密な可動架台に載せられ、その位置は、ステップサイズ $0.4\ \mu\mathrm{m}$/パルス でコンピューター制御出来るようにした。 CCD カメラで決まる局所的な位置分解能は $5\ \mu\mathrm{m}$ である。しかし、カメラがあまりに長い距離を動くと、カメラの上下角の変化により絶対座標の測定に相当の誤差が生じてくる。そこで、オートコリメーターによる上下角変動の測定に基づいた補正を加え、 $\simeq 10\ \mu\mathrm{m}$ の精度を出せるようにした。

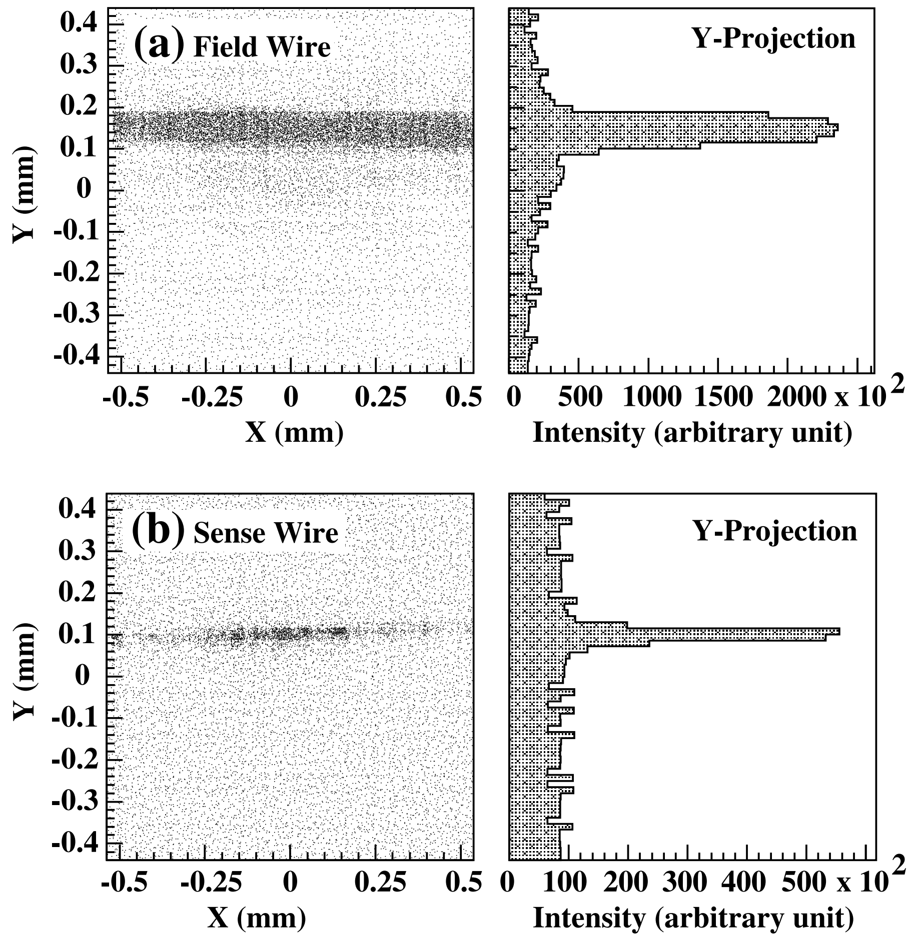


図 2.13: CCD によるワイヤー像の例 : (a) 125 μm フィールドワイヤー、 (b) 30 μm センスワイヤー。

CCD カメラで見たフィールド、センス両ワイヤーの画像の 1 例を図 2.13-(a) と -(b) に示す。

重力サグ

図 2.14 はワイヤーの重力サグの測定方法の概念図である。測定は以下のようにして行う。まず最初に、垂直方向のカメラの軸と注目するワイヤーとを結んだ直線がチェンバーの窓と交わる点（上下二カ所）に基準となる印を付ける (図 2.14中の Config.1 参照) 。その後、テストチェンバーを 90° 回転させ、水平方向のカメラを使い先に付けた基準点からのワイヤーのずれを測定することにより、重力サグを決定する（図 2.14 中の Config.2 参照）。

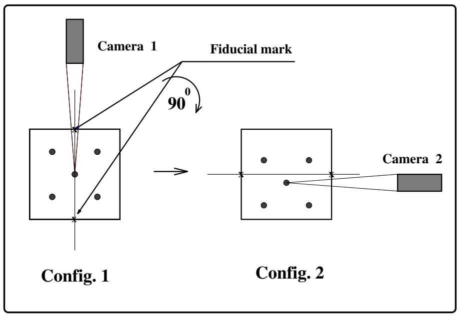


図 2.14: 重力サグの測定原理

ワイヤーを張ってから 1 年半後に測定した重力サグの大きさを表 2.2 に示す。フィールドワイヤーとセンスワイヤーそれぞれの平均重力サグは 600 μm と 353 μm であった。これらの重力サグの測定結果と式 (2.3) を用いて計算した結果を、共に表 2.2 に載せた。両者は非常に良い一致をしている。

表 2.2: 重力サグの測定値と計算値

Wire name	Y(meas) (μm)	Y(calc) (μm)
S1	362	304
S2	334	312
S4	353	320
S5	363	310
G1	603	518
G2	607	562
G3	588	561
G5	621	560
G6	613	562
GR1	639	540
GR2	635	552
GR3	612	546
GR4	597	531
GL1	538	552
GL2	521	555
GL3	587	563
GL4	704	552
GL5	567	564

静電サグ

静電サグの測定方法の概念図を図 2.15 に示す。まず最初にワイヤーへの高電圧を落とした状態で水平、垂直の両方向に設置してあるカメラを用いて、ワイヤーの様子を写す。次に、ワイヤーに高電圧をかけて水平方向の変位 (ΔX) と垂直方向の変位 (ΔY) をそれぞれのカメラを用いて測定する。測定中はカメラは動かさないので、イメージの解像度でワイヤーの位置測定の精度が決まる。ここでは、カメラの上下角による影響はない。従って静電サグの測定における精度は、 5 μm になる。

静電場内でのワイヤーの安定性を確認するために、印加電圧を数回にわたって上げ下げし、ワイヤー位置の変位を観測した。高電圧印加後、ワイヤーは常に同じ平衡位置に戻ることが確認された。

我々の静電サグの測定結果を、センスワイヤーとその回りのアルミニウムワイヤーについて計算値と共に 表 2.3 に示した。

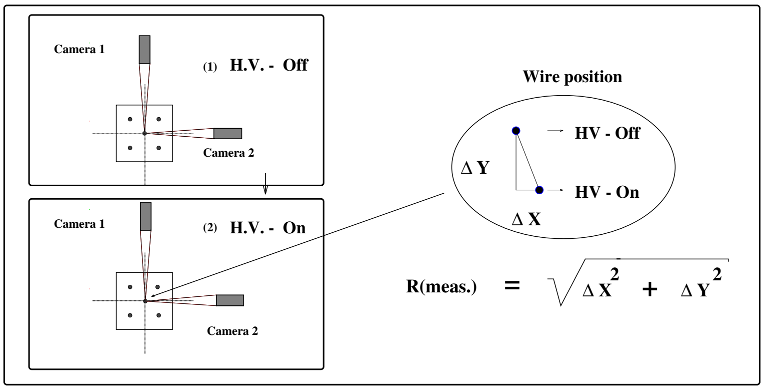


図 2.15: 静電サグの測定方法

表 2.3: 静電サグにおける測定値と計算値

	Measurement			Calculation					
				1-st iteration			2-nd iteration		
Wire name	ΔX (μm)	ΔY (μm)	R (μm)	ΔX (μm)	ΔY (μm)	R (μm)	ΔX (μm)	ΔY (μm)	R (μm)
S1	-117	49	128	1	-1	1	3	50	50
S2	61	111	127	2	85	85	0	160	160
S3	36	96	102	-1	76	76	1	147	147
S4	-10	80	81	-1	66	66	-4	132	132
S5	-110	37	116	0	43	43	0	80	80
GL1	593	-43	594	536	-10	536	596	-13	596
GL2	552	-18	552	519	-12	519	586	-16	586
GL3	556	-26	557	511	-11	511	567	-15	567
GL4	546	-33	547	521	-9	521	579	-14	580
GL5	561	-36	562	508	-6	508	563	-9	563
GL6	522	18	523	494	1	494	543	-0.3	543
GR1	-558	-1	558	-546	-11	546	-608	-14	608
GR2	-562	-36	563	-517	-12	517	-583	-16	583
GR3	-564	-21	565	-491	-10	491	-542	-13	542
GR4	-542	-23	543	-505	-9	505	-559	-12	559
GR5	-531	-10	531	-505	-6	505	-559	-9	559
GR6	-515	-14	515	-483	1	483	-529	0.2	529
F1UL	127	-14	128	54	-10	25	85	-55	101
F1UR	-146	-51	154	-27	-23	36	-84	-54	100
F1DL	113	76	136	25	92	25	83	53	98
F1DR	-129	91	158	-30	25	39	-83	53	98

図 2.16 と 2.17 にテストチェンバーにおけるワイヤーの重力サグと静電力サグによる変位を示す。図中において、

初期位置 ($\bigtriangledown$) とはチェンバーの端板におけるワイヤーの位置のことである。一方、重力サグ ($\Box$) や静電サグ ($\star$) といった印は、それぞれ、重力によるワイヤーの位置の変化、さらに高電圧印加の際のワイヤーの位置の変化を示したものである。最初の試行 ($\circ$) は、式 (2.5) で計算される重力サグにより変位した他のワイヤーによる電場を考慮して計算されたワイヤーの弛みを示す。2 回目の計算では 1 回目の計算で得られたワイヤー位置を用いて計算した。

図 2.16 から分かるように、センスワイヤー面の左右にあるグリッドワイヤーのサグに関しては、計算値と実験値の一致は弛みの大きさ方向とも良好である。また 2 回目の計算結果では両者の一致はさらに良くなっている。

一方、図 2.17 は、センスワイヤーの $S1$ と $S2$ について、測定値と計算値を比較したものである。ここでは、センスワイヤー面を考えた場合、計算にはない左右の非対称性が現れていることに注目すべきであろう。他のセルにおけるワイヤーの張力が、張られた時期の違いによって微妙に異なることが、おそらく、このような非対称の原因の一つであると考えられる。

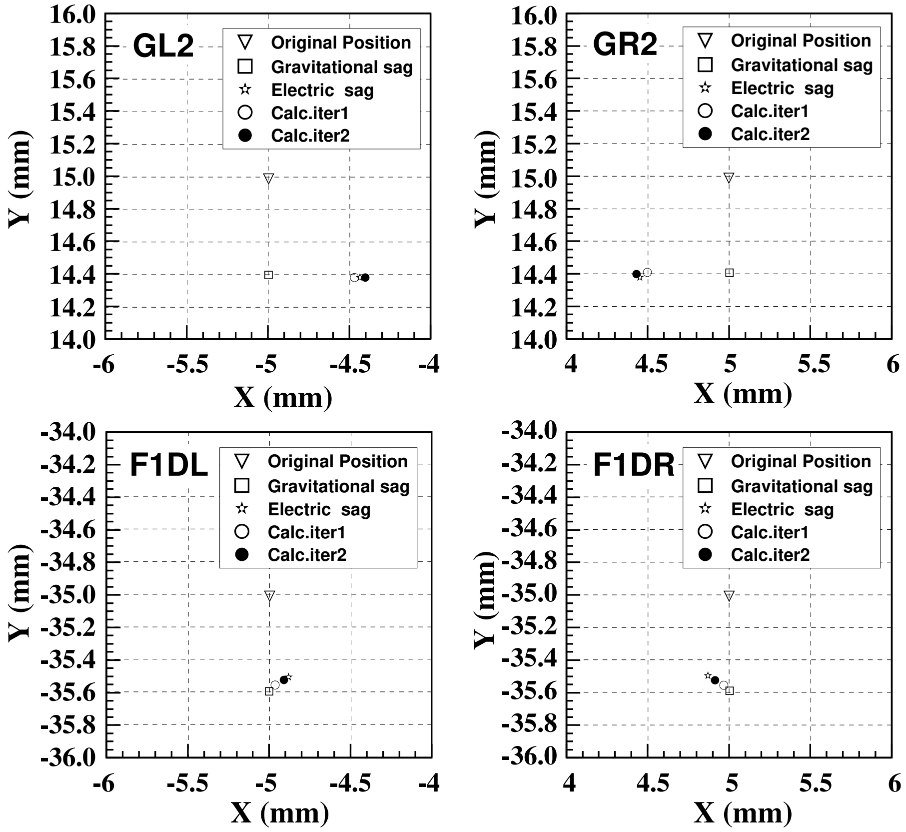


図 2.16: エンドプレート上におけるフィールドワイヤーの位置 ($\bigtriangledown$)、重力サグ ($\Box$)、静電サグ ($\star$) による変位と計算値 1($\circ$)、2 ($\bullet$) 。

この非対称性の飛跡再構成の精度に対する影響を調べるため、重力および静電の両サグによる変位後のワイヤーの位置の測定値と計算値の双方に対して、GARFIELD を用いて x-t の関係を計算し、比較した。図 2.18 にセンスワイヤー $S1$ と $S2$ の等ドリフト時間 t における x について、測定したワイヤー位置と計算による位置を用いた場合の違いを示す。また、1 点鎖線はフィールドワイヤーの測定位置を計算に使った場合を示す。同様に、一点鎖線はセンスワイヤーの測定位置を計算に使った場合を示している。これより、この測定値と計算値のずれによる、座標測定の誤差は、最悪でもワイヤー当たり 80 μm 程度と評価できる。これは、実機の運転において、実際の実験データを用いたワイヤーの位置較正や x-t 関係式の調整を行うための出発点として十分な精度である。

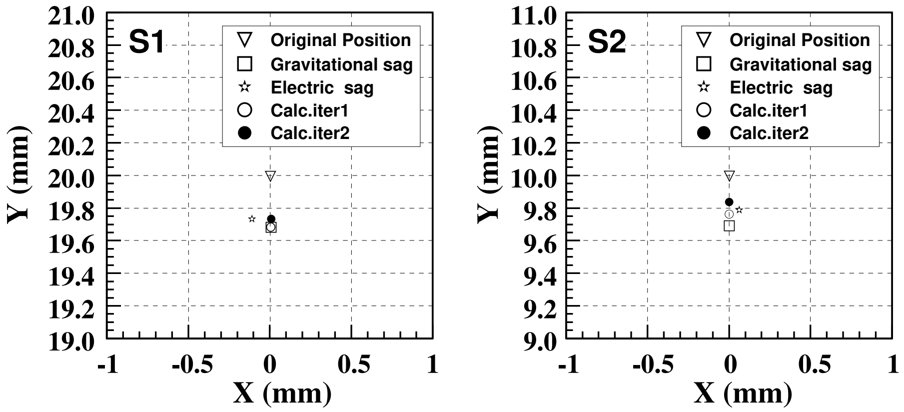


図 2.17: 最も悪いセンスワイヤー ($S1$) と典型的センスワイヤー ($S2$) の変位の比較。

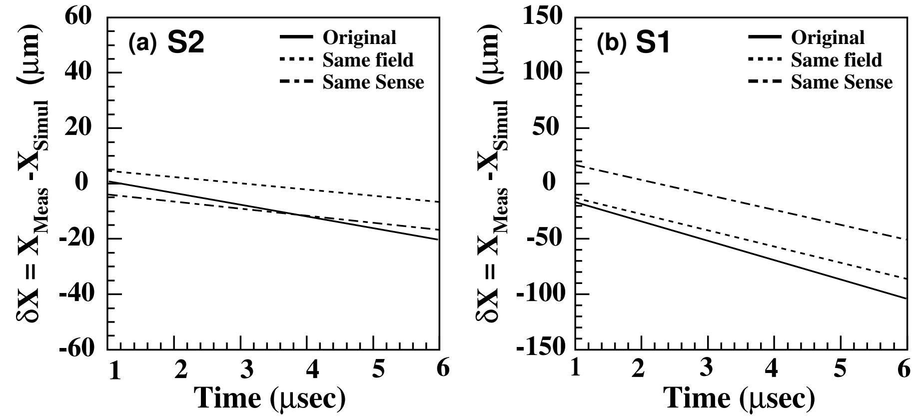


図 2.18: $S2$ (a) と $S1$ (b) における等ドリフト時間 t における x の、ワイヤー位置として測定値と計算値を用いた場合の違い（実線）。点線は、センスワイヤーに近いフィールドワイヤーを用いて計算した結果を示す。また、一点鎖線はセンスワイヤーを計算に用いた結果を示す。

2.3.6　宇宙線テスト

中央飛跡検出器の開発研究の第一項目である十分な精度を持ったワイヤー位置の計算による予測に目処がついたので、引き続き 4.6m テストチェンバーを用いた項目二の検討に移った。ここでの目標は、ワイヤーあたりの位置分解能として $\sigma_x \simeq 100\mu$m が達成できることを宇宙線を使って実証することである。この研究は現在も続けられているが、ここでは、その中間結果を報告する。

データ収集

宇宙線テストのセットアップを図 2.19に示す。

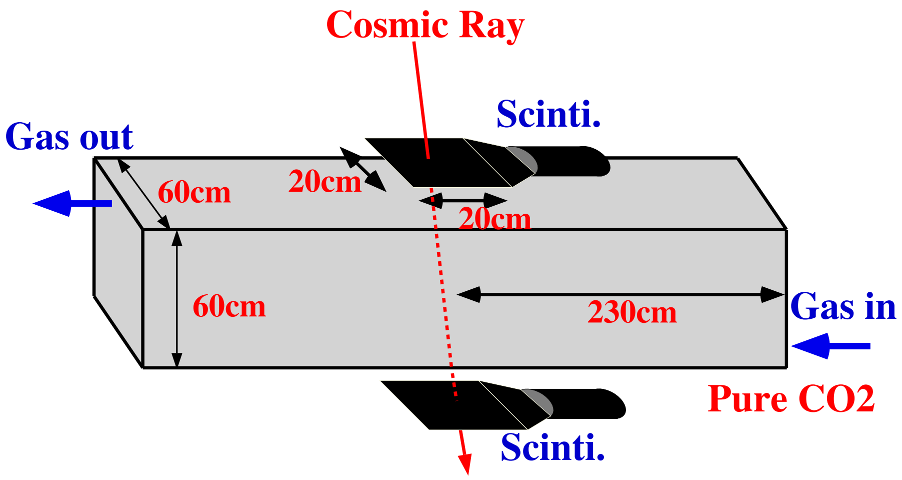


図 2.19: 宇宙線テストのセットアップ。

チェンバー中央部の上下に 20cm × 20cm のシンチレーションカウンターを置き、その同期信号によりデータ収集系をトリガーする。一方、チェンバーからの信号は、前段増幅器・後段増幅器を経て、クロック周波数 500MHz 256 ビットのフラッシュ ADC（FADC）で読み込まれる。前述のシンチレーションカウンターによるトリガー信号は、約 10μsec のデジタル遅延器を通った後、この FADC の共通ストップ信号としても使われている。また、今回報告する宇宙線テストでは、チェンバーガスとして CO_2 100% を使用した[2]。

図 2.20に、 FADC で読み込んだ中央セルの 5 本のセンスワイヤー（S1-S5）に対する典型的な宇宙線データを示す。横軸は FADC の時間スロットに対応しており、 1 スロットは 2 nsec である。また、縦軸は ADC カウント（3 mV/ カウント）で、数が少ないほど負の大きな信号を意味している。はっきりと、宇宙線の飛跡が見て取れる。

分解能に対する中間結果

図 2.20の横軸を距離に変換し、宇宙線の飛跡に対する位置分解能を調べるためには、いわゆる x-t 関係式が必要となる。そのために、前節で説明したワイヤーサグの情報を踏まえ、 Garfield を用いてセンスワイヤー毎に x-t 関係式を計算した。図 2.21はその一例である。この実験条件ではドリフト速度が約 0.6 cm/μsec であることが分かる。

さて、 x-t 関係式が手に入れば、それを用いてドリフト時間を位置情報に変換した後、直線フィットを行うことにより、残差を求め位置分解能を決定できる。図 2.22は、あるセンスワイヤー（S1）の残差を（CCD カメラで測った）サグの補正前後でプロットしたものである。 サグの補正により、残差の中心値からのずれがなくなり、位置分解能も改善されることが分かる。

セル全体としての位置分解能を見るため、このサグ補正後に 5 本のセンスワイヤーの残差をまとめて見ることにする。図 2.23の二次元プロットは、 5 本のセンスワイヤーの残差を同じグラフの中にドリフト距離の関数としてプロッ

[2] 実機で使う予定のガスは、 CO_2- イソブタン（90/10）である。今回報告する宇宙線テストは、ワイヤーサグ測定直後に行われたものであり、そのためにチェンバー窓にマイラーシートを使用していた。そのため、窓を通したガス漏れがあり、可燃性ガスである CO_2- イソブタン（90/10）の使用を差し控えた。現在は、窓をアルミニウム製のものに交換し、実機と同じガスでの宇宙線テストを行っている。

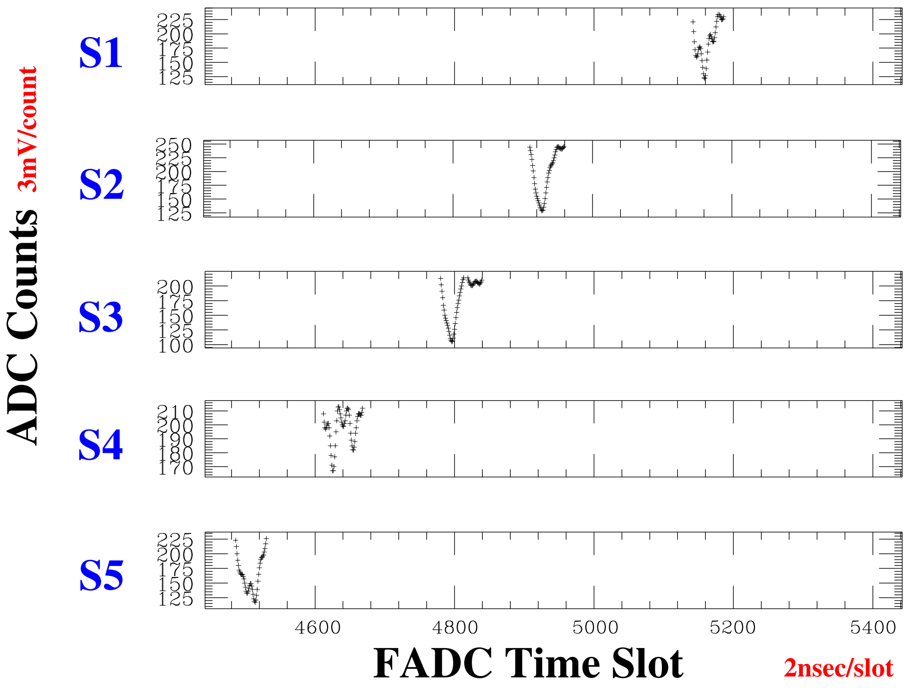


図 2.20: 典型的な宇宙線事象に対する FADC データの例。

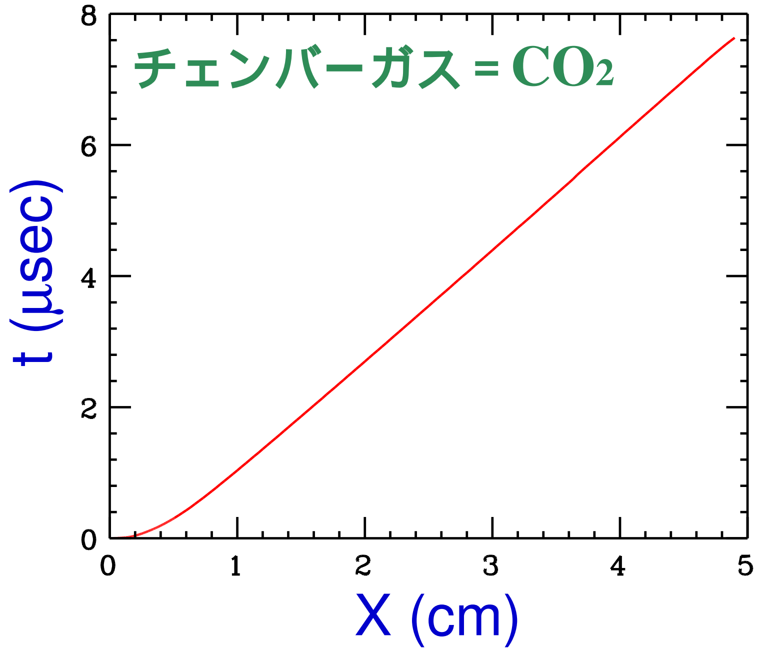


図 2.21: 典型的な x-t 関係式。

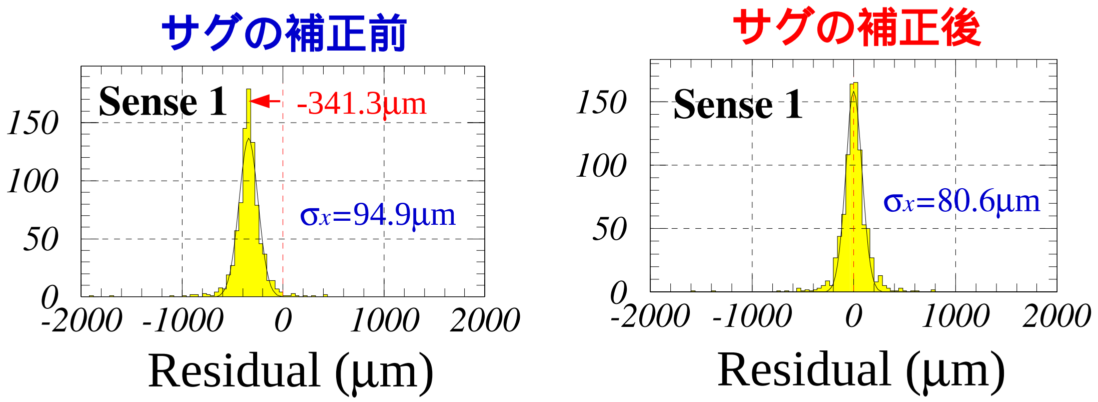


図 2.22: センスワイヤー（S1）のサグ補正前後での残差分布。

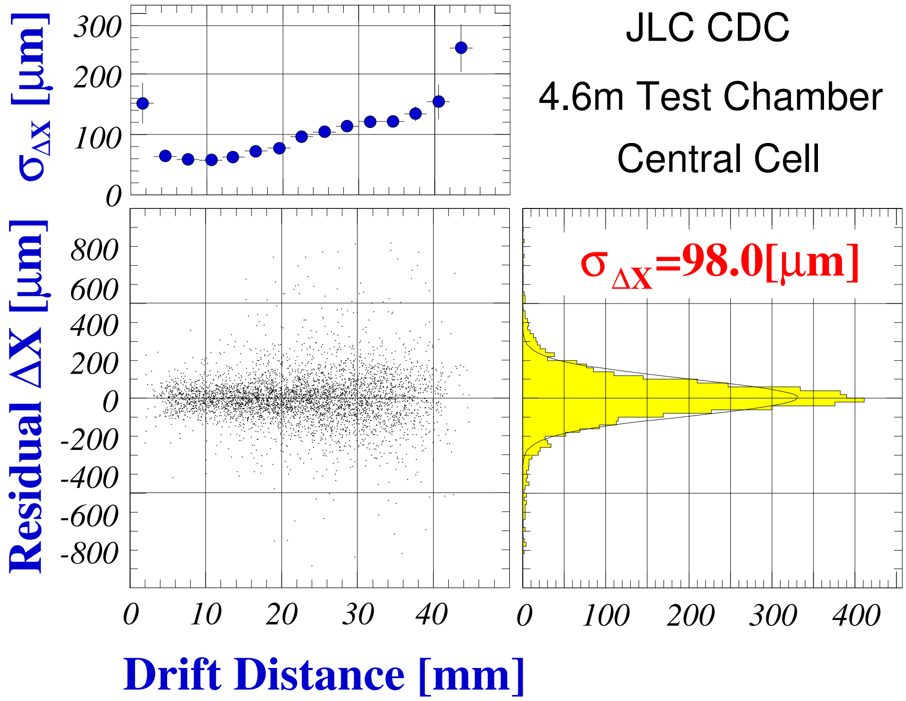


図 2.23: 典型的な x-t 関係式。

トしたものである。同じ図の中に、位置分解能（残差の分散）をドリフト距離の関数として示した図、また、二次元プロットを残差軸へ射影した図も示した。図から分かるように、平均位置分解能で $100\ \mu\mathrm{m}$ が達成された。これは、ワイヤー位置を正確に知っていさえすれば、4.6 m チェンバーでも十分な位置分解能が得られることを示すものである。

2.4 カロリーメータ

2.4.1 概要

JLC におけるもっとも重要な目的の 1 つは中間質量のヒッグス粒子の探索と研究である。このようなヒッグス粒子は、主として $e^+e^- \to ZH$ の反応で生成される。この反応は Z 粒子がレプトン対に崩壊するチャンネルにおいて最も容易に検出されうる。しかしこのチャンネルは全体の 7% しかなく、統計精度の高い測定を行うためには 70% もの崩壊比をもつ Z 粒子のクォーク対への崩壊を測定すること、すなわちジェットを精度良く測定することが不可欠である。

Z 粒子がジェットに崩壊する反応に対しては、W 対生成や Z 対生成が大きなバックグラウンドとなりうる。W 対生成はバーテックス測定器を用いた b タギングによって効率良く除去することができるが、Z 対生成チャンネルにおける $Z \to b\bar{b}$ の崩壊は、2 ジェットの不変質量分布によってのみ $H \to b\bar{b}$ と区別することができる。このため 2 ジェットの不変質量を高精度で再構成することができる測定器が不可欠である。

この要求を満たす測定器として「標準測定器」を考え、その R&D を進めている。標準測定器においてはカロリメータ (以下 CAL と略) はプリシャワー部 (PS)、シリコンパッド部 (Si)、電磁カロリメータ部 (EM)、ハドロンカロリメータ部 (HAD) から構成される。CAL は補償型と呼ばれる鉛とプラスチックシンチレータからなるサンプリングカロリメータで、EM 部は $29X_0$、HAD 部は $5.6\lambda_0$ の厚さをもつ。EM 粒子に対してに対して $15\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$、ハドロンに対して $40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ のエネルギー分解能を達成することを目標にしている。ここで $\oplus$ は 2 乗和を示す。Si 測定器は $1\mathrm{cm}\times1\mathrm{cm}$ の大きさをもつ Si パッドのアレイで、ほぼシャワーの最大位置に置かれる。PS 測定器と Si 測定器の組合せにより高い e/π 識別能力と高精度のシャワー位置測定、2 クラスター認識を行う。

測定器をハーメティックにするため CAL 全体は 2 テスラのソレノイド中におかれ、$|\cos\theta| < 0.98$ の領域を穴の無いように覆っている。

以下のセクションではこのような性能の必要性やその性能を達成するための構造について詳しく述べる。

2.4.2 要求される性能

ヒッグス粒子に対する Z 粒子のバックグラウンドを減らすという条件からは、出来るだけ良くという一般論以上に具体的な目標性能を導き出すことは難しい。そこで具体的な目標性能を導く条件として、W 粒子と Z 粒子をその 2 ジェット不変質量で分離するという条件を考える。これはゲージ粒子の結合定数の測定のために、W 対生成反応と Z 対生成反応を分離して測定するために必要な条件である。

$e^+e^- \to ZH$ 反応において、Z 粒子が $\nu\bar{\nu}$ に崩壊したモードにおけるヒッグス粒子の 2 ジェット不変質量の分布を図 2.24に示した。ここでヒッグス粒子の質量は 80GeV、$\sqrt{s} = 400$GeV としてある。シミュレータとしては fast-JIM を用い、仮定した測定器の性能はいわゆる「標準測定器」パラメータである。得られた 2 ジェット不変質量分解能は,、若干の非ガウスの裾はあるものの $\sigma = 1.24$ GeV と W 粒子の自然幅に比べて十分小さく、W 粒子と Z 粒子を識別するという条件は十分達成できている。但し再構成された質量は若干低めで、クラスター・トラックマッチングに改善の必要がある。

この反応は最も質量再構成が容易なチャンネルであり、より複雑な反応においてもこのような分解能が達成できるとは期待できない。このため反応の種類や解析条件と質量分解能の関係、そこから導かれる CAL の分解能への要求について検討する必要がある。

CAL 以外の寄与の評価

クォークジェットのエネルギーを高分解能で測定しようとする時には、ニュートリノがエネルギーを持ち去る影響によるエネルギーの揺らぎ以上に高分解能を求めても無意味である。このニュートリノによる影響を図 2.25に示し

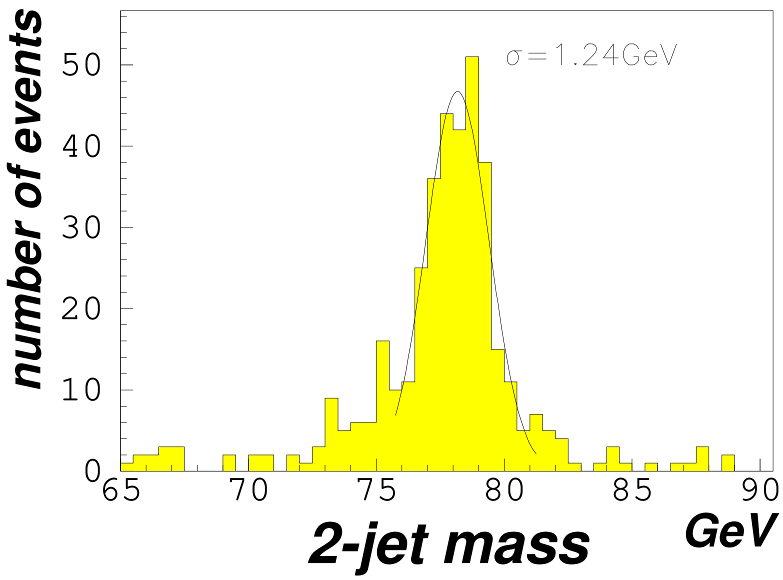


図 2.24: $e^+e^- \to ZH$ 反応におけるヒッグス粒子の 2 ジェット不変質量分布。

た。右図は図 2.24と同じもので、左図はそれに対してニュートリノの運動量をジェネレータ情報を用いて加えたのち２ジェット不変質量を求めたものである。両図を比較して分かるように、ニュートリノが逃げることにより低質量側の裾は若干拡がるもののピークの幅の悪化はわずかである。したがって仮定しているエネルギー分解能においては、まだニュートリノ限界には達していないことがわかる。

CAL のエネルギー分解能を CDC の運動量測定精度に比べて必要以上に良く設定することもまた無意味であり、不変質量分解能に対して CAL と CDC がどのように寄与しているかを確認する必要がある。図 2.26は図 2.24の反応において CDC の測定した運動量と CAL の測定したエネルギーをそれぞれジェネレータ情報で置き換えて解析したものである。左図は CDC 情報を、右図は CAL 情報を置き換えている。 CDC 情報を置き換えても質量分解能はわずかに改善するだけであるが、 CAL 情報を置き換えることにより質量幅は約 1/2 にまで改善する。したがって質量分解能を決めているのは CAL であり、高いエネルギー分解能をもつ CAL が本質的に不可欠であることがわかる。

この他に分解能に寄与する要素としては解析のアルゴリズム、特に CDC トラックと CAL クラスターのマッチングがある。この対応付けの間違いや荷電粒子のエネルギーの引き残しは質量分解能を悪化させる。この影響を見るためトラックとクラスタの対応付けにジェネレータ情報を用いた解析も行った。その結果を図 2.27に示す。アルゴリズムによる分解能の悪化は僅かであることが分かる。但しジェネレータ情報を用いると、ピークの位置はジェネレート値の 80GeV により近いものになる。

本来の「標準測定器」の思想は、トラックとクラスターを１対１で対応付けしようというものである。この目的のため CDC に対しては 1mm の Z 位置分解能を、 CAL に対しては Si-Pad による正確な位置測定を要求しているが、上記の解析においてはこの手法は採用していない。上記の解析に際して用いたクラスター・トラックマッチングは多対多マッチング、すなわち連続した複数のクラスター群に対して複数のトラックを対応付ける方法である。このような方法を用いても十分な質量分解能が得られることから、クラスタの位置精度についてはそれほど厳しい要求を課す必要はない可能性がある。この点については今後の検討課題である。

以上のまとめとして、図 2.28に解析条件と 2 ジェット不変質量分解能との関係を図示した。ニュートリノエネルギー、 CDC 運動量、 CAL エネルギー、トラッククラスタマッチングすべてにジェネレータ情報を用いたものを解析条件１とし、そこから一つづつシミュレーション情報に置き換えていくにしたがって質量分解能がどのように悪化していくかを示したものである。条件 3 から 4 での分解能の悪化が大きく、 CAL のエネルギー分解能が支配的であることがわかる。

上記の反応においては粒子はすべて１個のヒッグス粒子に起因するため、再構成においては粒子の割当エラーが生じることはない。これに対して $e^+e^- \to WW$ のような反応においては、どの粒子をどちらの W 粒子に割り振るかというような組合せの問題が生じる。この影響を確かめるため W 対生成反応において、粒子の割当を JADE ジェッ

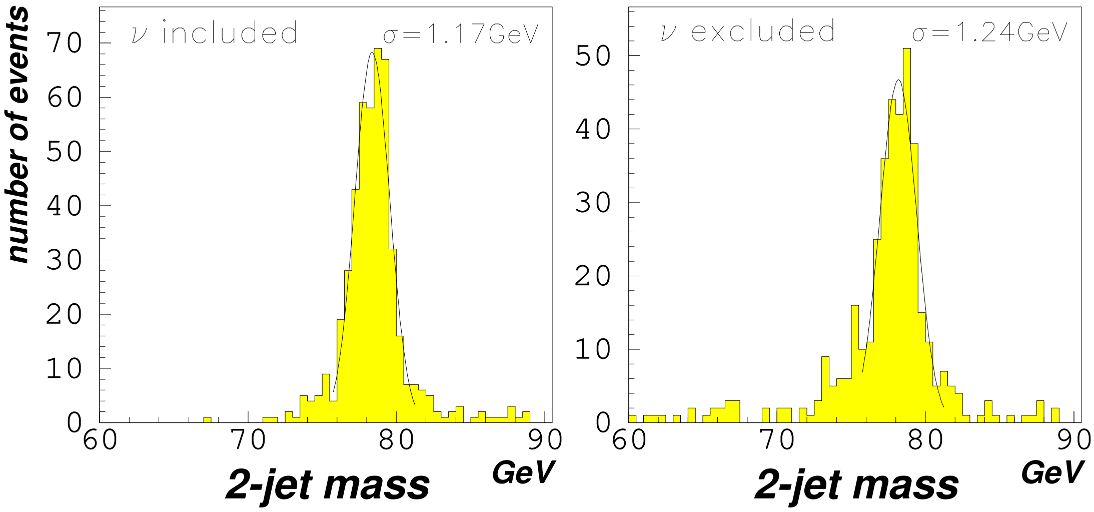


図 2.25: 不変質量分解能に対するニュートリノ揺らぎの影響。左図はニュートリノエネルギーを補正したもの。

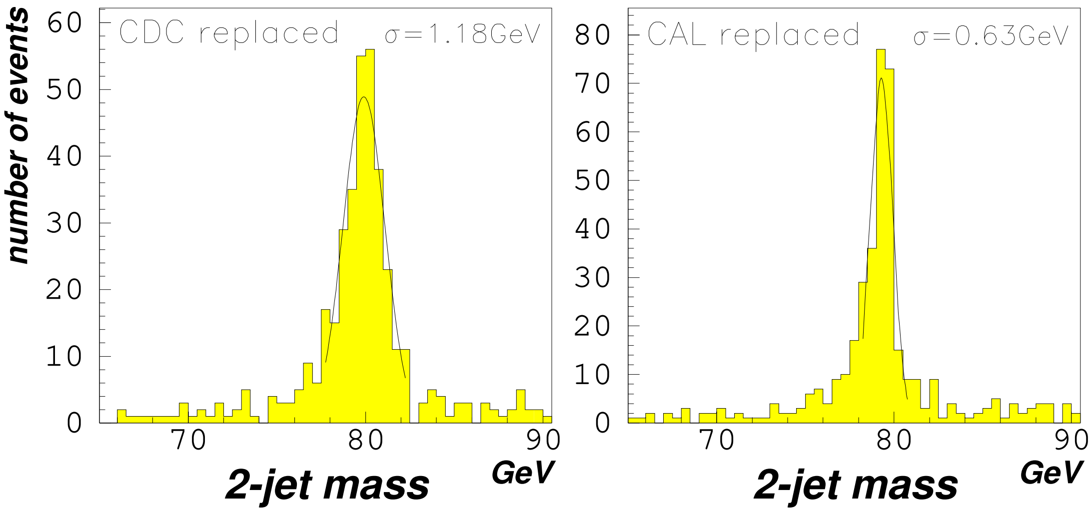


図 2.26: CDC と CAL の分解能の質量分解能への寄与。左図は CDC 情報を、右図は CAL 情報をジェネレータ情報で置き換えて解析した。

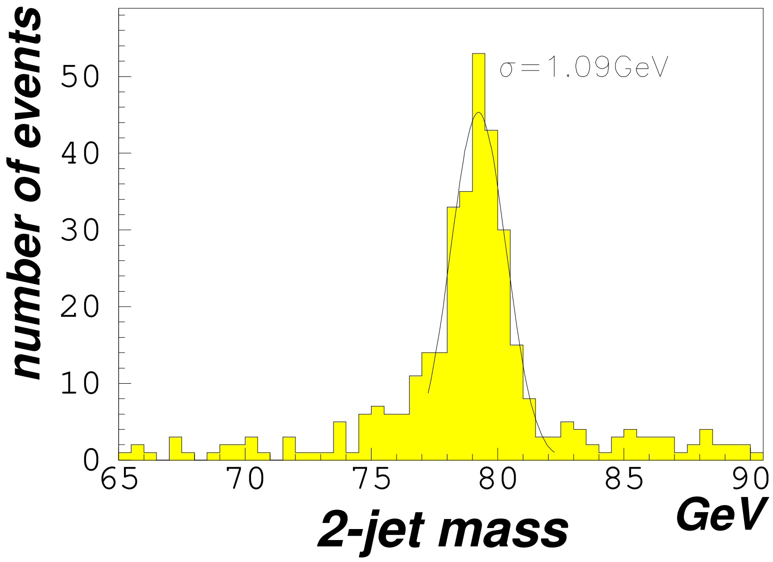


図 2.27: CDC トラックと CAL クラスタの対応付けをジェネレータ情報を用いて行った不変質量分布。

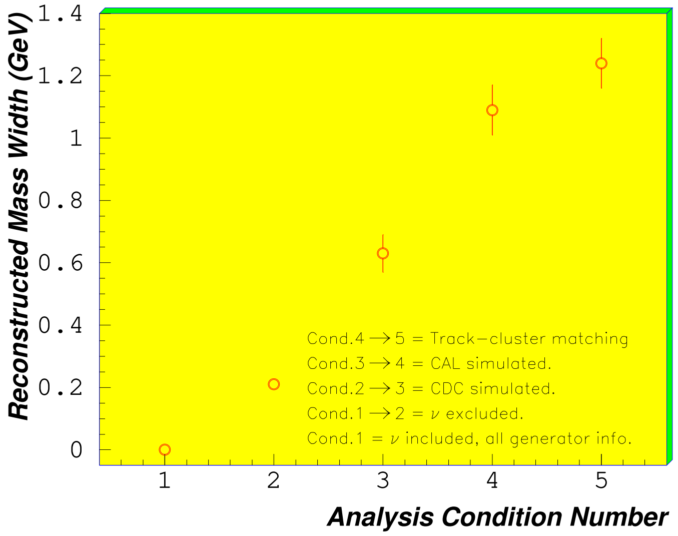


図 2.28: $e^+e^- \to ZH$ 反応における解析条件と 2 ジェット不変質量分解能の関係図

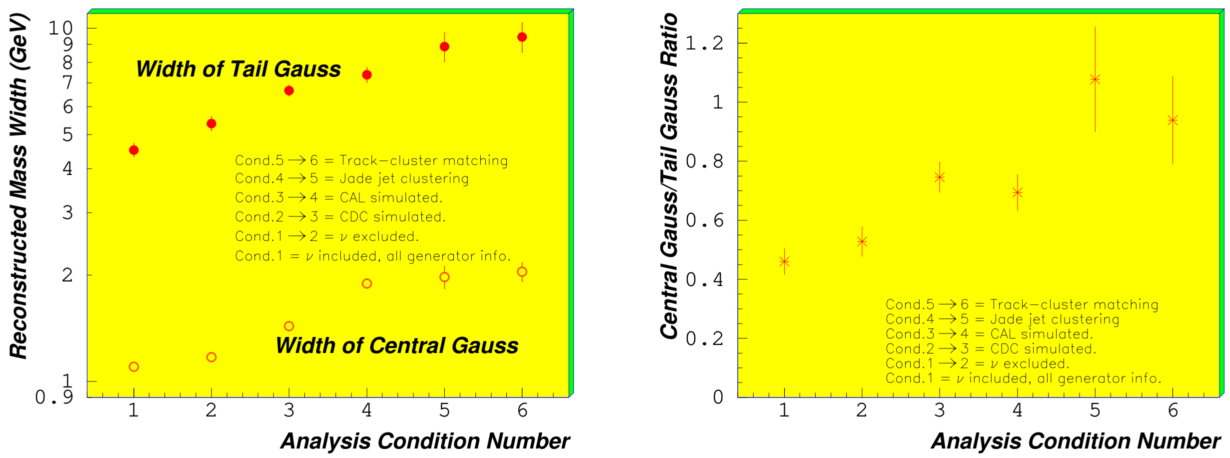


図 2.29: $e^+e^- \to WW$ 反応における解析条件と 2 ジェット不変質量の関係図。左図はピークの幅を、右図はピークの面積比をプロットしている。

トクラスタリングアルゴリズムによって行った解析と、ジェネレータ情報を用いて割り当てた解析の比較を行った。その結果も含めた解析のまとめを図 2.29に示した。 WW 対生成反応の場合質量分布にかなりの裾が存在する。このため質量分布は 2 ガウスフィットを行った。左図はフィットの結果得られた幅を、右図は 2 つのガウスの面積比を示している。この結果から誤った組合せの影響は中心成分の幅よりも裾のガウスの幅や強度に大きく影響することがわかる。また分布の中心部のピークの幅については ZH 反応同様 CAL のエネルギー分解能が支配的であることがわかる。

以上の検討からからわかるように「標準測定器」においては質量分解能にもっとも効いているのは CAL のエネルギー分解能である。そこで CAL のエネルギー分解能と質量分解能の関係をもうすこし詳しく検討する。

CAL のエネルギー分解能の影響

質量分解能に対する CAL エネルギー分解能の影響を調べるため、 CAL のハドロンに対するエネルギー分解能の統計項が $40\%/\sqrt{E}$、 $50\%/\sqrt{E}$、 $60\%/\sqrt{E}$、 $80\%/\sqrt{E}$ の場合についてシミュレーションを行った。用いた反応は $e^+e^- \to ZH, Z \to \nu\bar{\nu}$ で条件は前項と同一である。また 50 fb^{-1} のルミノシティーに相当する 5000 事象を生成した。

得られた 2 ジェット不変質量の分布を図 2.30に示す。図 2.30中の実線は 2 ガウスフィットの結果である。フィットの幅そのものはほとんど一定であるが、分解能が悪化するにつれてテールの成分が増えていくことがわかる。このテールの影響を見るため、図 2.31のように再構成されたピークから離れたところに同一形状のピークがあると仮定する。但し重ねられたピークはもとのピークに対してスムージングを行っている。隣のピークの裾からの寄与をバックグラウンド、ピークの部分をシグナルと見做して S/N を計算したものを図 2.32に示した。

ピークが十分 ($\geq$4GeV) 離れているときには、はなはだしく悪くない限り CAL の分解能は S/N 比にはほとんど影響を及ぼさない。ピークが接近している時には ($\leq$3GeV)、分解能が $40\%/\sqrt{E}$ の時の S/N は他の時よりもかなり良くなっている。ただしこれがどのくらい有意であるかを判断するためにはより詳しい解析が必要である。

以上の結果から、 CAL のエネルギー分解能に対して以下のような方針を再確認する。

1) CAL のハドロンエネルギー分解能は $40\%/\sqrt{E}$ を目指して R&D を行う。

2) $60\%/\sqrt{E}$ より悪い分解能は許容範囲外である。

ハドロンエネルギー分解能以外にも EM 分解能やグラニュラリティ、 e/π 識別等検討すべき項目は多いが、現時点ではまだ具体的な結果は得られていない。今後引き続き検討を加えていく。

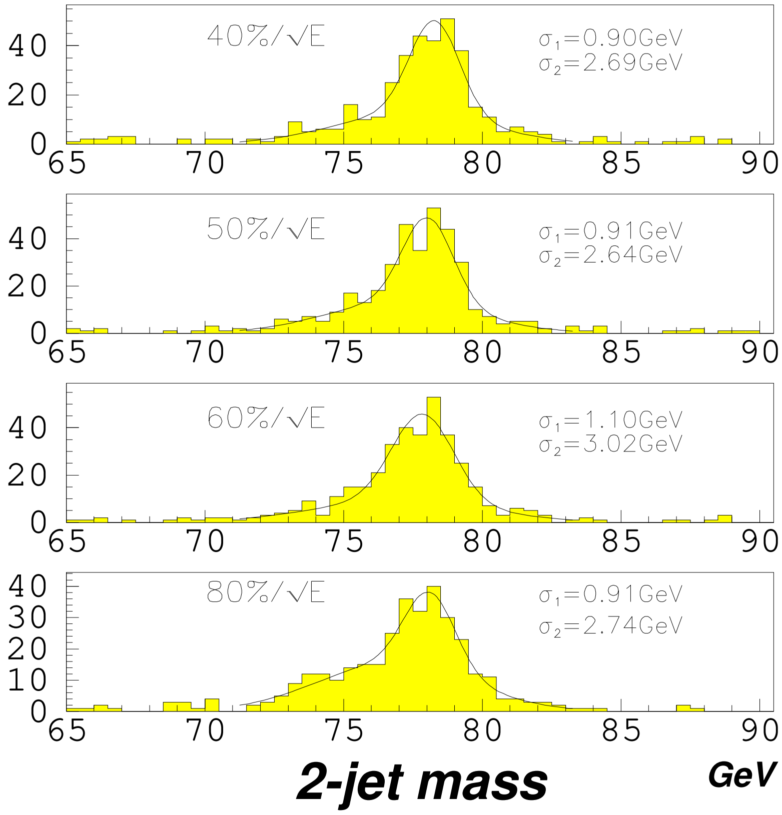


図 2.30: CAL のエネルギー分解能を変えた時の $e^+e^- \to ZH$ 反応の 2 ジェット不変質量分布。

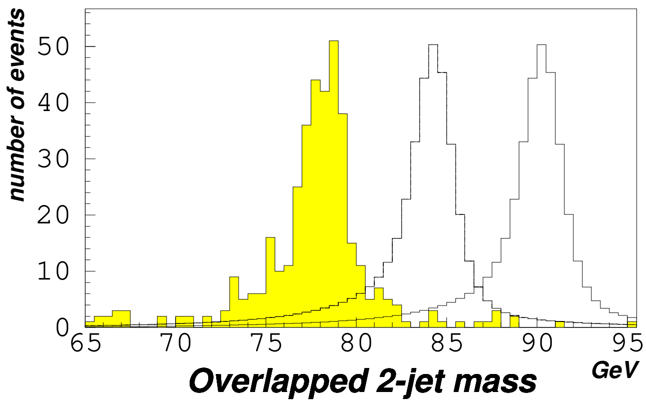


図 2.31: 2 ジェット質量分布を 6GeV 及び 12GeV ずらして重ねた分布。バックグラウンドの影響を評価するのに用いる。

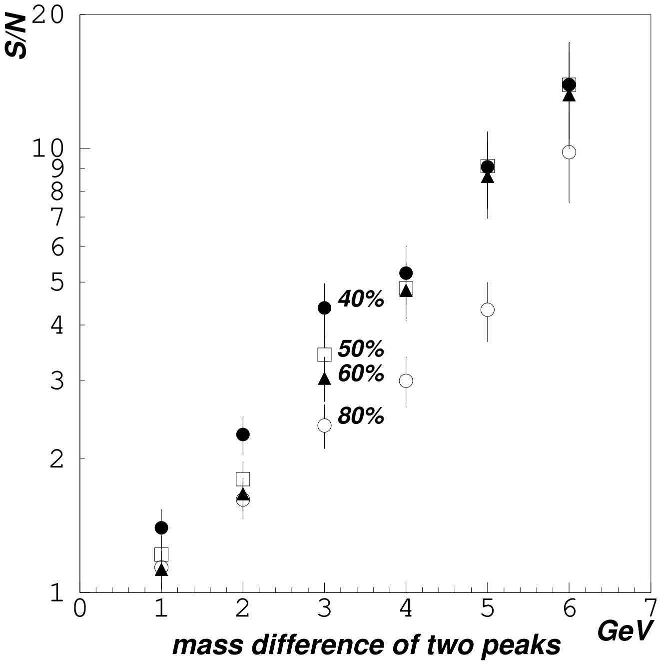


図 2.32: S/N 比の CAL エネルギー分解能依存性。

2.4.3 R&D の経過

$40\%/\sqrt{E}$ という優れたハドロンエネルギー分解能は、補償型と呼ばれる構成でのみ達成可能である。これは重金属とプラスチックシンチレータで構成されるサンプリングカロリメータであるが、その重金属と構成比を適切に設定することにより、ハドロンに対して高いエネルギー分解能を得られるようにしたものである。このタイプのカロリメータはこれまでもいくつかの R&D が行われているが、それらの結果の一致はあまり良くない [10, 11, 12, 13, 14]。補償型のカロリメータを用いて目標とするエネルギー分解能が達成できることを実証することは極めて重要な R&D 項目である。

標準測定器においてはハーメティシティを良くするため、カロリメータ全体が 2 テスラの磁場中に置かれる。このためシンチレータからの光を強磁場中で測定する必要がある。補償型のサンプリングカロリメータは出力光が少ないため PIN ダイオード等は使えず、ゲインの高い光検出デバイスが必要である。このようなデバイスを開発することも重要な R&D 項目の一つである。

我々のグループでは上の 2 点に重点を置いて R&D を進めてきている。これまでの主な R&D は以下のように行われてきた。

- 1993 年　サンドイッチ型 CAL、ファイバー型 CAL、 PS 測定器、 Si 測定器のテストモジュールの製作とビームテスト。
- 1994 年　FMPMT, HPMT, VAPD 等の光検出器の強磁場中での動作テスト。
- 1995 年　Si 測定器, 細サンプリング EMCAL テストモジュールの製作とビームテスト。
- 1996 年　高耐圧型 HPMT、マルチピクセル HPMT の磁場中テスト、及び大型 HAD テストモジュールの製作とビームテスト。

これらの R&D について以下で詳しく述べる。

2.4.4 カロリーメーターの分解能テスト

概要

ハドロンがカロリメータに入射した時と電子が入射した時では、両者の入射エネルギーが同一であったとしてもカロリメータに与えるエネルギーはハドロンの方が小さい。これはハドロンシャワーにおいては、核破砕反応によって核の結合エネルギーの分だけエネルギーが消費されることや中性子がエネルギーをもって逃げていくことによる。ハドロンシャワーにおいて π^0 粒子が生成されると、この π^0 粒子は電磁シャワーの形でカロリメータにエネルギーを与える。このためハドロンシャワーの測定エネルギーはその分だけ高エネルギー側にテールをひくことになる。シャワー発達の初期の段階での π^0 粒子の生成のふらつきはシャワー全体のエネルギーに大きなふらつきをひきおこす。従って同じエネルギーの純ハドロンシャワーと電磁シャワーが同じエネルギーをカロリメータに与えるようにしておけば、 π^0 生成のふらつきがエネルギー測定のふらつきを引き起こさないようにできる。これが補償型の基本思想である。

EM とハドロンに対する応答を揃えるには以下の様な方法がある。

- シャワー発生材に鉛等の重元素を用いることにより、核反応でのエネルギー消費を減らす。
- 測定材にプラスチックシンチレータ等の水素原子を多量に含む材質を用いることにより、中性子のエネルギーを逃がさないようにする。
- シャワー発生材の比率を増やして電磁シャワーが測定材に与えるエネルギーを減らす。

補償型として動作させるには、最後の項目の構成比率をどのように設定するのが良いか、というのが R&D の重要なポイントになる。

鉛とプラスチックシンチレータから構成されるサンプリングカロリメータには、大別してサンドイッチ型 (以下 SW と略) とシンチファイバー型 (SF と略) とがある。 SF 型の方がサンプリングが細かくできるため性能的には優れているが、製作に要するコストと手間が膨大である。このため衝突型実験の測定器にはほとんど SW 型が使われている。

この SW 型においては、プラスチックシンチレータからの光は波長変換材 (WLS) を用いて読みだすのが一般的である。この WLS の配置によってさらにいくつかの種類に分けられる。

CDF 測定器のバレルカロリメータや ZEUS 測定器においては、シンチレータの側面に WLS の板や棒を配置して光を読みだしている。この方式は製作が容易でコストも安いが、 WLS の走る領域がレスポンスの特異点になりやすいという欠点がある。これに対して SDC 型、 CDF-plug/CMS 型、シャシュリック型等は読みだしに WLS のファイバーを用いている。この方式ではレスポンスの特異点はできにくいが、製作の手間やコストはかなり大なものになる。

我々のグループでは R&D を始めるにあたり、最も手間とコストのかからない ZEUS 型の SW カロリメータと、最も性能が優れている SF 型のテストモジュールを製作してテストを行うことにした。但し SF 型はコストがかかるため１モジュールのみ製作した。また標準測定器を一体としてテストするため、 PS 測定器と Si 測定器も製作した。これについては次の項で詳しく述べる。

補償型の SW 型 EMCAL において $15\%/\sqrt{E}$ というエネルギー分解能を実現するためには、シンチレータの厚さは 1mm 以下である必要がある。このように薄いシンチレータを用いた CAL はほとんどテストされたことがなかった。この非常に薄いシンチレータを用いた EMCAL の実現可能性を調べるため、'95 年には 4mm 厚の鉛と 1mm 厚のシンチレータを用いた EMCAL テストモジュールを製作し、ビームテストを行った。この結果についても後のセクションで詳しく述べる。

これらのテストの結果を踏まえ、'96 年度はより大規模なハドロンテストモジュールを製作し、ビームテストを行った。またさらに改造を加え、'97 年度も引き続きテストを行う予定である。これについても後述する。

テストモジュール'93

標準測定器の CAL を構成するプリシャワー、シリコンパッドを含めた CAL 全体の R&D をスタートさせるため、'92 年からテストモジュールの設計を開始し、'93 年に製作、ビームテストを行った。 CAL 本体としては SF 型１モジュールと SW 型４モジュールを製作した。各コンポーネントのデザインは以下の様になっている。

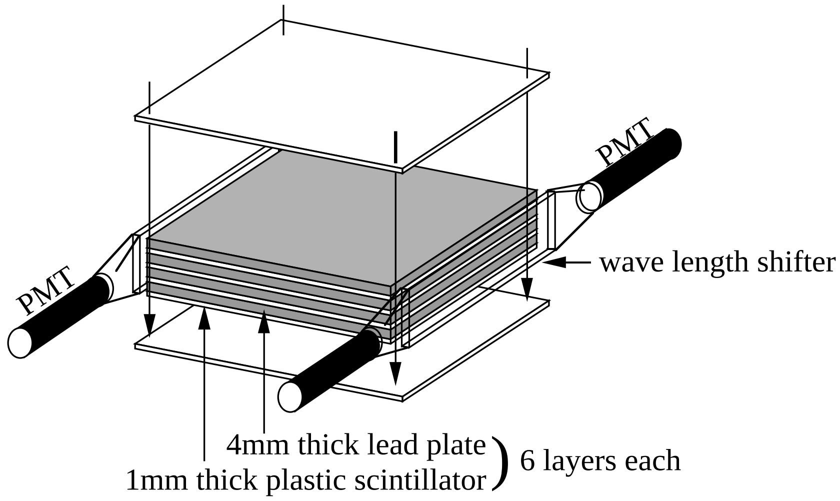


図 2.33: プリシャワー測定器の構造図。

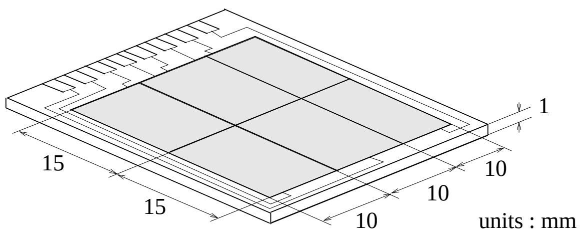


図 2.34: シリコンパッドボード 1 枚の概観図。

プリシャワー測定器の構造は図 2.33の様になっている。 PS 測定器は 4mm 厚の鉛 (4%Sb) と 1mm 厚のプラスチックシンチレータ (BC404) を 6 層づつ交互に積層した SW 型で、光は側面に置かれた 2 枚の WLS 板 (Y-11) で集光される。 WLS 板の両端には PMT が取り付けられ、光は計 4 本の PMT で読みだされる。大きさは 20cm×20cm で厚さは $4.3X_0$ である。 CAL 本体の情報とあわせて e/π 識別を行う。

シリコンパッド測定器は図 2.34の様なボード (浜松ホトニクス製) を図 2.35の様に並べたものである。 1 枚の Si ボードには 6 個のパッドが載っている。 1 個のパッドの大きさは 10 mm×15 mm で、シリコンの厚さは 300 μm である。このボードを Si パッドに隙間が出来ないように 6×6 枚並べ、 18 cm × 18 cm のユニットを構成している。

シリコンパッド測定器はプリシャワー測定器の後ろに置かれ、 e/π 識別とシャワー位置の高精度測定を行う。

SW モジュールは 10 mm 厚の鉛板 (4%Sb) と 2.5 mm 厚のプラスチックシンチレータ (SCSN-38) を 80 層づつ交互に積層したもので、図 2.36の様な構造をしている。大きさは 20cm×40cm、厚さは約 $4.8\lambda_0$ である。シンチレータの光は両側面に置かれた 2 枚の WLS 板で集光される。各々の WLS 板の一端には PMT が取り付けられている。

SF 型モジュールは、 1 mm$^\phi$ のシンチレーティングファイバー (SCSF-38) を溝を掘った鉛板に埋め込んだもので、図 2.37の様な形状をしている。鉛とシンチの比率は体積比で 4:1 になっている。大きさは 20cm×20cm×130cm で、約 $6.2\lambda_0$ の厚さに相当する。ファイバーは 4 × 4 のセグメントを作るように束ねられて PMT に接着されている。

これらのモジュールのビームテストは KEK-PS の π2 ビームラインで行われた。用いたビームは 1 ～ 4 GeV の e^- 及び π^- ビームである。セットアップの概略を図 2.38に示す。ビームは 2 台のガスチェレンコフカウンターと 4 面のドリフトチェンバー、 2 面のトリガカウンターを通してテストモジュールに入射される。

テストモジュールは PS 測定器、 Si 測定器、 CAL 測定器の順に置かれている。 CAL 測定器の配置は、 SF モジュー

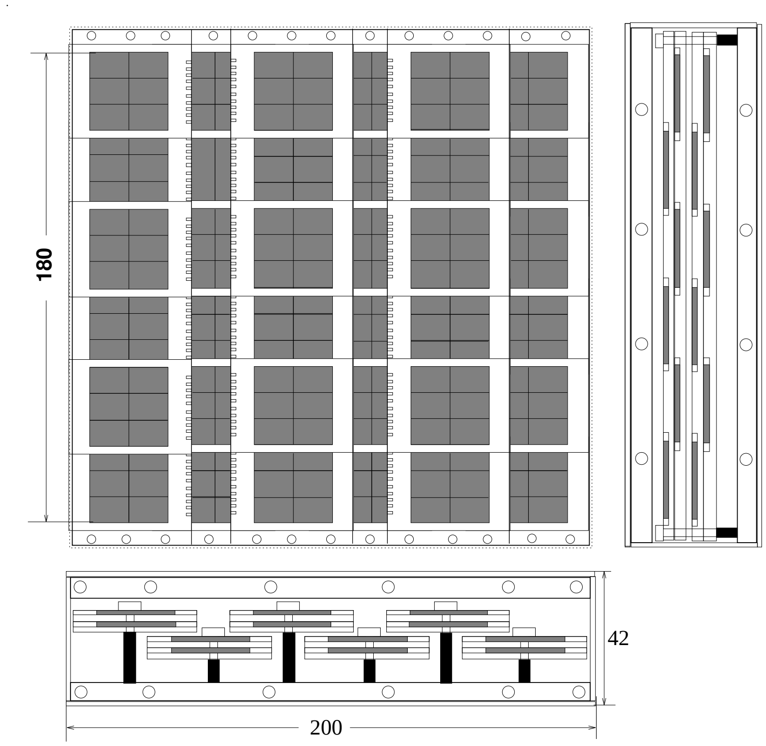


図 2.35: シリコンパッド測定器の全体配置。

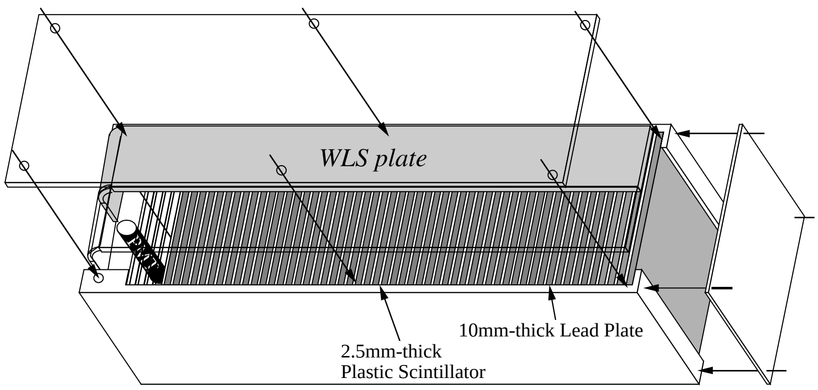


図 2.36: サンドイッチ型モジュールの構造。

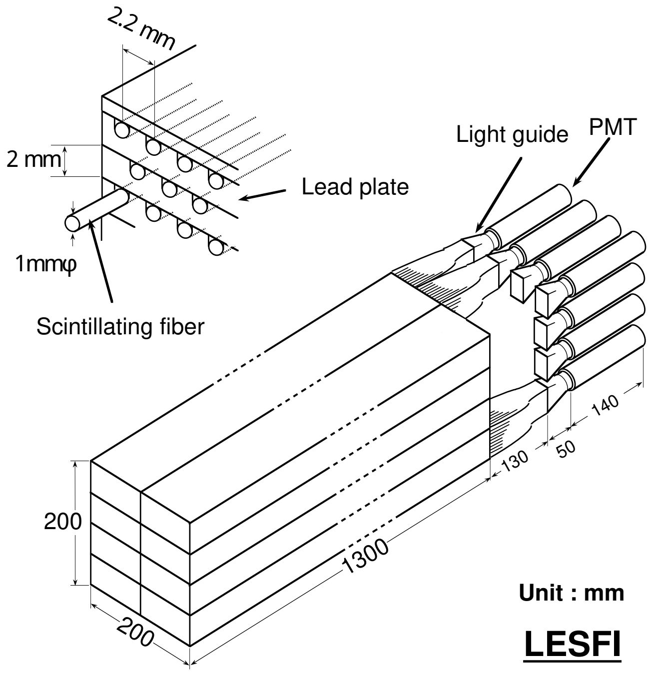


図 2.37: シンチレーションファイバー型モジュールの概観。

ルのテストの時は図 2.38の様に置かれる。 SW モジュールのテストの時には SF モジュールが隅に来るように組み替えられる。テストモジュール全体は架台の上に載っており、 x 方向、 y 方向の平行移動と水平面内での y 軸回りの回転が出来るようになっている。モジュール全体の重量は約 3.5t である。

測定項目はエネルギー分解能、 e/π 識別、 e/π 出力比及び光量である。以下それらの結果について述べる。 SF モジュールの結果については [14] に、また Si 測定器の結果については [15] に詳しく報告されている。

エネルギー分解能

SF モジュールの電子に対するエネルギー分解能を図 2.39に示す。電子の入射角は 3° である。 A 図は PS 測定器が無い場合の分解能の入射エネルギー依存性で、 B 図は PS 測定器が SF モジュールの前に置かれた時の分解能である。図中の黒丸は実験データで実線はそのフィットカーブである。また白い四角は GEANT によるシミュレーションの結果で、点線はそのフィットである。フィットの結果、実験で得られたエネルギー分解能は下の式の様に表される。

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_E}{E} &= \frac{(14.4 \pm 0.3)\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.0 \pm 1.4)\ \% \quad \text{PS測定器なしの場合},\\ &= \frac{(14.7 \pm 0.4)\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.0 \pm 1.8)\ \% \quad \text{PS測定器ありの場合},\end{aligned}$$

ここで $\oplus$ は 2 乗和を表す。シミュレーションと実験の一致は良い。またこの分解能は標準測定器に課せられた分解能を満たしている。

SF モジュールの π 入射に対するエネルギー分解能を図 2.40に示した。入射角は 0° である。上図は PS 測定器が無い時、下図は PS 測定器がある時の分解能である。黒丸と実線は実験データ、白四角と点線は GEANT シミュレーションの結果である。得られた分解能は下の式の様に表される。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(38.1 \pm 1.3)\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (11.6 \pm 1.4)\ \% \ \text{PS測定器なしの場合},$$

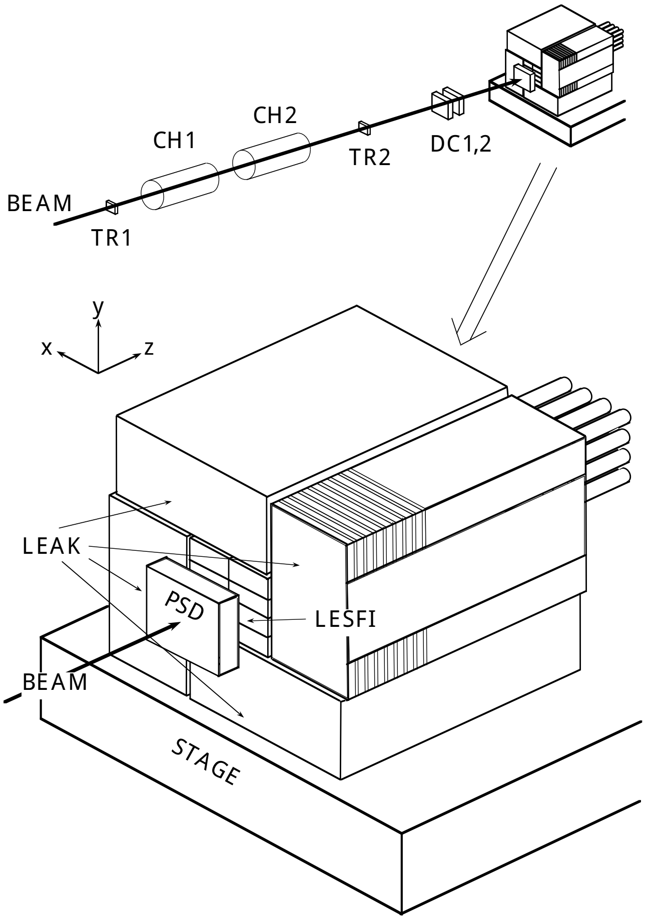


図 2.38: ビームテストのセットアップ。

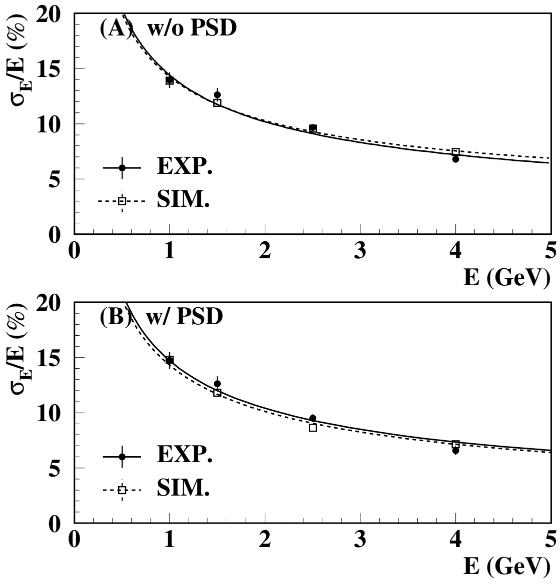


図 2.39: SF モジュールの EM エネルギー分解能。黒丸が測定データである。

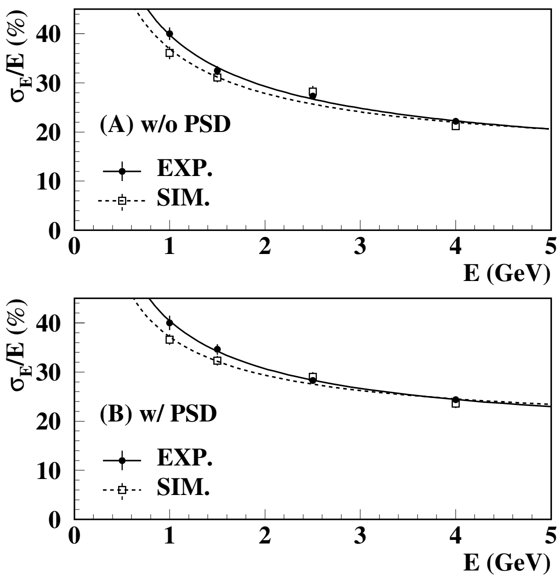


図 2.40: SF モジュールのハドロンエネルギー分解能。黒丸が測定データ。

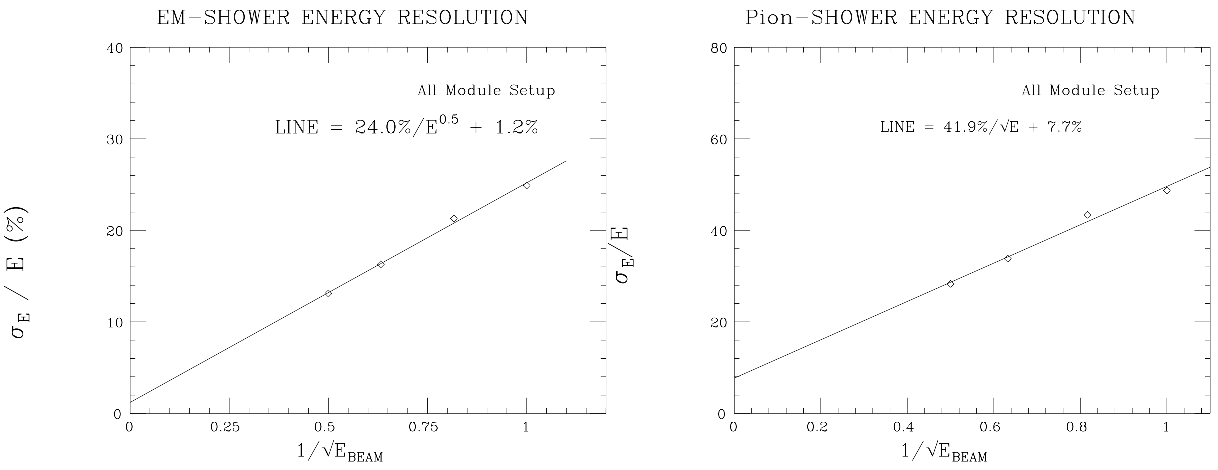


図 2.41: SW モジュールのエネルギー分解能。左図は EM に対する、右図はハドロンに対する分解能。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(37.2 \pm 1.6)\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (15.8 \pm 1.4)\ \%\ \text{PS測定器ありの場合},$$

π に対するエネルギー分解能の定数項が非常に大きいのは、シャワーのもれのためである。 $60\mathrm{cm}\times 60\mathrm{cm}\times 5\lambda_0$ のカロリメータにおいては横方向に 5%、縦方向に 3% のもれがあるとされている [16, 17]。

PS 測定器が前に置かれた時の SW モジュールの電子と π に対するエネルギー分解能を図 2.41に示した。図中の直線はフィットの結果で、以下のような式で表される。

$$\sigma_E/E_{(e)} = 24.0\%/\sqrt{E} + 1.2\%$$
$$\sigma_E/E_{(\pi)} = 41.9\%/\sqrt{E} + 7.7\%$$

この場合もシャワーのもれのため π に対して大きな定数項が生じている。

e/π 識別

PS 測定器と SF モジュールを用いた e/π 識別の結果を図 2.42に示した。 PS 測定器はその出力の大きさで、また SF モジュールはシャワーの横方向の広がりで e と π を分けている。

SF モジュールの C パラメタ (Containment) は、全 CAL モジュールのエネルギー和に対する入射中心 9 セグメントの割合である。また S パラメタ (Spread) は各モジュールに与えられたエネルギーを入射中心からの距離の重みをつけて足しあげ、全エネルギーで割ったものである。 C パラメタを用いると、 e に対する測定効率が 98% の時 π を 1/118 に除去できる。また S パラメタを用いると e の効率が 98% の時 π を 1/202 に除去できるという結果が得られている。

Si 測定器を用いた時の e/π 識別の結果を図 2.43に示した。左図は 3 GeV の粒子が入射した時の全シリコンパッドからの ADC 出力の和をプロットしたものである。 e に対する応答と π に対する応答の違いがはっきりとわかる。この分布にカットを入れた時の e と π に対するカットの通過率をプロットしたものが図 2.43の右図である。入射エネルギーが 3 GeV の時 e の検出効率は 96.4% で、この時 π を約 1/10 に除去できるという結果が得られている。

測定光量

SW モジュールに e が入射した時の測定光電子数を図 2.44に示した。モジュールにより若干のばらつきはあるが、平均 150 光電子 /GeV である。後述のように e に対する出力と π に対する出力はほぼ等しいので、ハドロンシャワーに対してもほぼ同じ光電子出力が得られる。この値は目標とするハドロンエネルギー分解能の $40.0\%/\sqrt{E}$ を $40.8\%/\sqrt{E}$ に悪化させる程度の影響をもつ。無視できる程小さい影響ではなく改善が求められるが、深刻な問題とはならない。

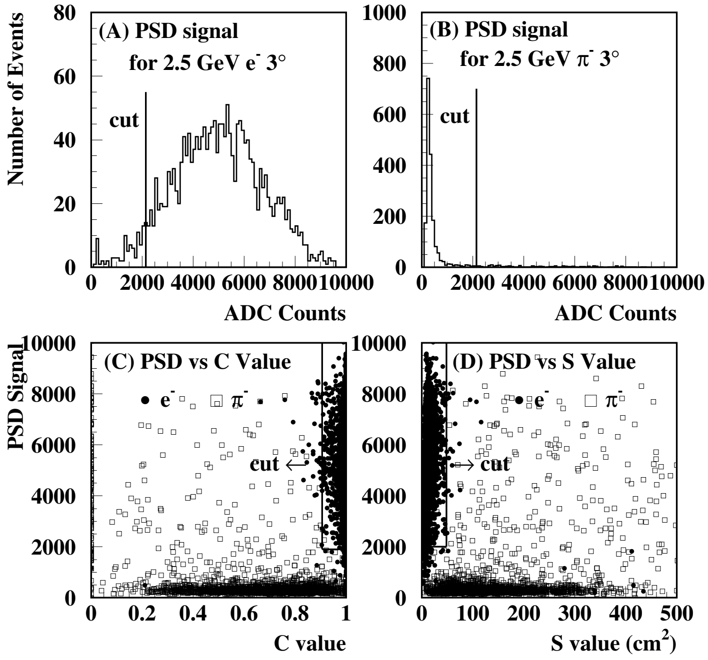


図 2.42: PS 測定器と SF モジュールを用いた e/π 識別。 A 図は PS 測定器の e に対する出力で、 B 図は PS 測定器の π に対する出力である。 C 図と D 図はそれぞれ PS 測定器出力と SF モジュールの C パラメタ、 S パラメタとの 2 次元プロットである。 4 角の中を e として選びだす。

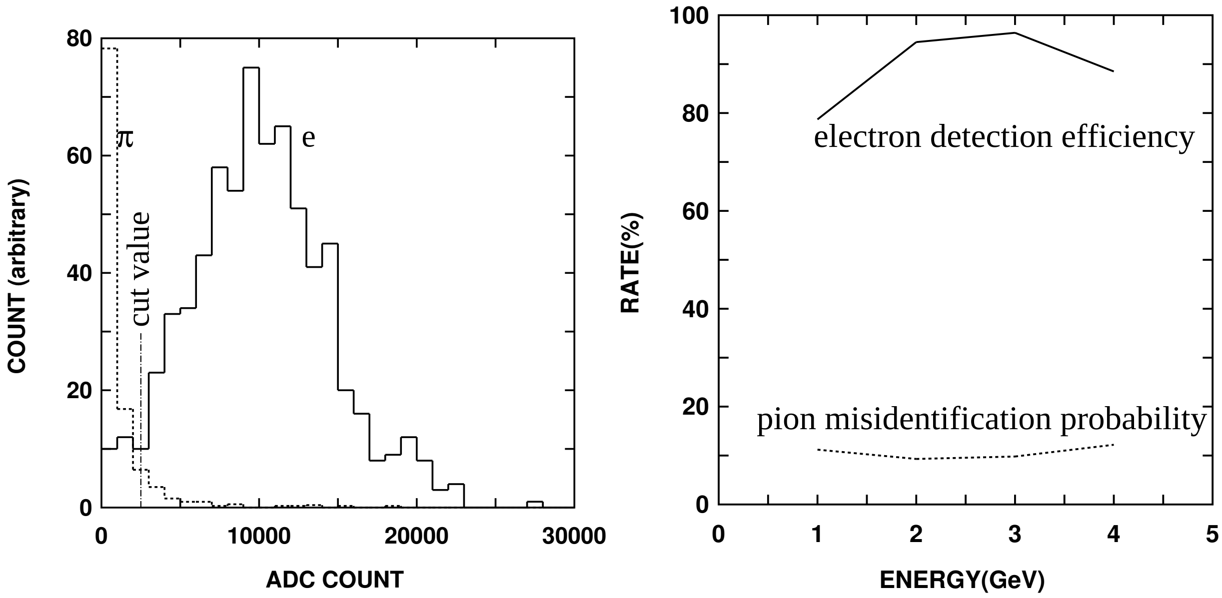


図 2.43: Si 測定器の e と π に対する出力分布 (左図) と e/π 識別能力 (右図)。

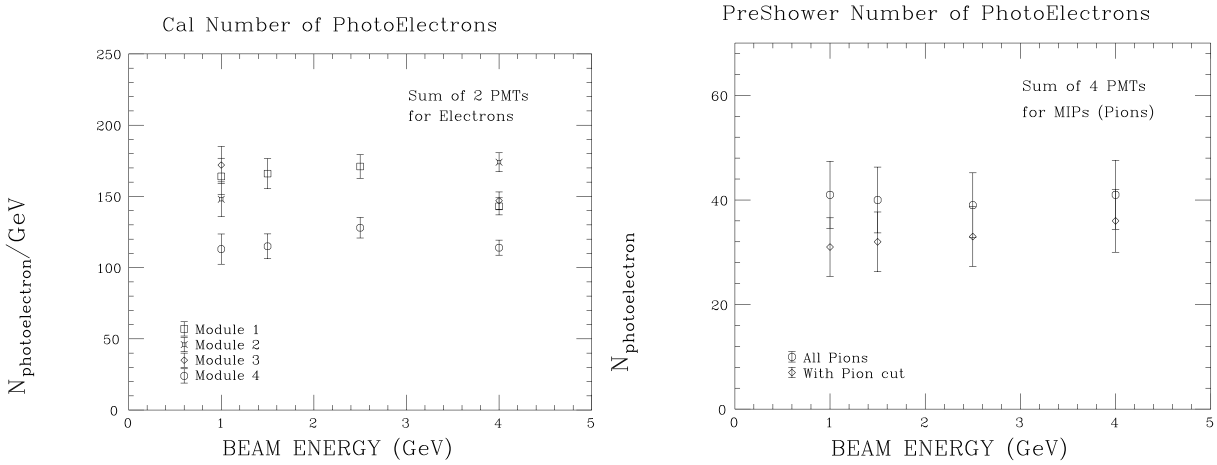


図 2.44: SW モジュールで測定された光電子数 (左図) と PS 測定器を π が通過した時の光電子数 (右図)。

PS 測定器を π が通過した時の光電子数も図 2.44に示した。白丸は全ての π イベントについて求めたものである。また白角は PS 測定器と CAL 本体の出力を用いて、 PS 測定器でシャワーが起きたイベントを除去したサンプルについて求めたものである。最小電離粒子 (MIP) が通過した時、平均 32 光電子 /MIP/6 層の光電子が測定された。これを 1 枚のシンチレータ当たりに換算すると、 5.3 光電子 /MIP/layer であることがわかる。これを 1 mm シンチレータを用いた補償型の EMCAL に換算すると、 660 光電子 /GeV という値が得られる。これは $15.0\%/\sqrt{E}$ の分解能を $15.5\%/\sqrt{E}$ に悪化させる程度の影響をもつ。

実際の EMCAL の集光効率は PS 測定器よりも悪いと思われるので、実際にモジュールをつくっての R&D が必要である。これについては次項で述べる。

e/π 出力比

e 入射で測定されたエネルギーと π 入射で測定されたエネルギーの比から e/π 出力比を計算することができる。先に述べた様に π 入射の時にはシャワーのもれがあるので、それを補正する必要がある。その結果補正後の e/π 出力比として、

$$\begin{aligned} e/\pi_{(SW)} &= 1.01 \\ e/\pi_{(SF)} &= 1.19 \end{aligned}$$

という値を得た。ここで測定誤差は無視できる程小さく、この値の誤差は完全にもれの補正の誤差で支配されている。この誤差を定量的に評価することは難しいが、 +5% の補正が +10% であっても不思議は無いと思えば ± 0.05 程度の誤差はありうる。

一般にサンプリングが細かい程、低エネルギーの e や γ がシンチレータで測定されやすくなる。 SF モジュールの方が e/π 比が大きいのはこの影響も一因になっていると思われる。他の R&D の結果を見ると、 ZEUS-T36 のグループでは 1.15[11]、 INS グループでは 1.20[12]、 SPACAL グループでは 1.10[10] という e/π 比を得ている。このように e/π 比は測定値がばらついており、さらに系統的な R&D が必要である。

テストモジュール'95

'93 年の PS 測定器の結果から、 1 mm 厚のシンチレータを用いてもかなりの光電子数が得られることがわかった。しかし PS 測定器は 4 本の PMT で光を読むなど、実際の EMCAL よりもかなり高い集光効率をもつと考えられる。このため 1 mm 厚のシンチレータを用いた補償型の EMCAL テストモジュールを製作してビームテストを行い、光電子数を測定した。

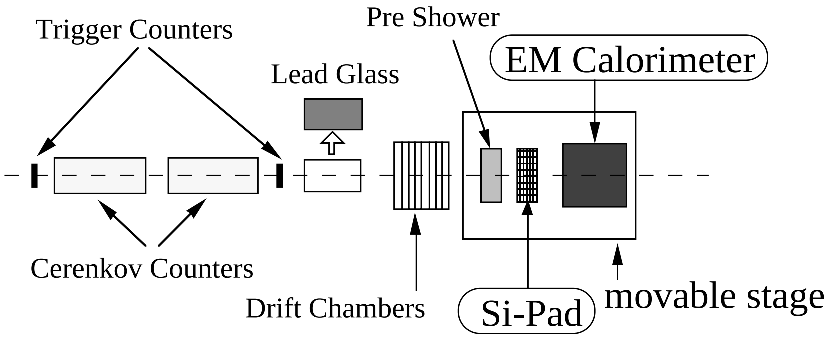


図 2.45: ’95 年ビームテストのセットアップ。 PS 測定器、Si 測定器、細サンプリング EMCAL を組み合わせてテストした。

製作した EMCAL は図 2.36と同じような構造をもつ SW 型のモジュールである。大きさは 20cm×20cm で、 4 mm 厚の鉛板 (4%Sb) と 1 mm 厚のプラスチックシンチレータ (BC404) を 35 層づつ交互に積層して $25X_0$ の厚みとしてある。光は両側面に置かれた WLS(Y-11) の板で読みだされる。各 WLS の板の 1 端には PMT が取り付けられている。

’93 年の Si 測定器はノイズレベルが高く、オペレーションにかなりの神経を使った。そこで主にノイズ対策を施した Si 測定器を再製作し、 EMCAL とともにビームテストを行った。

ビームテストは’93 年同様 KEK-PS の $\pi 2$ ビームラインで行った。入射粒子は e^- と π^- で、入射エネルギーは 1 ∼ 4 GeV である。ビームテストのセットアップは図 2.45のようになっている。鉛ガラスはビームの診断用である。

測定された e に対するエネルギー分解能を図 2.46に示す。得られた分解能をフィットした結果は

$$\sigma_E/E = 15.4\%/\sqrt{E} + 0.2\% \tag{2.7}$$

と表される。また測定された光電子数も図 2.46に示した。 e 入射に対して平均 680 光電子 /GeV の光電子数が測定された。この値は’93 年のテストの結果から推定された値と良く一致している。 π 入射に対する光電子数は、 π が最小電離で貫通したとして計算した値をプロットしてある。 π に対する光電子数が e が入射した時に比べ若干大きいのは、 π が EMCAL の中でシャワーを引き起こした事象が混じっているためと考えられる。

これらの結果から、 1 mm 厚のプラスチックシンチレータを用いた補償型の EMCAL は十分実現可能であり、光量、分解能ともにほぼ標準測定器に要請される性能を満たすことができることがわかった。

テストモジュール’96

’93 テストモジュールはその大きさがハドロンシャワーを閉じ込めるには不十分であった。このため得られた分解能には大きな定数項が生じていた。他のグループによる R&D[11, 12] においてもモジュールの大きさは同じようなものであり、このため互いの e/π 比の不一致についても確定的な結論を下すことが出来ない。この問題を解決するにはシャワーのもれが無視できる位大きなテストモジュールを製作し、信頼度の高いデータを測定することが不可欠である。

このような観点から新テストモジュールの計画を進め、’95 年からデザインをスタートさせ、’96 年度その製作を行った。このモジュールはハドロンシャワーについてその正確な補償点を探り、エネルギー分解能をや e/π 比を精度良く求めることを第一の目的に置いている。このため、以下の様な条件のもとでデザインを行った。

- ハドロンシャワーを閉じ込めるに十分な大きさを持つこと。
- 補償点を探すため、鉛とシンチレータの比率を細かく変えられること。

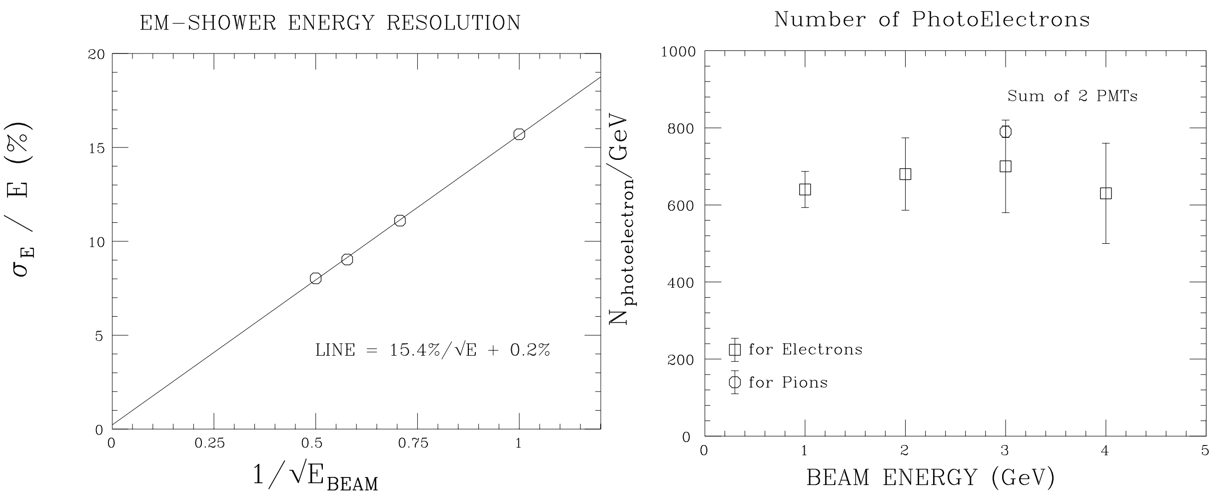


図 2.46: EMCAL に e が入射したときのエネルギー分解能 (左図) 及び測定光電子数 (右図)。

- レスポンスの特異点を持たない構造にすること。

CDF-plug の改良や CMS 測定器の R&D 等、読みだしに WLS ファイバーを用いる型のカロリメータにおいては急速な進展が見られる。 SW 型と SF 型については'93 年に既にテストしていることから、今回のテストモジュールは補償点を見付けだした後で WLS ファイバー型に改造することが出来るようなデザインにすることも条件の 1 つとした。

ハドロンシャワーの縦方向及び横方向の空間的広がりは図 2.47及び図 2.48のようになっている。これからシャワーの 99% 以上の閉じ込めを達成するためには、横方向には 1m×1m 以上、縦方向には $7\lambda_0$ 以上の大きさが必要なことがわかる。しかしながらこの大きさのテストモジュールを'96 年度で完成するには予算的に不足であるため、縮小した形で製作した。横方向の大きさは後で大きくすることが困難であるため、 1m×1m の大きさで作ることとした。縦方向の厚みは'93 年の SW モジュールを後方にバックアップカロリメータとして置くことで $2\lambda_0$ を確保し、モジュール本体の厚さは $5\lambda_0$ に縮小した。但し応答に差が出ることは避けられないので、余裕があれば'97 年度に拡張する計画である。

シンチレータと鉛の比率を細かくかつ容易に変えることが出来るようにするため、構造体は図 2.49の様な吊り下げ型とした。同様なテストモジュールには SDC グループが行った'Hanging-File' 型モジュールがある [18]。しかしながら彼らがこのモジュールでビームテストを行った時には SDC グループは補償型を採用しないことに決めていたため、彼らのテストは鉛: シンチ =4:1 近傍ではなされていない。

シンチレータの厚さを変えるのは容易ではないためシンチレータは 2 mm 厚に固定し、鉛板の厚さを変えて鉛 / シンチ比をスキャンするデザインとした。吊り下げる鉛の板は 4 mm 厚のものと 2 mm 厚のものを製作した。 4 mm 厚のものはそれ自身でレールに吊り下げられる。 2 mm のものは 4 mm の鉛板にネジどめして使うようになっている。この組み合わせにより鉛の厚さは 2 mm 刻みで変えることができる。

シンチレータは 1 m × 1 m× 2 mm- 厚の大きさをもち、図 2.50のように 6 本の溝が切られている。溝の形状は CDF-plug と同じく鍵穴型をしている。この溝に 1 mm$^\phi$ の WLS ファイバーを通して集光し、 PMT で両読みする。実際のモジュールでは、鉛板やシンチ板の再配置の容易性のためファイバーは直接 PMT にはつながず、途中に光ファイバーコネクタをはさんで脱着出来るようにしてある。シンチレータは全部で 110 枚あり、 5 枚づつまとめられ 22 組を形成する。これによりシャワーの縦方向のプロファイルも精度良く測定することができる。

PMT は TRISTAN の VENUS 測定器の TOF カウンターに用いられていたものを転用した。この PMT はタイミング測定精度を向上させるためブリーダーに若干の改造が加えられており暗電流もかなり大きいが、ハドロンシャワーの測定の精度には影響しない程度である。

これらの鉛板やシンチレータ、 PMT は図 2.51の様に架台の上に組み上げられる。この構造全体を遮光のためのカバーで覆うようになっている。全体の総重量は約 10t である。

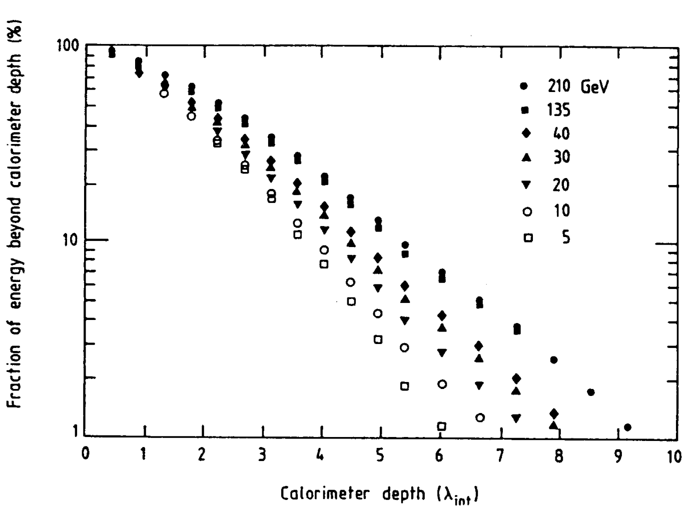


図 2.47: ウラン / シンチレータカロリメータでのシャワーの縦方向の広がり。
C.W. Fabjan and R. Wigmans, *Rep. Prog. Phys.* **52**(1989)1519 より転載。

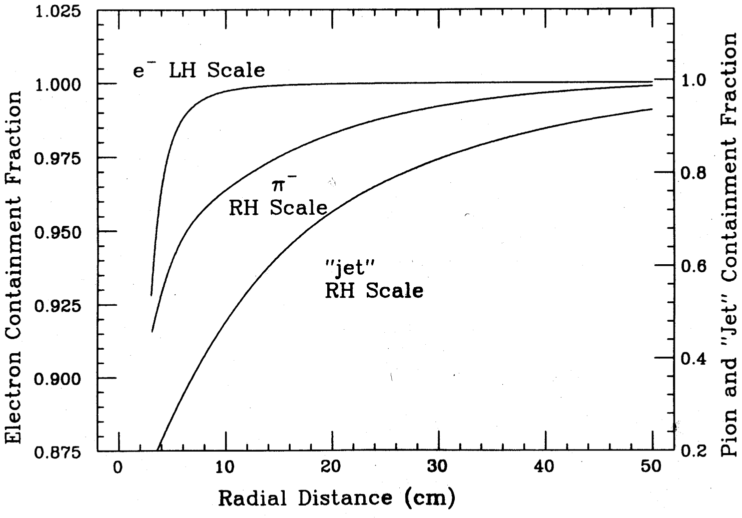


図 2.48: SPACAL でのシャワーの横方向の広がり。 D.Acosta et.al., CERN-PPE/91-223 より転載。

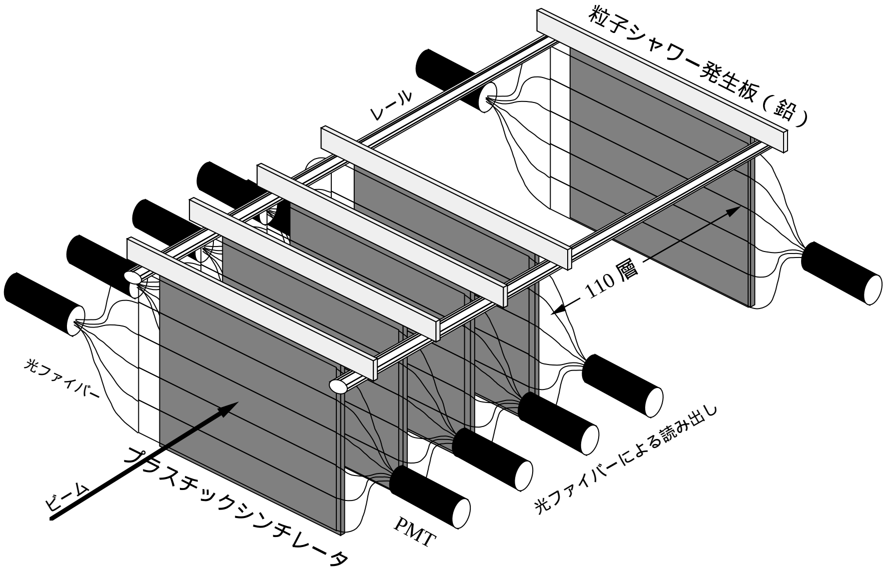


図 2.49: '96 テストモジュールの概観。 2 本のレールの上に鉛の板とシンチレータの板を吊り下げる構造になっている。

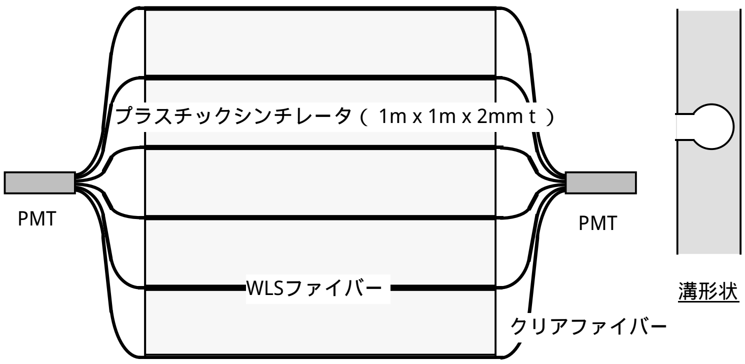


図 2.50: シンチレータのデザイン。溝を掘って 6 本の WLS ファイバーを通し、集光する。

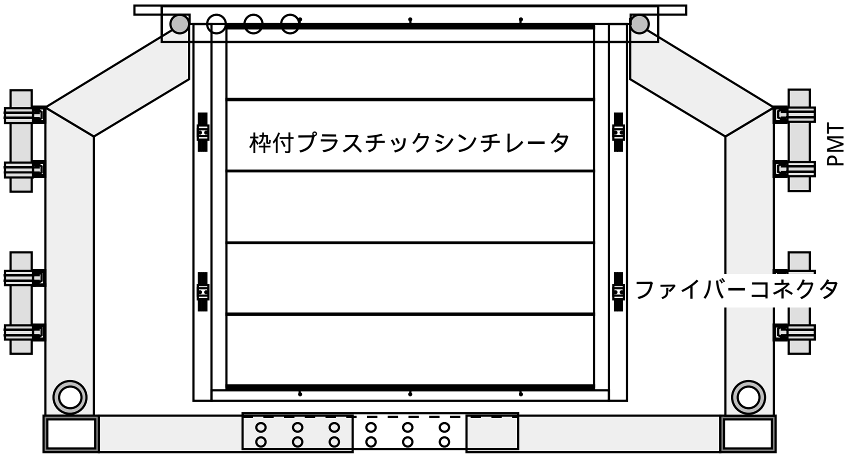


図 2.51: テストモジュールの正面から見た組み上がり図。

シンチレータに埋め込まれた WLS ファイバーのピッチは非常に粗いものになっている。これは補償点の測定など一連のテストが完了したのち、 CDF-plug 型のファイバー読み出しモジュールに改造することを念頭においてデザインしたためである。改造は図 2.52に示すように 20cm×20cm のセグメントを 5×5 に配置することを考えている。このため 20cm 間隔で WLS ファイバーを埋め込むデザインとなっている。

この集光方式では WLS ファイバーのピッチが粗すぎ、光量不足や非均一性の問題が出てくる危険性がある。このためあらかじめ光量測定を行って上記の点を確認した。シンチレータに β 線を入射して行った光量の位置依存性の結果を図 2.53に示す。スキャンの方向はそれぞれファイバーに直角の方向と平行な方向である。図からわかるように、ファイバーの上で光量が大きくなっている。光量の絶対値は平均して 2.4 光電子 /MIP であった。この光量を換算するとテストモジュールで得られる光量は 150 光電子 /GeV となる。この値は'93 年の SW モジュールと同じであり、40.0% を 40.8% に悪化させる程度の影響がある。

光量の位置依存性もまた分解能の悪化に跳ね返る。そこで測定で得られた位置依存性を GEANT に取り込んで、シミュレーションを行った。その結果を図 2.54に示す。図から分かるようにカロリメータ出力のゆらぎに対する光量の位置依存性の影響は極めて小さく、位置依存性が分解能に与える影響は十分小さいと考えて良い。

以上の様な測定やシミュレーションによりこのデザインで十分目的が達せられることが確認できたので、'96 年 10 月より製作にとりかかった。'97 年 1 月末から全体の組み上げに入り、 2 月下旬より 3 月中旬まで KEK-PS の $\pi 2$ ビームラインでビームテストを行う予定になっている。図 2.55にセットアップ図を示す。

1 mm 厚シンチレータの WLS ファイバー読み出し

EMCAL に要求されるエネルギー分解能を達成するため、 EMCAL は 1 mm 厚のシンチレータで作られる。このモジュールの特性については ZEUS 型のモジュールについて既に'95 年にテストを行い良好な結果を得ている。

ハドロンテストモジュールを WLS ファイバー読み出しに改造するのにあたり、 EM セクションも WLS ファイバー読み出しで製作し、統一的にテストするオプションも検討中である。しかしながらこれまで、 1 mm 厚のシンチレータに溝を切って WLS ファイバーを埋め込んだタイルファイバーがテストされたことは無かった。このため今回、 1 mm 厚のシンチレータでタイルファイバーのテストピースを試作しその光量を測定した。タイルの大きさは 10 cm×10 cm である。これに色々な深さの溝を掘って光量を測定した。シンチレータが薄いため、溝の形状は鍵穴型ではなく長方形である。測定結果を図 2.56に示す。若干のばらつきはあるが、平均して約 3 光電子 /MIP の光量が得られた。これは EMCAL に換算すると約 380 光電子 /GeV に相当する。この値は'95 年の EMCAL の約半分であり、改善のための R&D を続ける必要がある。

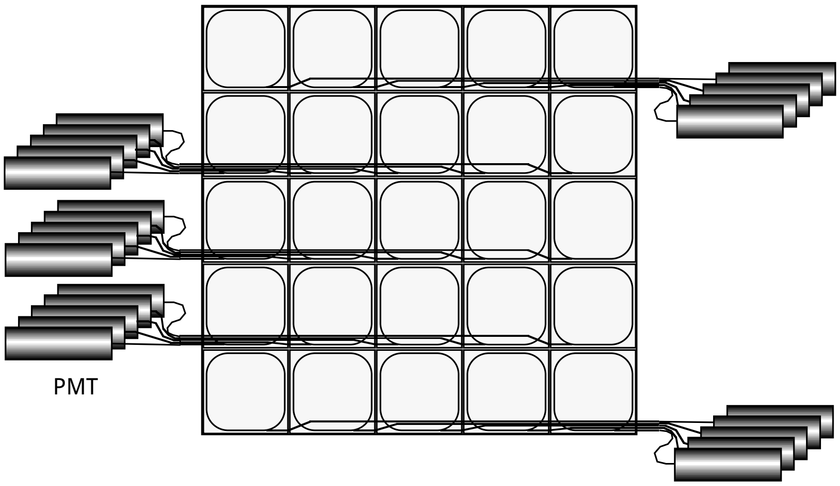


図 2.52: シンチレータの改造案。

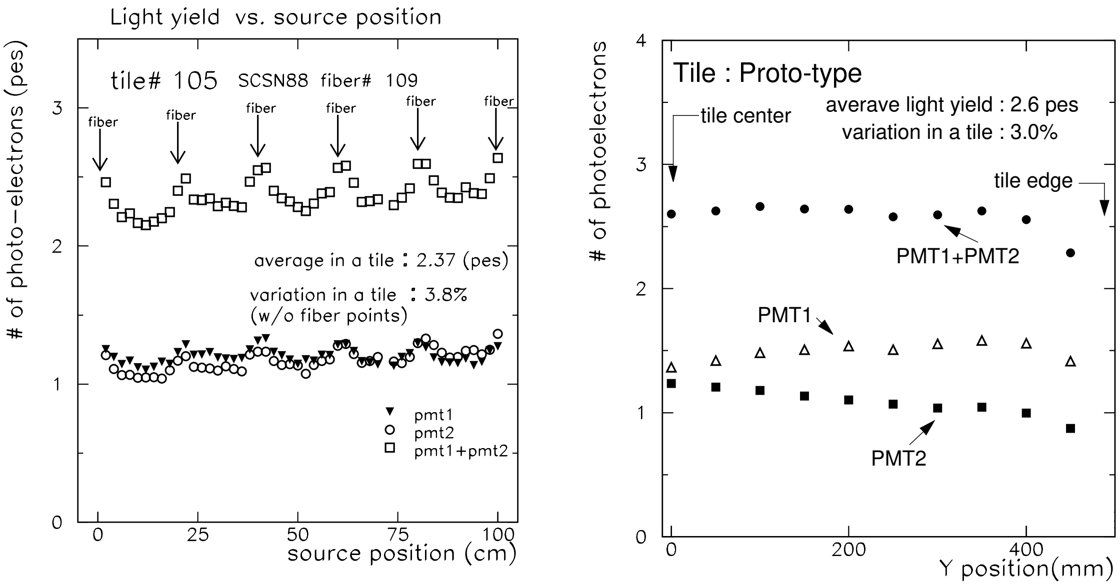


図 2.53: シンチレータの光量の位置依存性。左図は WLS ファイバーと直角方向にスキャンした測定で、右図はファイバーと平行にスキャンした測定。

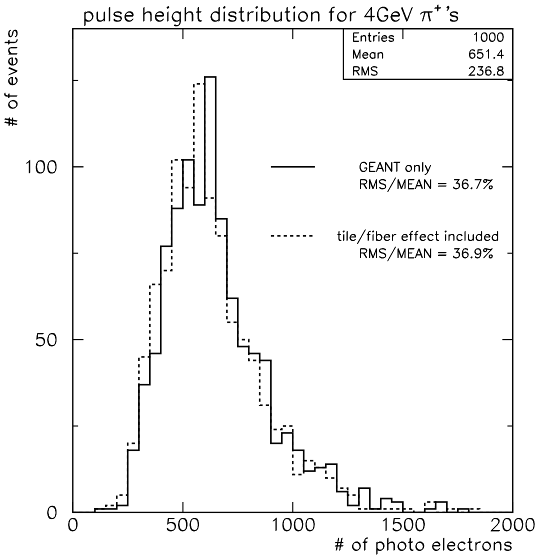


図 2.54: 光量の位置依存性が分解能に与える影響。

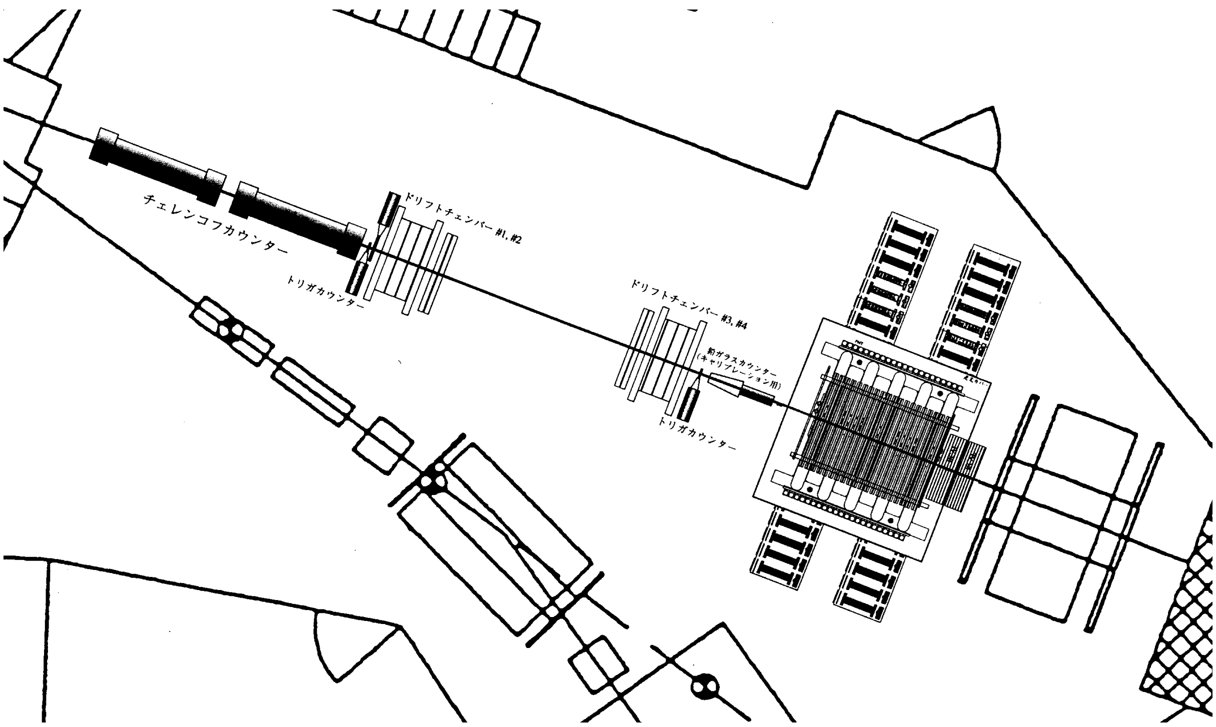


図 2.55: '96 モジュールのビームテストセットアップ。

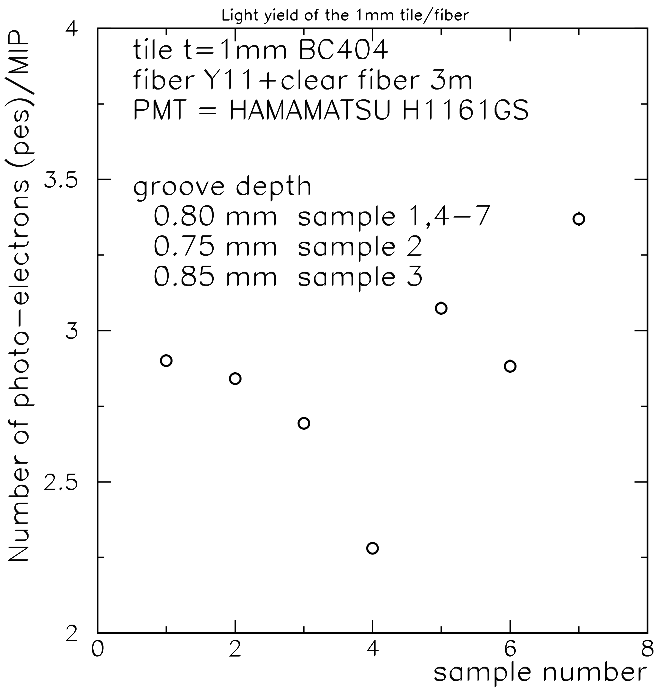


図 2.56: 1 mm 厚シンチレータの光量。横軸はサンプルの番号。

2.4.5 光検出器

標準測定器においては、ビーム軸方向以外の不感領域を無くすためカロリメータ全体は 2 テスラの磁場中に置かれる。このためシンチレータからの光は 2 テスラの磁場中で読み出す必要がある。結晶を用いたカロリメータでは PIN ダイオード等の磁場の影響を受けない光検出器を用いることができる。これに対してサンプリングカロリメータ、特に補償型のカロリメータにおいては光量が少ないため、強磁場中で動作しうる高増幅率の検出器が必要となる。

磁場中で使える増幅率の高い光検出器としてはファインメッシュ型光電子増倍管 (FMPMT) がある。しかしこの検出器は通常高々 1 テスラ迄しか使用に耐えない。

’93 年頃からハイブリッド型光検出器 (HPMT) という検出器が試作品としてテストされはじめてた [19, 20, 21]。これは光電面の後ろに逆バイアスをかけた PIN ダイオード (または APD) を置き、その間に数 kV 以上の高電圧をかけたものである。図 2.57にその構造を示す。光電面から飛び出した光電子は高電圧で加速されて PIN ダイオードに打ち込まれる。この電子は空乏層のなかで電子ホール対を作りながらエネルギーを失う。 3.6eV 当たり 1 個の電子ホール対が作られるので、例えば 10kV の加速電圧をかければ約 3000 個の電子ホール対ができ、増幅率は 3000 となる。(実際には表面の不感層のためこれより小さくなる。)

PIN ダイオードを APD に置き換えたものは VAPD の呼ばれ、静電加速に加えてさらに APD の増幅率の分だけ信号を増幅することが出来る。 APD は通常 100 倍程度の増幅率を持っているので 10^5 以上の増幅率を得ることができ、 PMT に匹敵する。

これらの光検出器の JLC への応用可能性を調べるため R&D を行ってきたが、その一環として磁場中での特性試験を’94 年と’96 年の 2 回行った。’94 年には FMPMT、 HPMT、 VAPD の 3 種類を 2.5 テスラまでの強磁場中でテストした。この結果に基づき’96 年には HPMT に的を絞って詳細なテストを行った。以下これらの結果について述べる。

磁場中テスト’94

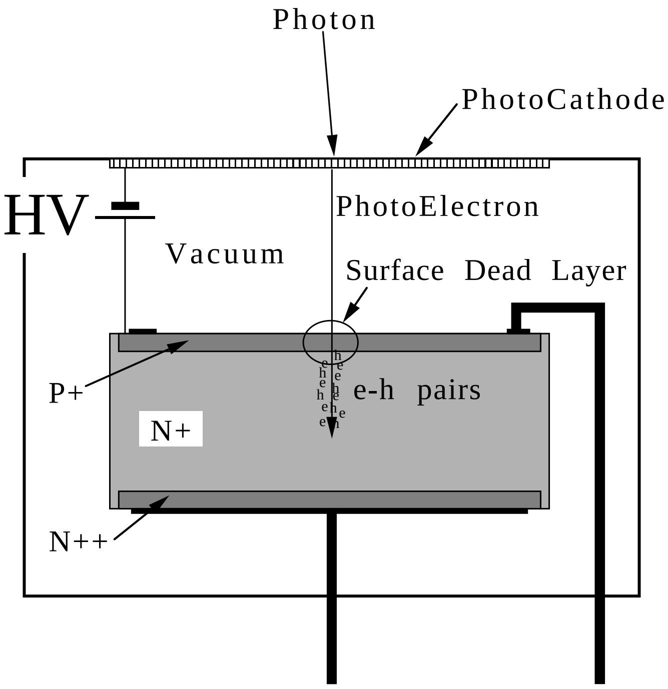


図 2.57: HPMT の構造

色々な検出器についてその長所と短所を明らかにするため、 FMPMT、 HPMT、 VAPD の 3 種類についてのテストを行った。この詳細な結果については論文 [22] に詳しい。

テストしたデバイスは、 HAMAHATSU 社製 24 段 FMPMT H2611SXA(24)、 Delft 社製 HPMT PP350B、及び Advanced Photonix 社製 VAPD 748-73-75-631 である。テストの配置は図 2.58のようになっている。暗箱の中に検出器と LED(青) が納められ、全体が磁場の中に置かれている。箱全体は磁場の外から回すことが出来るようになっている。検出器と LED の位置関係は固定されており、その間には光量調節のための光学フィルターが入れられるようになっている。

LED の光量のふらつきと光量に対する磁場の影響については別に測定し、それぞれ 0.7% 及び 1.5% 以下という値を得た。これらの値の今回の増幅率測定に与える影響は無視できるくらい小さい。

図 2.59に磁場と FMPMT の軸のなす角度に対する増幅率の依存性をプロットした。 2.5 テスラの強磁場においても 10^5 を越える増幅率があるが、角度に対する依存性は急である。

HPMT の増幅率と磁場となす角の関係を図 2.60に示した。 HPMT の耐圧が低いため増幅率の絶対値は小さいが、かなり角度をつけても増幅率の低下は小さい。また磁場を強くしても増幅率は殆ど変化はない。

VAPD の増幅率と磁場となす角度の関係を図 2.61に示した。 VAPD 中に磁性体が含まれていたため、 VAPD については高い磁場まで測定することが出来なかった。 HPMT との類推からずっと高い磁場まで動作すると推定されるが、確認が必要である。増幅率自体は磁場中でも 10^5 を越えるので、十分である。

エネルギートリガを動作させる上で、 1 チャンネル当たりのノイズを 2~3MeV のレベルに以下にしたい。 CAL の出力を 150 光電子 /GeV、プリアンプのノイズを 1500e$^-$ 相当と仮定すると、これを満たすためには HPMT の場合 4000 程度の増幅率が必要である。この増幅率は 18kV 程度の耐圧で実現できる計算であり、特に困難な値とは思われない。これに対して FMPMT は増幅率の角度依存性が大きく、実際の測定器の中に組み込んだ場合精度がでない可能性が高い。また VAPD はコストが高く、また量産レベルで高品質をたもつのは容易ではないと思われる。このような観点から、候補をを HPMT に絞って R&D を進めることにした。

HPMT テスト

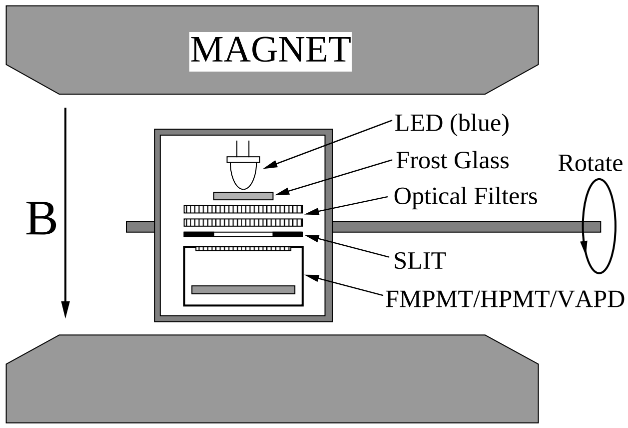


図 2.58: 光検出器の磁場中テストのセットアップ。

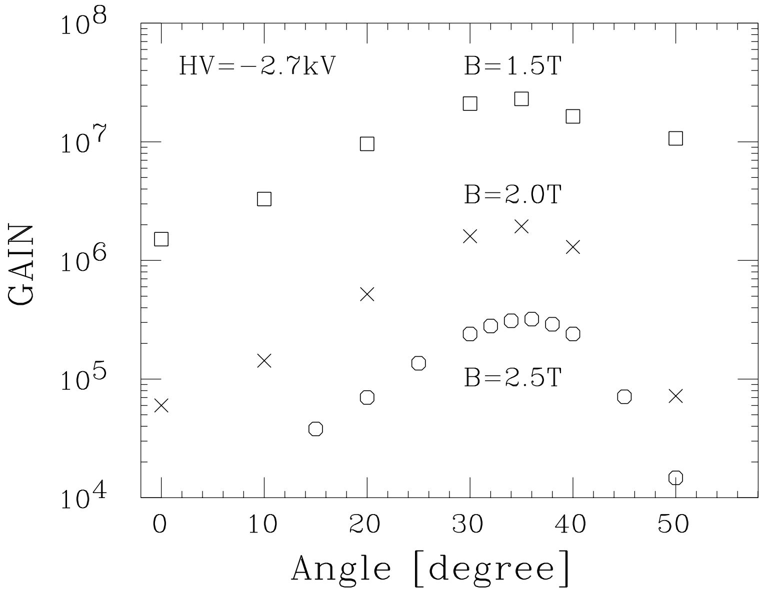


図 2.59: FMPMT の増幅率の磁場角度依存性。

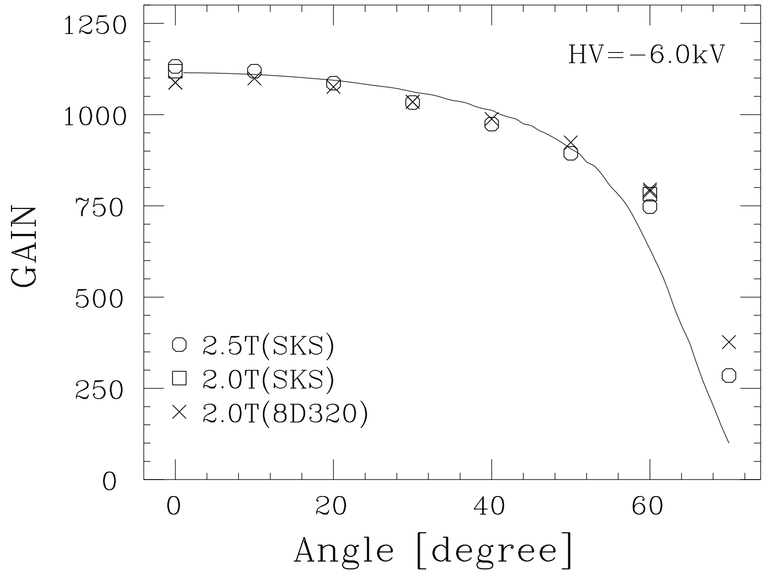


図 2.60: HPMT 増幅率の磁場角度依存性。実線は計算値。

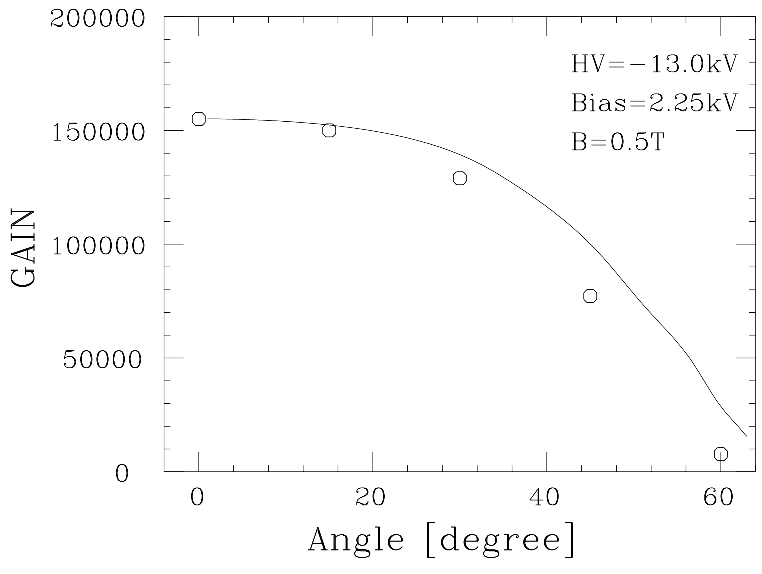


図 2.61: VAPD 増幅率の磁場角度依存性。実線は計算値。

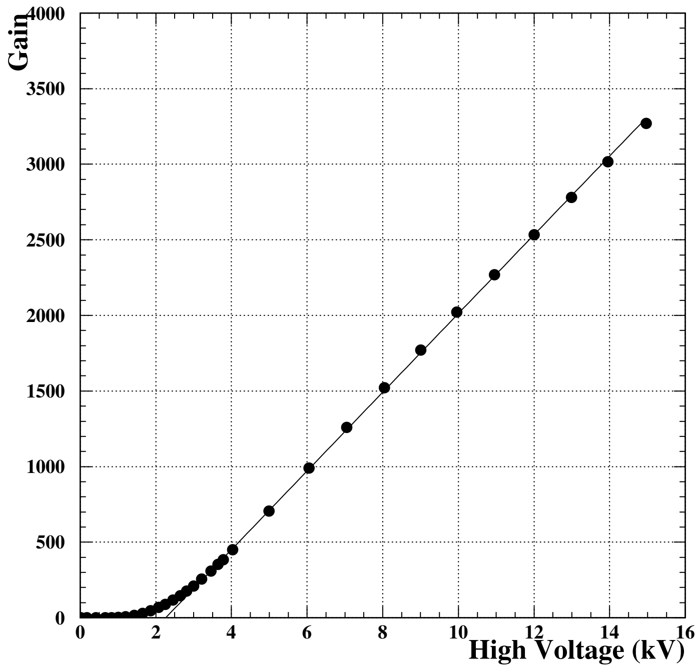


図 2.62: 磁場外での PP0350F の増幅率と HV の関係。

’94 年のテストの結果を踏まえ、その後以下のような具体的目標を設定して R&D を行なってきた。

- 4000 を越える高増幅率の達成。
- 一光子信号の検出。
- マルチピクセル化

一光子信号の検出は PS 測定器の光を HPMT で測定することを狙ったものである。但し実際の PS 測定器では MIP の通過に対して 10 個程度の光電子が期待できるので、必ずしも一光子信号の検出ができることが絶対条件ではない。

マルチピクセル化はシンチレータの WLS ファイバー読み出しを念頭に置いたものである。 HPMT は FMPMT に比べ受光面が小さいのが欠点であった。シンチレータからの光を WLS ファイバーで集める場合、光検出器に入るのはファイバーであるため受光面積はさほど必要としない。したがってマルチピクセル化はファイバー読み出しに対して極めて自然な解である。

上記の目的のため、 Delft 社製の PP0350F と PPD380D の 2 種類の HPMT について特性の測定やテストを行なってきた。

PP0350F は高耐圧型のシングルピクセル検出器で、 15kV までかけることができる。この HPMT について測定した増幅率と HV の関係を図 2.62に示す。 15kV において増幅率は約 3300 であり、目標の 4000 まではあともう半歩である。

PPD380D は 7 個のピクセルをもつ HPMT で、中心の 1 ピクセルを 6 個のピクセルが取り囲む配置をしている。耐圧は 10kV とあまり高くはない。この HPMT について測定した光電面上のレスポンスのスキャンの結果を図 2.63に示す。ピクセル境界において増幅率の低下が見られるが WLS ファイバーの読み出しに支障があるレベルではない。クロストークについてはまだ測定していない。

磁場中テスト’96

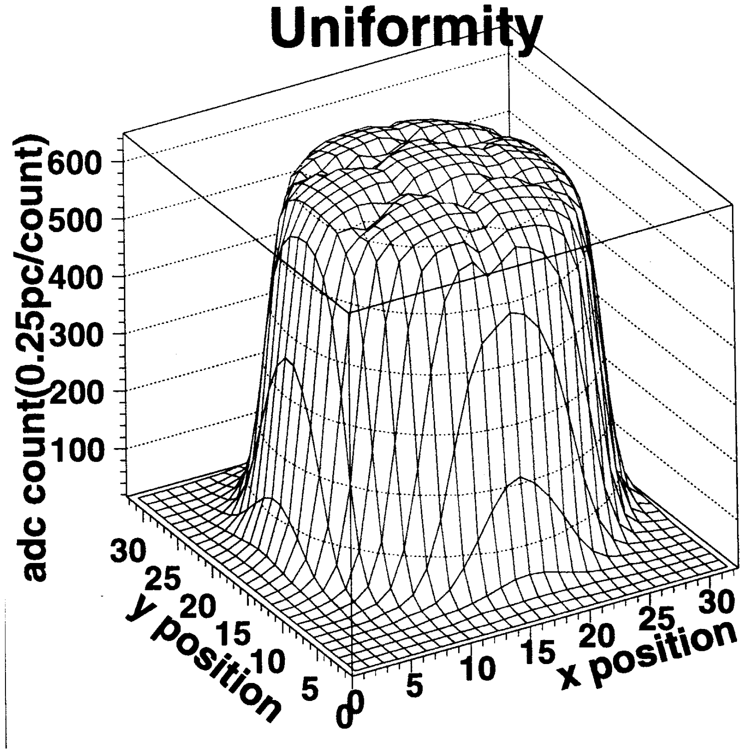


図 2.63: 7 ピクセル HPMT の光電面のレスポンス。

PP0350F と PPD380D について磁場中でのレスポンスを測定した。主な目的は PP0350F が磁場中でも高い増幅率を保つことの確認と HPMT の動作特性を電気力学で完全に理解出来ることの確認、及び'94 年のテストの時には未確認であった問題点の解決である。

磁場をかけると HPMT の増幅率は数 % 大きくなる。おそらくは光電子の磁力線への巻付きが原因と思われるが、前回のテストではデータが不足していて結論を出せなかった。今回のテストではその点を明らかにするべく詳細なデータを収集した。また前回は強磁場に主眼を置いていたため、微弱磁場における特異点的な振舞について詳しく調べることが出来なかった。このため今回は微弱な磁場においても詳しくデータを測定した。

セットアップは'94 年のテストのほぼ同一であ。ただし今回はマルチピクセル HPMT について光電面の位置依存性を調べるため、 LED をスライド出来る仕組みを取り付けておいた。

データは現在解析中であるが、一部のプレリミナリな結果を示す。図 2.64は PP0350F の増幅率の磁場強度依存性である。増幅率に見られるディップは、光電子が磁場中でサイクロイド運動をしながらシリコンに入射する時、非常に浅い角度で入射する条件に相当している点である。前回テストした HPMT よりも角度を変えたときの増幅率の落ち方がはやい。これは高耐圧を得るために高電面とシリコンの間隔を広げたためと思われる。この点は現在シミュレーションにより検証中である。

図 2.65は PPD380D の増幅率の磁場強度依存性を 7 個のピクセル全てについて示したものである。磁場の強さを変えるにつれてサイクロイド運動の軌道が変わり、信号が出るピクセルが移っていく事がわかる。

これらの結果についてシミュレーションとの比較を行い、 HPMT の特性が電気力学で理解できることを確立する。これによって目標性能を達成するためにはどのようなデザインをすれば良いのかを判断出来るようになる。

今後の方針

前述の 3 項目のうち、高増幅率とマルチピクセルについてはかなりの進展があった。これに対して一光子信号の測定についてはまだ具体的な成果は得られていない。これは一つには高増幅率低ノイズのプリアンプについての経験が不足していることによる。専門家の協力を仰ぎながらこの点を最優先に進めていく。

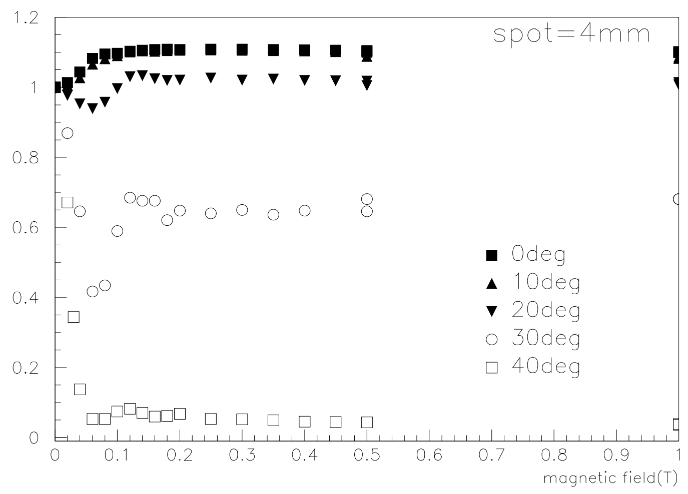


図 2.64: HPMT 増幅率の磁場強度依存性。

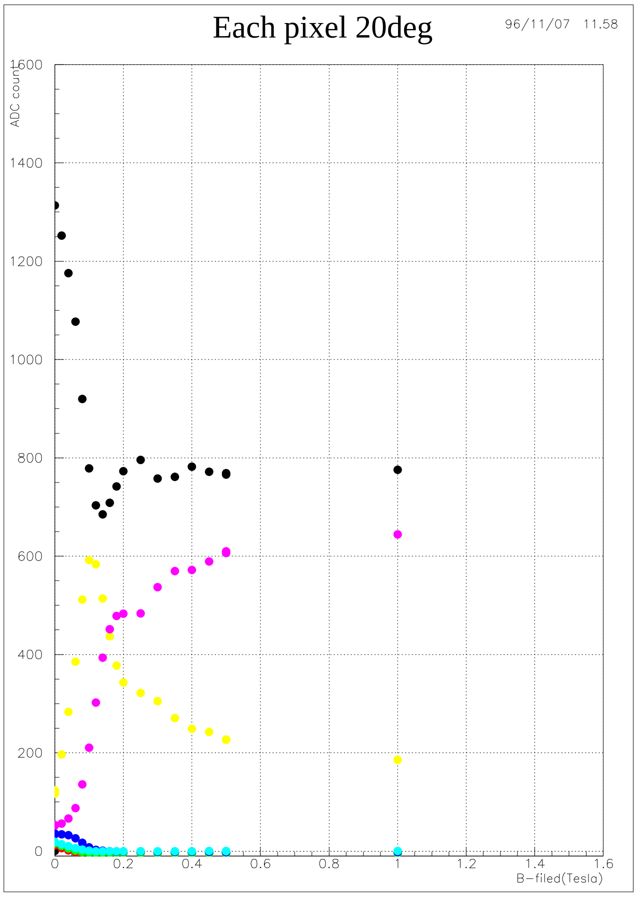


図 2.65: 7-pixel HPMT の増幅率の磁場強度依存性。

2.5 衝突点周辺

以下では、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 (JLC-1) について主に議論する。先ず、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。

2.5.1 概要

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非常に強い磁場で絞られる。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の裾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ウンドとなる。ビームの裾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$\sim$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。その場合には特に、カロリメータ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 $\pm 3\sigma_{x(y)}^\circ$ まではガウス分布をもち、これを越えて強度 1% の一様な裾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。

2.5.2 シンクロトロン光

偏向電磁石

図 2.66に示したように、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 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 2.69）、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$\sim$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$\sim$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

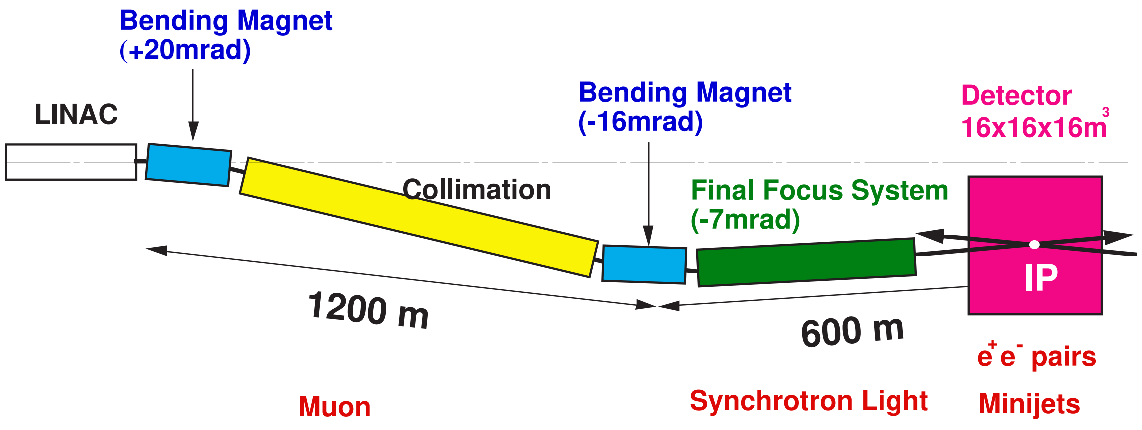


図 2.66: 主リニアック出口よりコリメーション部分から衝突点までの最終収束系ビームライン

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のものである。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、QC1 の設置位置とその磁極間隔が最適化する。もちろん、衝突点でのビームサイズなどのパラメータは、バックグラウンドを最小にし同時にルミノシティーが最大になるように最適化する。$6\sigma_x^\circ \times 35\sigma_y^\circ$ にコリメートされたビームによる放射光の拡がり (図 2.67) は、衝突点側の QC1 断面上で図 2.68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裾の形成確率は 3×10^{-9} であり、これによる放射光は無視できる。

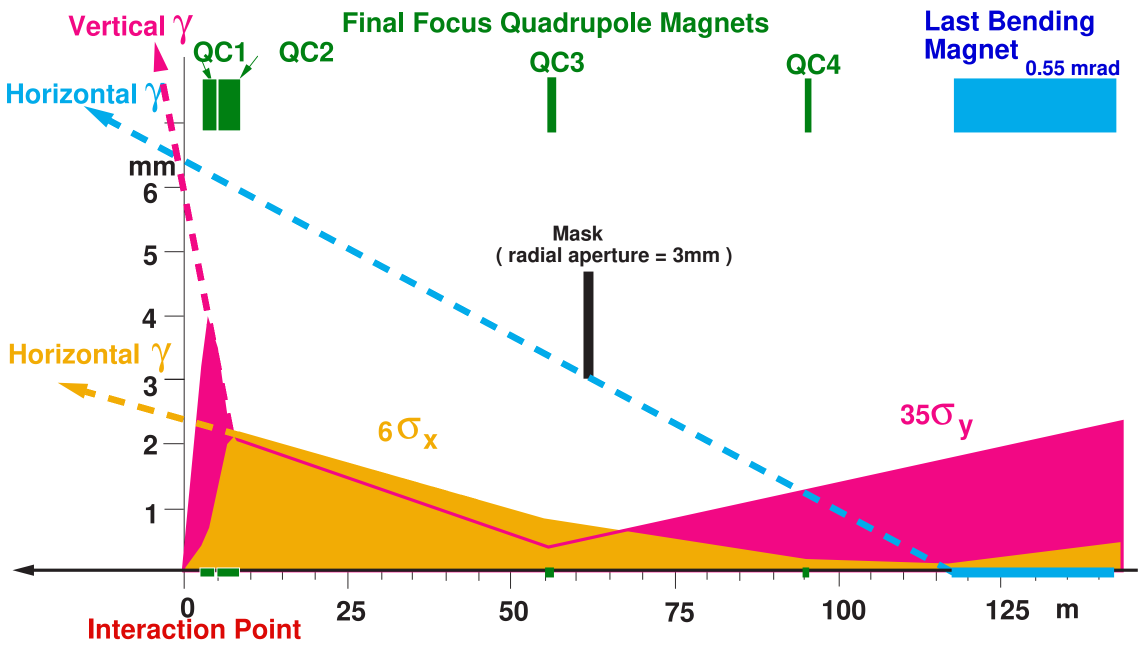


図 2.67: 衝突点に一番近い偏向電磁石より衝突点までの $6\sigma_x^\circ \times 35\sigma_y^\circ$ にコリメートされたビームの水平と垂直の拡がりを描いた。シンクロトロン光の衝突点付近での最大の拡がりを矢印で示した。

図 2.69は、QC1 の両端で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

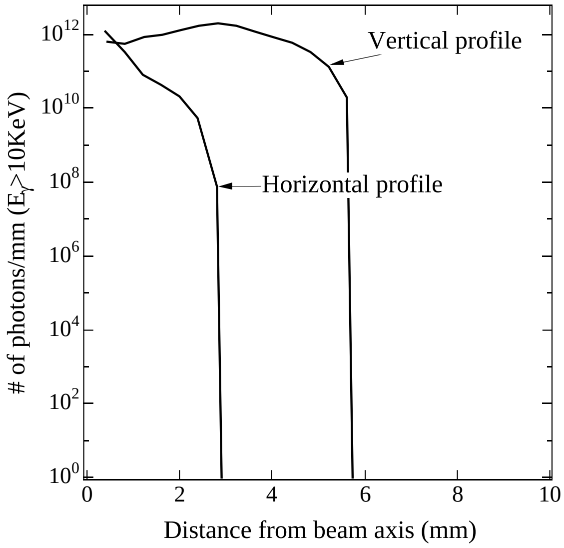


図 2.68: 衝突点側の QC1 断面上での放射光の水平、垂直それぞれの方向への拡がり。縦軸は 1mm 当たりの 10KeV 以上のエネルギーを持つ光子の数、横軸はビーム軸からの距離を示す。 72 バンチ連の 1 パルスすなわち約 10^{12} 個の電子から放射されるもので、 MQRAD コードによって計算された。

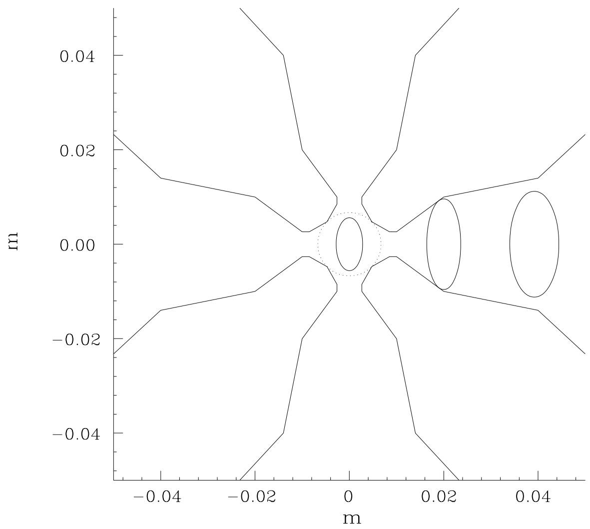


図 2.69: 入射及び出射する放射光の QC1 両端の断面上での拡がり。中心に点線で描かれた円は 4 つの磁極面に内接する円で、その半径は 0.67 cm である。三つの縦長の楕円で示されたものが放射光の拡がりを現している。それぞれの楕円中心はビーム軸でもある。 QC1 中心よりはずれたものは、衝突後に通過するものである。

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、バックグラウンドとして問題とならない。

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。加速器運転の初期の段階でエミッタンス ($\epsilon_{x(y)}$) が設計値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。

2.5.3 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：

$$N_\mu = 3.9(2.3) \times 10^{-4}\ E_e(\mathrm{GeV})/250 \ \text{ ただし }\ \mathrm{E}_\mu > 2(5)\mathrm{GeV}。 \tag{2.8}$$

予想される裾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 パルス当たり 2.8 (1.7) $\times 10^6$ 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 (図 2.70)[24], ミューオン減衰器 (図 2.71)[23, 24] 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。

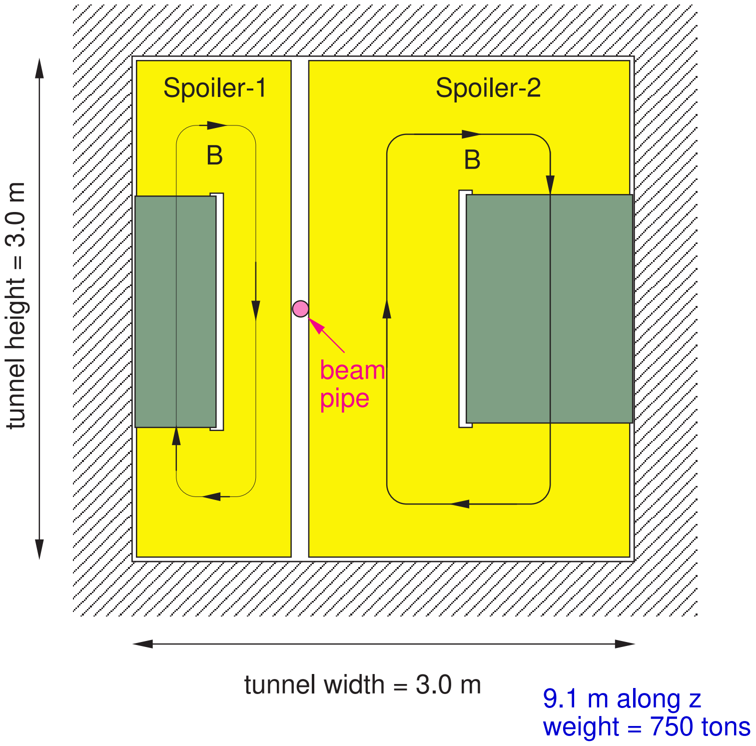


図 2.70: ミューオンスポイラー： LC93 で SLAC の L.Keller により提案された。 $3\mathrm{x}3\mathrm{m}^2$ のトンネルは 1.5 テスラに磁化された鉄製のスポイラーで満たされている。その長さは 9.1m で、重量は 750 トンである。

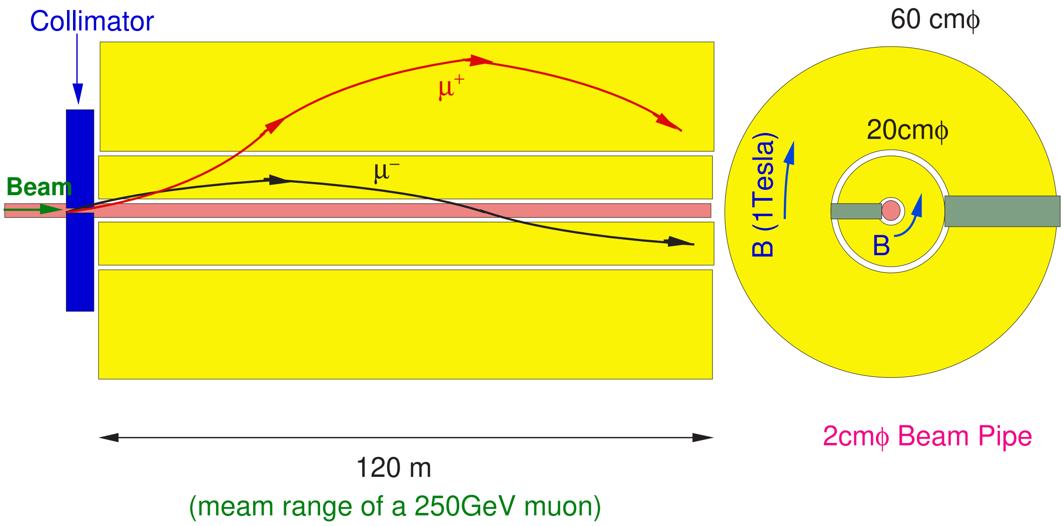


図 2.71: ミューオン減衰器： LC93 で高エネ研の波戸氏により提案された。 2 つの鉄パイプより成りビーム軸回りをそれぞれ反対向きに磁化されている。これは正負の電荷をもつミューオンをそれぞれ鉄パイプ中に取り組む。その長さは 120m でミューオンの 250 GeV のエネルギー損失相当である。

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裾の再成長は、次のように解析的に計算される。軌道上のビームの方向角度を σ_θ $(\equiv \sqrt{\epsilon_{x(y)}/\beta_{x(y)}})$ としたとき、１電子が最終収束系ビームラインを通過する間に $n\sigma_\theta$ 以上の角度を持つ確率（P_{tail}）は、

$$P_{tail}^{x(y)} = N_{gas}\frac{16\pi}{n^2\gamma^2}(2\pi Z r_e)^2\frac{1}{\epsilon_{x(y)}}\int_{FF}\beta_{x(y)}ds、 \tag{2.9}$$

で表される。ただし、

$$N_{gas} = 3.5\cdot 10^{22}\cdot P(\mathrm{torr})/\mathrm{m}^3。 \tag{2.10}$$

N_{gas} は真空度 P torr 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 $2.8{\cdot}10^{-15}\mathrm{m}$ 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 $P{=}10^{-10}\mathrm{torr}$、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ビームパルス当たり 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。

2.5.4 電子陽電子対

コヒーレント過程

ある一方のビーム中の粒子は、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、

$$\oint H_\phi d\ell = \frac{4\pi}{c}I \tag{2.11}$$

で計算される。ここで I はビーム電流値であり、バンチ電荷量を衝突時間で割ると、 $I = Ne/(L/c)$ 、で与えられる。従って、バンチ表面上での磁場の値は $H_\phi = 2Ne/LR$ となる。 $N = 10^{10}$、 $L = 100\mu\mathrm{m}$、 $R = 1$ nm の標準的な値を取ると、 10^4 テスラという非常に強い磁場が得られる。衝突までの平均時間は、 $\Delta t = L/2c$ なので、ローレンツ力（$F = ec\times H_\phi$）により曲げられる角度は $2F\Delta t/E_{beam} = 2Nr_e/\gamma R$ となる（r_e は古典電子半径）。標準的な値を用いると、 10^{-2} rad 程度である。 JLC 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} rad 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 2.72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しきい値を持つ。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。

$$2e\omega H_\phi\lambda_e = \frac{m_e^2\omega^2}{\epsilon_+\epsilon_-} \tag{2.12}$$

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。

$$\frac{\epsilon_+}{E_{beam}} \geq \frac{1}{2\Upsilon} \text{ 実際には } \frac{1}{5\Upsilon} \tag{2.13}$$

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、 $4.4{\times}10^9$ テスラの値をもつ。また、 Υ の

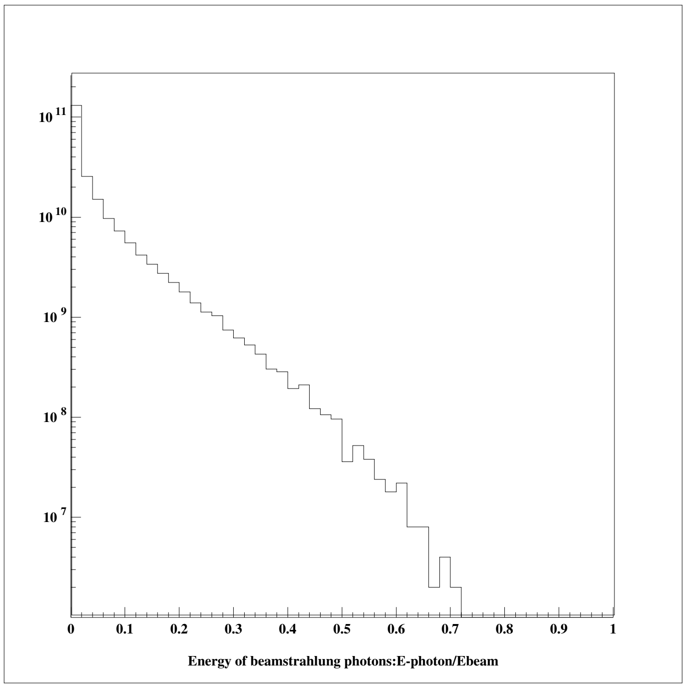


図 2.72: ビームエネルギー 250 GeV の JLC でのビームストラールング光のエネルギー分布。縦軸は任意のスケールの光子数で、横軸はビームエネルギーで割った光子エネルギーである。

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。

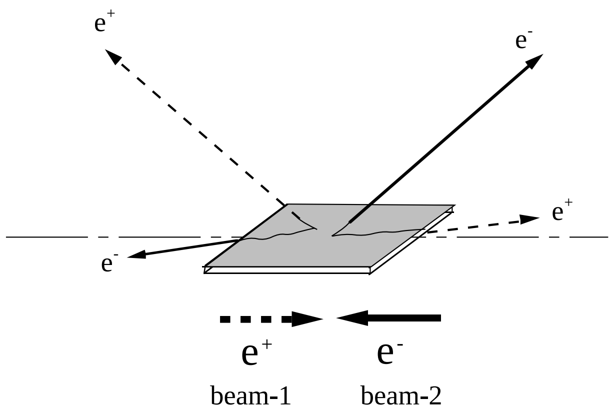
$$\Upsilon = \frac{5}{6}\frac{N r_e^2 \gamma}{\alpha\sigma_z(\sigma_x + \sigma_y)} \tag{2.14}$$

$E_{beam} = 250$ 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、そのエネルギーのしきい値は高く、 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 は式 (2.14) 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、式 (2.13) のエネルギーしきい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しきい値はなく、むしろ非常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: 1.9×10^3 個、（２）BH: 2.2×10^5 個、（３）LL: 4.5×10^4 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ウンドとなることが予想される。この過程を図 2.73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、非常によい近似で二次元力となる。図 2.73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



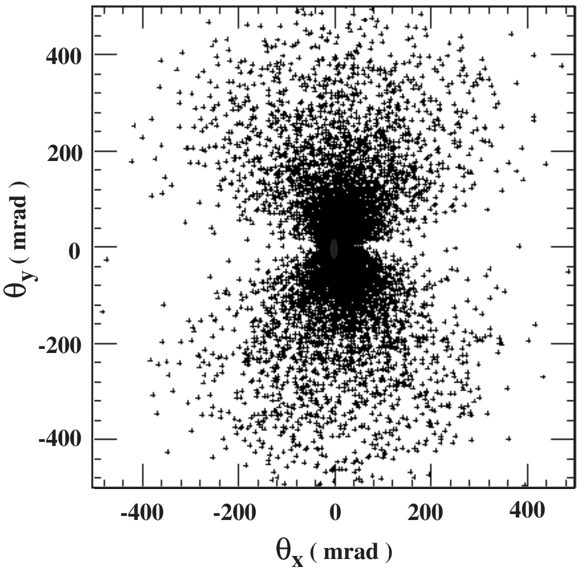


図 2.73: 左図：電子陽電子対生成と衝突中の磁場による曲がり。二つの偏平ビームは図の中央に重なり合った紙のように描かれている。相手側のビームと同じ電荷をもったものが強い斥力を受け大角度に散乱する。右図：生成された電子、陽電子の散乱角分布で横、縦軸はそれぞれ水平、垂直方向への散乱角を示す。

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。

$$E_\perp = \gamma E'_\perp, \quad H_\perp = \gamma \frac{v}{c} \times E'_\perp, \quad \gamma \equiv \frac{E_{beam}}{m_e} \tag{2.15}$$

この電場と磁場によって電荷 e の受ける力（F）は、

$$F = e(E_\perp \pm \frac{v}{c} \times H_\perp) \simeq e(1 \mp \frac{v^2}{c^2})E_\perp \tag{2.16}$$

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。

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{4Nr_e}{\gamma\epsilon}\frac{1}{L}\frac{\partial\Phi}{\partial x} \tag{2.17}$$

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

$$\Phi = \frac{1}{2(\sigma_x + \sigma_y)}(\frac{x^2}{\sigma_x} + \frac{y^2}{\sigma_y}) \tag{2.18}$$

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等価光子近似で計算されている [26]。三つの過程はすべて 2 光子衝突による電子陽電子生成（$\gamma\gamma \to e^+e^-$）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、

$$n_v(y) = \frac{2\alpha}{\pi}\frac{1}{y}\ln(\frac{1}{y}), \quad y = E_\gamma/E_{beam} \tag{2.19}$$

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 は光子の仮想性 (virtuality) などの量子的効果も考慮している。これは不確定性原理 ($\Delta p \cdot \Delta r > h$) 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 2.74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

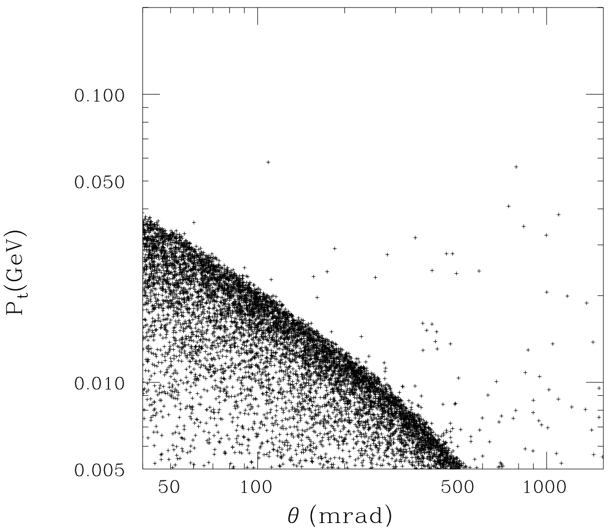


図 2.74: ビームエネルギー 250 GeV の JLC での電子陽電子対生成の粒子分布。縦軸は粒子のビーム軸に垂直方向の横運動量で、横軸は衝突後の散乱角度である。どちらも対数目盛で表している。

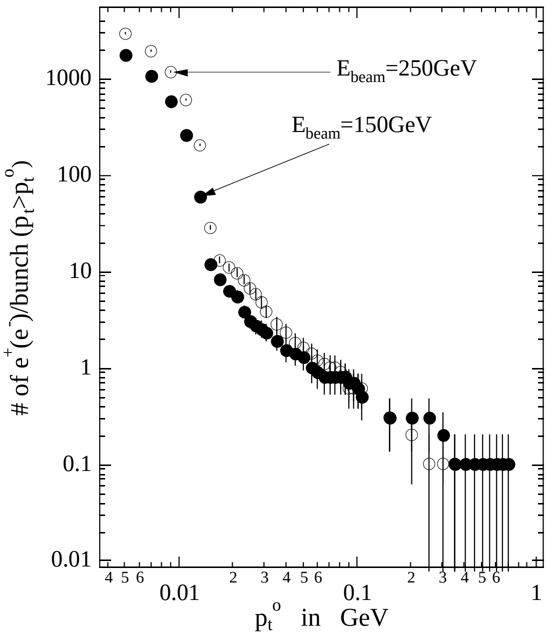


図 2.75: ビームエネルギー 150、 250 GeV の JLC での粒子の P_T 分布。縦軸は 1 バンチ衝突当たりの粒子数で、横軸は粒子の P_T である。

沿って濃い境界のあることが見える。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 2.75に示した。この分布には明らかに 2 成分あることがわかる。それらは、図 2.74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ウ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 [27]。

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ウンドを議論する。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（パルス）衝突当たりの全エネルギーは $6\times10^4(10^6)$ 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 2.76(a)

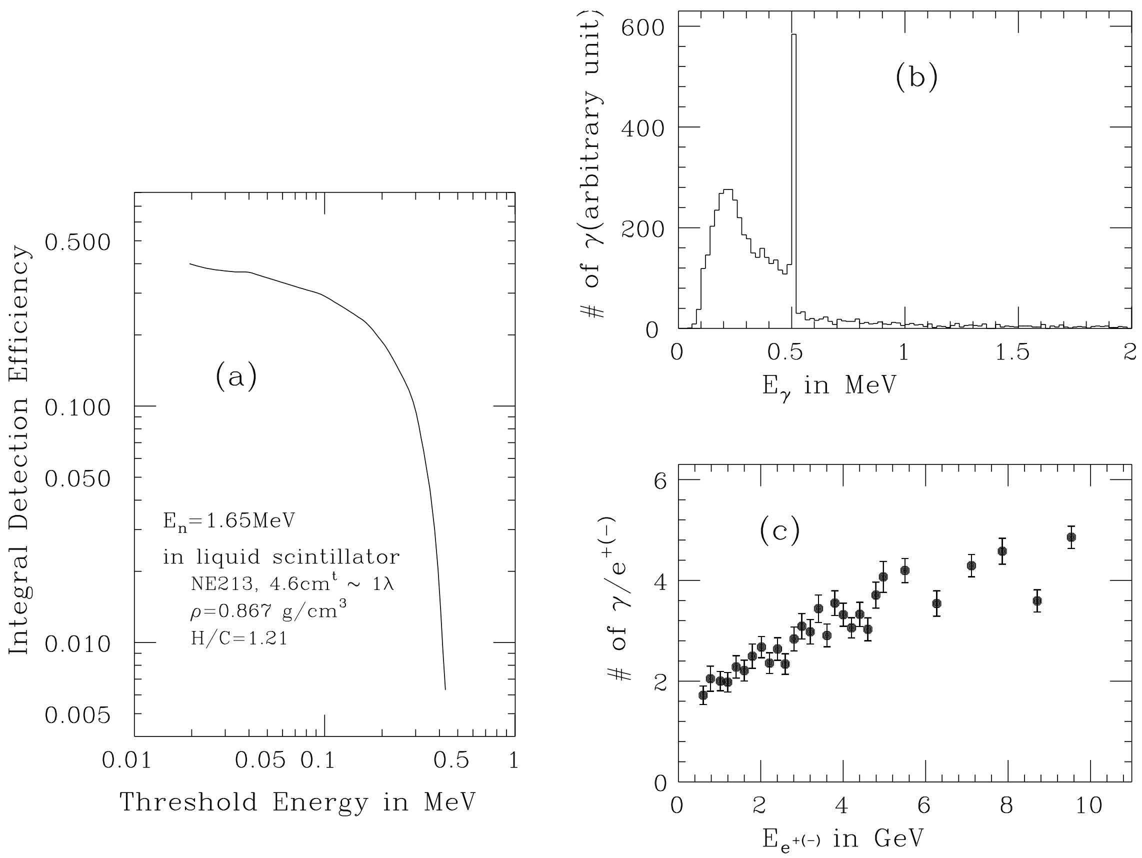


図 2.76: （a）液体シンチレータ（NE213）中でのエネルギー 1.65 MeV の中性子に対する測定効率。横軸は、電子のエネルギー相当に換算した測定器のエネルギーしきい値である。（b）入射エネルギー 0.5〜10 GeV に一様に分布している電子と磁極物質（Fe-Co-V: 49-49-2%）の衝突によって後方散乱される光子のエネルギー分布。これは、 EGS4 コードによるシミュレーションの結果である。（c）１入射電子当たりの後方散乱の光子数。横軸は、入射電子のエネルギーである。

より明らかなように、測定器が液体シンチレータの場合、そのエネルギーしきい値 0.1 MeV に対しては 30% 程度の測定効率をもつが、しきい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 0.025(2.5) 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 2.76(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（パルス）当たり $3 \times 10^4(10^6)$ 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 2.76(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。これは節 2.5.6で詳しく述べる。

2.5.5 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た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非常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 2.77にミニジェット生成断面積を

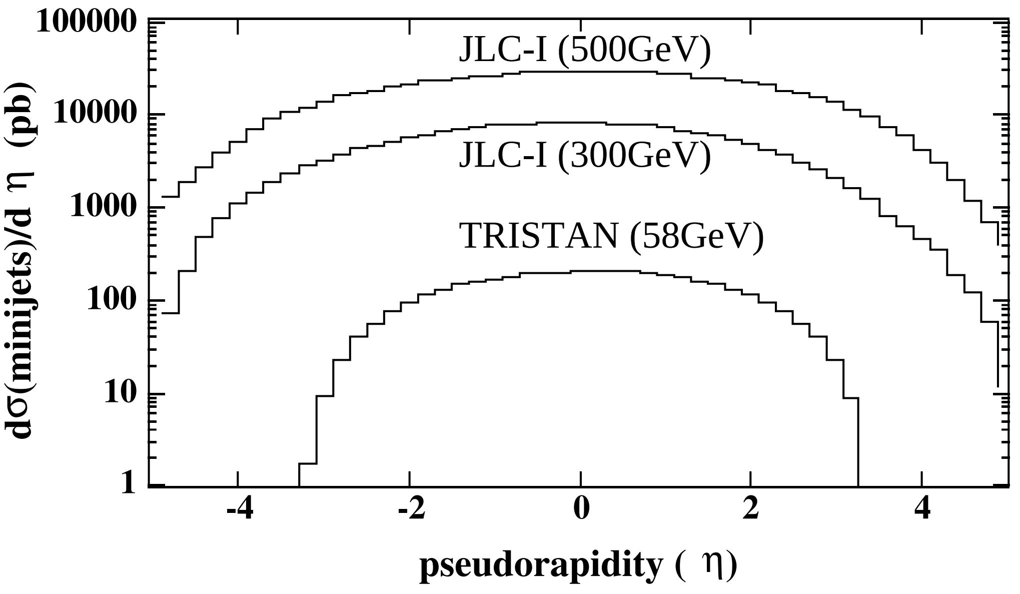


図 2.77: 重心系エネルギー 58 GeV のトリスタン、 300 GeV と 500 GeV の JLC での DG パラメトリゼーション（$p_{t,min} = 2.0$ GeV）を用いたミニジェットの角分布。

擬ラピディティー（$\eta \equiv -\ln\tan(\theta/2)$）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 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頻度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、それはバックグラウ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 [28]。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。

2.5.6　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 2.78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非常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 QC1 およびマスクまでの距離を各々 L_Q、 L_{mask} とし、マスクの開口部の半径を R_{mask} とすると、 QC1

からマスクの開口部を見るアクセプタンス η_{mask}（立体角を 4π で割った量）は、

$$\eta_{mask} = \frac{R_{mask}^2}{4(L_Q - L_{mask})^2} \tag{2.20}$$

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パルス衝突当たり 10^2 以下にするためには、 η_{mask} は 10^{-3} 以下でなければならない。したがって、

$$L_{mask} < \frac{2\sqrt{\eta_{mask}^{max}} L_Q}{\tan\theta_{mask} + 2\sqrt{\eta_{mask}^{max}}} \tag{2.21}$$

の不等式が成り立つ。ただし、 $\tan\theta_{mask} = R_{mask}/L_{mask}$ 、 η_{mas}^{mask} は η_{mask} の最大値である。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 2.75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 2.79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

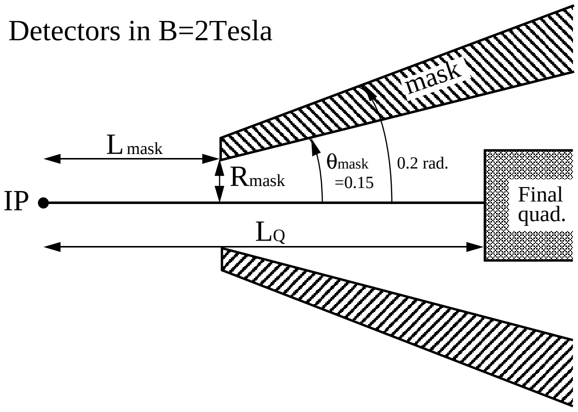


図 2.78: 衝突点（IP）付近のマスキングシステム。マスクを含む測定器は、２テスラの一様なソレノイド磁場中に置かれる。

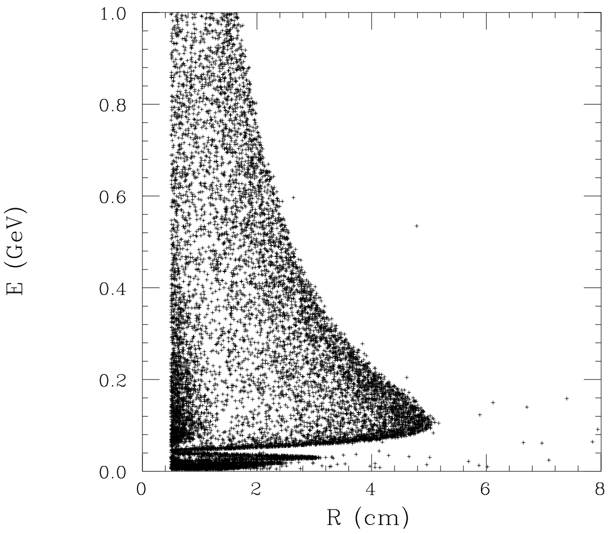


図 2.79: ビームエネルギー 250 GeV の JLC での電子陽電子対生成の粒子分布。縦軸は粒子のエネルギー（E）で、横軸は衝突点より 0.44 m の所での粒子の半径方向の位置（R）である。

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、 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。ビーム軸からの距離を R、ソレノイド中でらせん運動をする粒子の軌道半径を ρ ($\rho(\mathrm{m}) = P_T(\mathrm{GeV})/0.3B$(テスラ)) とすると、次式が成り立つ：

$$R = 2\rho\sin\frac{\phi}{2}, \quad \phi = \frac{0.3B\ell}{P_Z}。 \tag{2.22}$$

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、 $P \equiv\simeq 0.3B\ell/\pi$ 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 2.79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,

$$R_{max} = 2\rho = \frac{2P_T^{max}}{0.3B} \simeq \frac{2\ell\sin\theta_{max}}{\pi}、 \tag{2.23}$$

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与えられるとすると、

$$\theta_{max} \simeq \left[\frac{\ln(\frac{4\sqrt{3}D_x}{\epsilon})}{\sqrt{3}\epsilon D_x}\right]^{1/2} \theta_\circ \sqrt{2} \tag{2.24}$$

となる。ここで、 $\epsilon \equiv P/E_{beam}$, $D_x \equiv 2Nr_e/\gamma \cdot \sigma_z/(\sigma_x(\sigma_x+\sigma_y))$、 $\theta_\circ \equiv D_x\sigma_x/\sigma_z$ である。上式は、 $D_x/\epsilon \geq 1$ の場合の式（2.17）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、 $\sigma_z = 80\mu$m により、 D_x =0.14、 $\theta_\circ$ =0.44 mrad となり、 87 MeV の粒子に対して θ_{max} =0.20 rad と計算される。したがって、式（2.23）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 2.75より、マスク表面に衝突する粒子数は 1 バンチ（パルス）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。

2.5.7 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 2.80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

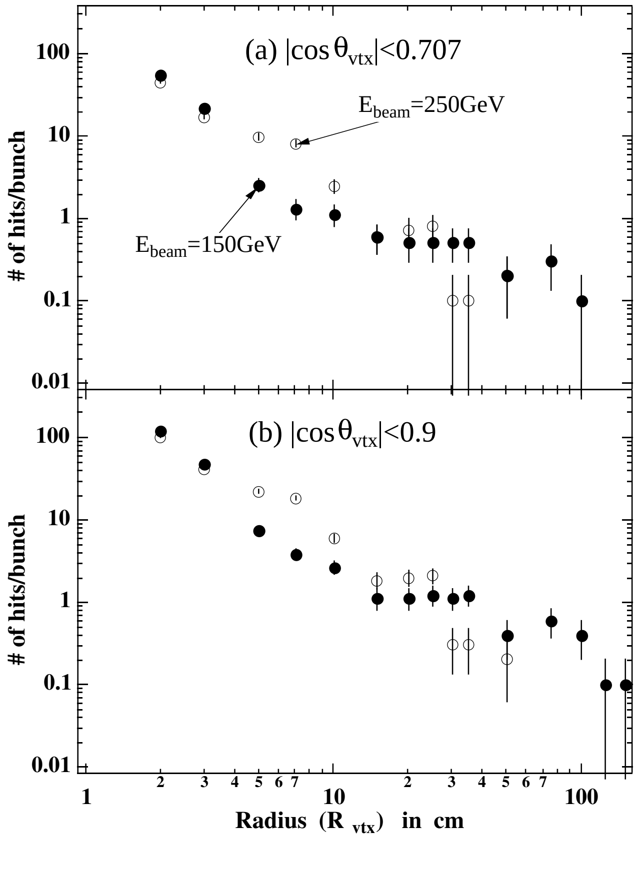


図 2.80: 電子陽電子対生成からの粒子によるバックグラウンド。粒子は、 2 テスラのソレノイド磁場中をヘリックス軌道を進行し、半径 R_{VTX} のシリンダー面を通過する点の数を縦軸に取っている。横軸はその半径 R_{VTX} で、（a）、（b）は、それぞれ $|\cos\theta| < 0.707, 0.9$ の角度領域に対応している。

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、非常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 2.80より１バンチ（パルス）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 2.80より１バンチ（パルス）衝突当たり 1 （100）個程度である。図 2.75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。

2.6 ルミノシティーの測定

2.6.1 概要

JLC においては実験から要求される十分なルミノシティーを得るために、衝突点におけるビームサイズはナノメーター程度となる。そのような大変微小なサイズの結果、ビーム · ビーム効果により電子及び陽電子のエネルギーが減少し、衝突のエネルギーは一定ではなくなる。しかも、最終収束磁石において様々な軌道を通ることにより生じるビームエネルギーの広がりは 1% に及ぶ [1]。ルミノシティー分布 (もしくは電子、陽電子衝突の重心系エネルギーの分布) を詳細に知ることは、トップクオークの物理の研究のようにしきい値で行う実験では特に重要である [29]。

現在行われている電子 · 陽電子衝突実験では素過程における輻射補正を除いて、衝突は一定のエネルギーで生じるという仮定のもとに、小散乱角のバーバー散乱過程によりルミノシティを測定している。しかし、 JLC 実験ではその仮定は上記のように成り立たないので、従来の方法では十分な測定精度は得られない。 Miller らは、大散乱角のバーバー事象のアコリニアリティ角分布を測定することでルミノシティ分布を測定することを提案した [30]。これは電子と陽電子の衝突の際のエネルギーの相異がバーバー散乱のアコリニアリティ角に反映されることに基づく。

我々はリニアコライダー実験でのルミノシティ分布ジェネレータを開発し、 JLC 実験において上記の方法でルミノシティ分布を測定する研究を行った [31]。

2.6.2 イヴェントジェネレータ

横谷らはビームビーム相互作用を詳細に計算するシミュレーションプログラム、 ABEL[32] と CAIN[33] を開発した。これらは電子 · 陽電子衝突のみではなく、電子 · 光子衝突、光子 · 光子衝突等の衝突エネルギーの分布をも詳細にシミュレーションすることが可能である。それらを用いた結果、電子 · 陽電子衝突エネルギーの分布をよく再現する経験式も提案されている [35]。重心系のエネルギーが 500 GeV の時の、 CAIN と横谷の経験式によるルミノシティ分布の比較を図 2.81に載せた。

ここで仮定した JLC の加速器のパラメータは表 2.4 にまとめられている。実験的に重要な 450 GeV 以上で横谷の経験式は CAIN の結果を非常によく再現している。 この横谷の経験式に基づき効率のよいイヴェントジェネレータ

E_{beam}/GeV	250	σ_x/nm	260.0
$N_{particles}/10^{10}$	0.7	σ_y/nm	3.04
$\epsilon_x/10^{-6}$mrad	3.3	σ_z/μm	90
$\epsilon_y/10^{-6}$mrad	0.048	f_{rep}	150
β_x^*/mm	10.0	n_{bunch}	85
β_y^*/mm	0.1		

表 2.4: JLC の加速器のパラメーター

を開発した [36]。図 2.82に示すようにこのジェネレーターは横谷の経験式によるルミノシティ分布をよく再現する。ビーム · ビーム相互作用の他に、ビームエネルギーの拡がりもルミノシティ分布を変える。このビームエネルギーの拡がりの詳細な関数はよく分かっていないのだが、ここではエネルギーの基準値のまわりに ±1% の平坦分布をしていると仮定した。図 2.83(A) にその効果を示した。

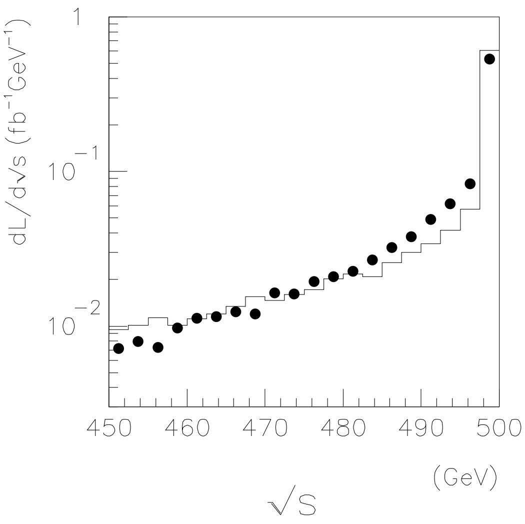


図 2.81: 横谷の経験式 (ヒストグラム) と CAIN(黒丸) によって生成されたルミノシティ分布との比較。

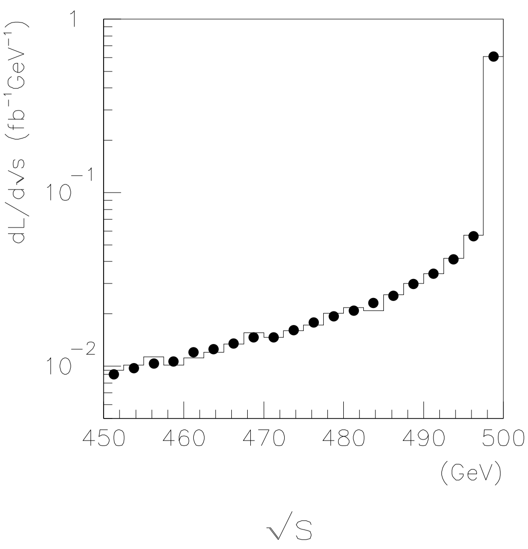


図 2.82: 横谷の経験式 (黒丸) と我々のジェネレータ (ヒストグラム) によって生成されたルミノシティ分布との比較。

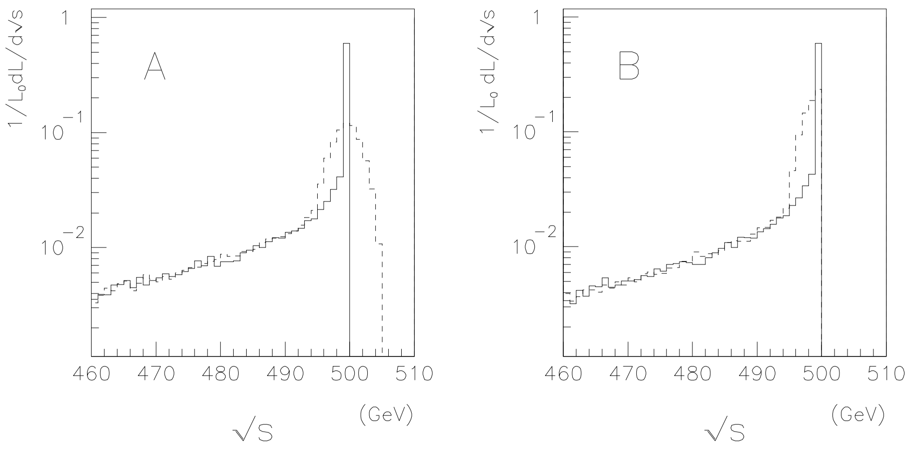


図 2.83: (A) 実 (破) 線ヒストグラムはビームエネルギーの拡がりを考慮しない (した) 時のバーバー散乱の断面積の重みをつけたルミノシティ分布。(B) 実 (破) 線ヒストグラムはビームエネルギーの拡がりを考慮しない (した) 時のバーバー散乱事象のアコリニアリティ角から測定されたルミノシティ分布。

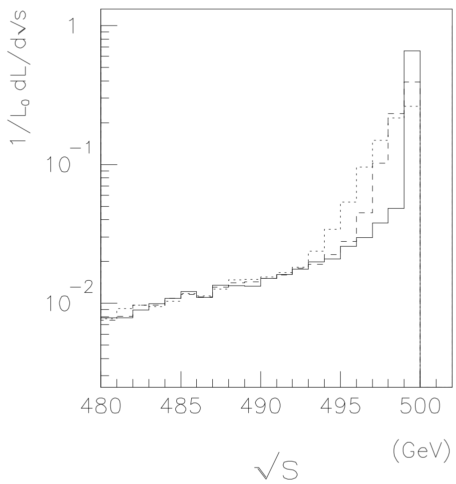


図 2.84: 実線、及び破線、点線のヒストグラムはそれぞれ' 完全' な測定器、及び 3 mrad 、 5 mrad の分解能を仮定した時のバーバー事象のアコリニアリティ角から測定されたルミノシティ分布。

バーバー散乱のイヴェントジェネレータは自動振幅生成プログラム GRACE[37] および BASES/SPRING プログラム [38] を用いて作成した。これにより、このジェネレーターでは重みが 1 のイヴェントが効率よく生成できる。一方、バーバー散乱の計算は最低次にとどまっているが、この過程に対する高次補正はよく研究されており [39] 高次効果を差し引くことはそれほど困難ではないと思われる。

2.6.3 ルミノシティ分布の測定

衝突する電子と陽電子の運動量の差はつぎの式でアコリニアリティ角と関係がつく、

$$\Delta P = \frac{\theta_A P_b}{\sin \bar{\theta}}。 \tag{2.25}$$

ここで、 ΔP は衝突する電子と陽電子の運動量の差を、 θ_A はアコリニアリティ角を、 P_b は公称のビーム運動量を、そして $\bar{\theta}$ は散乱された電子、陽電子の散乱角の平均をそれぞれ意味する。つまり、もし、 P_b が別の独立な測定で決定

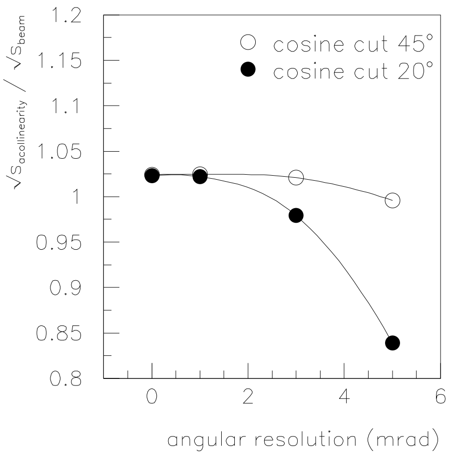


図 2.85: 重心系のエネルギーが 495 GeV 以上のバーバー事象のアコリニアリティ角を用いて測定されたルミノシティと入力ルミノシティとの比の角度分解能依存性。異なった最小散乱角を用いたときの比も示されている。

されるなら、バーバー事象のアコリニアリティ角の測定により電子、陽電子の運動量の差の分布が得られることになる。この運動量の差より測定された重心系のエネルギー, $\sqrt{s_{meas}}$, は次の式でもとまる:

$$\sqrt{s_{meas}} = \sqrt{s_{nominal}} - \Delta P。 \tag{2.26}$$

ここで $\sqrt{s_{nominal}}$ は、 P_b の測定により得られる重心系エネルギーである。図 2.83(A) に示される様にビームエネルギーの拡がりは $\sqrt{s_{nominal}}$ 以上の重心系エネルギーを生じさせるが、図 2.83(B) の様に、測定された $\sqrt{s_{meas}}$ はアコリニアリティ角の正値性より $\sqrt{s_{nominal}}$ 以下である。この点はアコリニアリティ角を使う方法の限界である。

測定器の誤差の効果をビームエネルギーの拡がりの効果から区別して研究するために、以下の議論ではビームの拡がりは無視する。荷電粒子の角度測定に誤差がないと仮定された' 完全' な測定器と、角度測定に 3 mrad 、及び 5mrad の誤差を持つと仮定された測定器を用いた場合に得られるルミノシティ分布を図 2.84に載せた。分解能による効果は疑似バーバー事象の各軌跡の角度をガウス分布でぼやかした。

散乱角が 45 度から 135 度の事象を約 1 年間収集したことに相当する 10 fb^{-1} のバーバー事象の解析を、おこなった。分解能が 1mrad の時の結果は' 完全' な測定器の場合と見分けがつかないので図 2.84には載せていない。分解能が 3mrad の場合は、測定された分布に違いがみてとれる。しきい値でのトップクオークの物理研究では公称エネルギーの前後、トップクオークの崩壊幅程度の領域でのルミノシティ分布が重要である。トップクオークの質量を 175 GeV とすると、標準模型ではその幅は 1.55 GeV である。角度分解能の違いによる重心系のエネルギーが 495 GeV 以上のルミノシティ分布を図 2.85に示す。散乱角 45 度以上のバーバー事象を用いた時測定器の角度分解能が 3 mrad より良ければ、十分な精度でルミノシティ分布が測定できることがわかる。注意が必要なことは、この方法では' 完全' な測定器を用いたとしても完全に分布が再現されるわけではないことである。ビーム · ビーム効果で電子、陽電子エネルギーが等しく失われた時、重心系のエネルギーは $\sqrt{s_{nominal}}$ からずれているにもかかわらず事象はコリニアーとなる。図 2.85における' 完全' な測定器の場合の 5% ずれはこのために生ずる。この解析法では電子、陽電子が同時に同じだけエネルギーを失う確率が低いことを仮定せざるを得ない。

バーバー事象の断面積は、 $\sin^2\theta$ で急激に増加し統計的に有利となる。もし 45 度以上のバーバー事象を用いる代わりに 20 度以上のものを用いるとすると、統計が 10 倍になる。しかし、小散乱角の事象を用いるときは、測定器固有の分解能に更に式 (2.26) の $1/\sin\bar{\theta}$ の因子で測定の分解能は悪くなる。図 2.85ではこの角度因子は含まれていない。しかしながら、小散乱角の事象はもともとのルミノシティ分布をかえてしまうことがわかる。それぞれの角度分解能における、散乱角の最小角を変化させた時の効果を図 2.86に示す。分解能を 1mrad に保つことができれば、最小散乱角を 20 度までさげることができる。

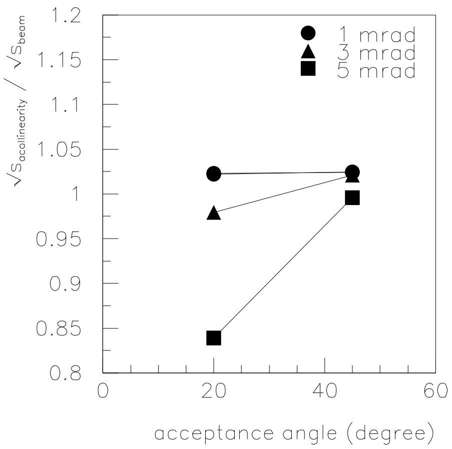


図 2.86: 重心系のエネルギーが 495 GeV 以上のバーバー事象を用いて測定されたルミノシティ分布の、最小測定角度を変化させた時の依存性。

2.6.4 ビームパラメータの再構成

ルミノシティ分布は次のビームパラメータによってきまる。即ち水平、垂直及び横方向のビームサイズ、$(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ とビームバンチ中の粒子の数、N、である。横谷の経験式は $B \equiv N/(\sigma_x + \sigma_y)$ と σ_z の 2 つの独立なパラメータで表される。この 2 つのパラメータは最尤法を用いることで測定されたルミノシティ分布から決定できるはずである。バーバー事象を用いる前記のアコリニアリティの解析によって得られたルミノシティ分布に対し、パラメータ B または σ_z の 1 パラメータ - フィットを行った。加速器のパラメータとしては、重心系のエネルギー 500 GeV で表 2.4の加速器パラメータを基準とした。

まず、前記の方法により' 実験データサンプル (E- サンプル)' と' 最尤関数サンプル (L- サンプル)' を生成した。E- サンプルは基準条件で最小角度 45 度のものを 10 fb^{-1} 相当の統計で、最小角度 20 度のものを 1 fb^{-1} 相当で、用意した。測定された軌跡の角度は仮定された角度分解能でぼやかされ、アコリニアリティ角の測定から E- サンプルのルミノシティ分布が得られる。一方、 L- サンプルは基準値のまわりでパラメータをずらして、生成した。 E- サンプルの統計誤差より L- サンプルのそれが十分小さくなるように、 L- サンプルでは実験条件から期待される事象数の 10 倍以上の事象数が生成された。 E- サンプルと同様に測定された角度がぼやかされ、それぞれの L- サンプルのルミノシティ分布が得られる。その分布は 50 ビンに分割され、次の最尤関数が定義される:

$$\mathcal{L}(I(\sqrt{s}); B, \sigma_z) \equiv N_l(I(\sqrt{s}))/N_{l-sample}、 \tag{2.27}$$

ただし、 $I(\sqrt{s})$ は測定された重心系のエネルギー $\sqrt{s}$ の分割されたビンの番号を、また $N_l(I(\sqrt{s}))$ は L- サンプルの I 番目のビンの事象数を、 $N_{l-sample}$ は L- サンプルの総事象数を表す。対数化された最尤関数は、以下の様に定義された。

$$\mathcal{LL} \equiv \sum_{j=1}^{N_{e-sample}} \ln \mathcal{L}_j、 \tag{2.28}$$

ここで、 $N_{E-sample}$ は E- サンプルの総事象数を、そして $\mathcal{L}_j$ は E- サンプル中の j 番目の事象の最尤関数である。

パラメータ B 及び σ_z の関数としての対数化された最尤関数の分布を, 図 2.87に示す。最小角度 45 度で角度分解能が 1mrad の時、バーバー事象を 10 fb^{-1} 用いれば (1 年相当)、数パーセントの精度でビームパラメータが求まることがわかる。もしもっと頻繁にルミノシティ分布のモニターを必要とするならば最小角度 45 度のバーバー事象を使うのでは不十分である。角度分解能を 1% 保ちつつ最小角度を 20 度にするならば、約 1 fb^{-1} のバーバー事象で数パーセントの精度の確保は可能である。

以上見てきた様に、ビームエネルギーの拡がりがそれほど大きくないという理想的な条件のもとで、大角度バー

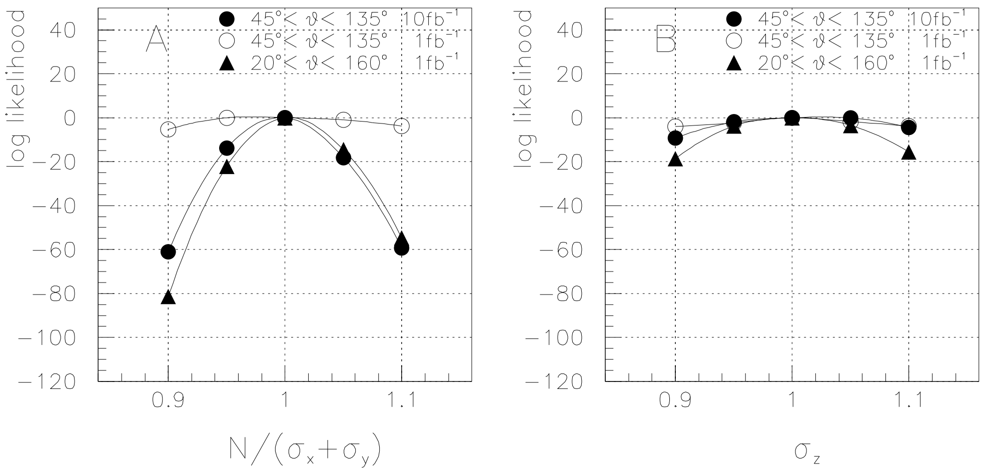


図 2.87: 加速器パラメーター、$B = N/(\sigma_x + \sigma_y)$ (A) と σ_z (B) の対数化された最尤関数分布。それぞれのパラメータをノミナルな値から 10% 変化させている。また、ノミナルな値で対数化された最尤関数がゼロになるように規格化されている。

バー事象のアコリニアリティ分布を測定することにより、ルミノシティ分布を測定する可能性について検討した。もし標準ビームエネルギーが他の独立な測定により決定され、また 1mrad の角度分解能を持つ測定器を用いるならば、ルミノシティ分布は十分な精度で決定できることが分かった。更に測定されたルミシティから、最尤法によるフィットによりビームパラメータも決定できることがわかった。頻繁なビームパラメータのモニターのためには低い散乱角度まで十分なアクセプタンスを持ち、良い角度分解能の測定器が必要である。

ここでは、ビームエネルギーの拡がりを無視したが、この拡がりと始状態の輻射補正を考慮した時のルミノシティ測定は今後の課題である。

参考文献

[1] JLC group, JLC-I(the green book), *KEK Report 92-16* (1992).

[2] M.G. Strauss, *et al.*, *SLAC-PUB-6686* (1994).

[3] S. Hedges, *et al.*, *SLAC-PUB-95-6950* (1995).

[4] T.Tsukamoto, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A383** (1996) 256.

[5] C. Claeys, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A377** (1996) 244.

[6] E. Fretwurst, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A377** (1996) 258.

[7] Z 位置が与えられた時の電場分布はたとえ重力サグの大きさがワイヤー毎に異なっていても、エンドプレートではなくてその場所でのワイヤー位置を使用すれば計算することができる。

[8] Veen Hove, A Drift Chamber simulation program GARFIELD, 1994.

[9] T.Regan, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A219** (1984) 100; S.Bhadra, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A269** (1988) 33; E.R.Mueller, *et al. Nucl.Instr. and Meth.* **A281** (1989) 652.

[10] D.Acosta, *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A308** (1991) 481.

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

[12] T.Hasegawa, Master Thesis.

[13] Y.Fujii, Proc. of 2nd JLC Workshop.

[14] K.Ishii *et.al.*, to be published in *Nucl. Instr. and Meth.* **A**.

[15] F.Kajino, *et.al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A383** (1996) 260.

[16] C.W.Fabjan and R.Wigmans, *Rep. Prog. Phys.* 52 (1989) 1519.

[17] D.Acosta *et.al.*, *CERN-PPE/91-223*.

[18] A.Beretvas, *et.al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A329** (1993) 50.

[19] S.Basa, *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A330** (1993) 930.

[20] H.Arnaudon, *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A342** (1994) 558.

[21] P.Cushman and R.Rusak, *Nucl. Instr. and Meth.* **A333** (1993) 381.

[22] Y.Fujii *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A366** (1995) 71.

[23] E.A.Kushnirenko,proceedings of *The International Workshop on Final Focus and Interaction Regions of Next Generation Linear Colliders*, May 2-6,1992, *SLAC report SLAC-405*, p225.

[24] Proceedings of *Fifth International Workshop on Linear Colliders (LC93)*, October 13-21, 1993, *SLAC report SLAC-436*, p383.

[25] P.Chen and V.I.Telnov,*Phys. Rev. Lett.* **63**, 1796 (1997).

[26] T.Tauchi, K.Yokoya and P.Chen, *Part. Accel.* **41**, 29 (1993).

[27] T.Tauchi and K.Yokoya, *Phys. Rev.* E **51**, 6119 (1995).

[28] A.Miyamoto, proceedings of *the Third Workshop on JLC* ed. A.Miyamoto, *KEK Proceedings* 92-13 (1992) p389.

[29] See, for example, articles in *the proceedings of Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka 1995, ed.by A. Miyamoto et al., World Scientific (Singapore) (1996).

[30] M.N. Frary, D.J. Miller, in: e^+e^- collisions at 500 GeV: the physics potential, ed.by P. Zerwas, *DESY report 92-123A* (1992) .379.

[31] N. Toomi, J. Fujimoto, S. Kawabata, Y. Kurihara and T. Watanabe, *KEK-CP-051*.

[32] K. Yokoya, *KEK-Report 85-9* (1985); *ibid. Nucl. Instr. and Meth.* **A251** (1986), 1.

[33] P. Chen, G. Horton-Smith, T. Ohgaki, A.W. Weidemenn, K. Yokoya, *Nucl. Instr. and Meth.* **A355** (1995) 107.

[34] Tesla Collaboration, Conceptual Design Report, in preparation.

[35] K. Yokoya, P. Chen, 'Electron energy spectrum and maximum disruption angle under multi-photon beamstrahlung', Presented at *the IEEE Particle Accelerator Conference, Chicago, 1989*, *SLAC-PUB-4935* (1989).

[36] N. Toomi et al., in preparation. Please contact to *toomi@kekvax.kek.jp*.

[37] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Shimizu, H. Tanaka. GRACE manual, *KEK report 92-19* (1993).

[38] S. Kawabata, *Comp.Phys.Comm.*, **41** (1986) 127; *ibid.,* **88** (1995) 309.

[39] A. Arbuzov, *et al.*, *Phys. Lett.* **B383**(1996) 238.