

SSCはSuperconducting Super Collider (超伝導超大型粒子加速器)の略称で、米国テキサス州で建設が始まっている素粒子物理研究用の加速器である。超伝導電磁石約1万台からなる2つの陽子リングを周長87kmの地下トンネルの中に設置して超高エネルギーの陽子・陽子衝突を実現させる。建設費約1兆円を見込み、1999年の完成をめざしている。SSCの加速器設計を概説するとともに、実験装置とめざす素粒子物理を概説する<sup>(1)</sup>。

## 1. SSCの初歩的パラメーターの設定

ここではまず、SSC加速器の初歩的な基本パラメーターの設定を、SSCの概念設計書<sup>(2)</sup>を参考にして試みる。

### 1.1 エネルギー領域の設定

SSCの主要目標は、統一された弱電相互作用の根幹をなすヒッグス粒子の発見である。ヒッグス粒子の質量は正確に予言できないが、1 TeV のエネルギー領域において必ず現われることが理論的に確実視されている。ヒッグス粒子が単独に存在しても理論的には色々な困難が付きまとう。それを解決するため超対称性理論やテクニカラー理論が提唱されている。それらの粒子も存在するなら1 TeV 付近にあるとされている。また特殊な場合としてヒッグス粒子が無く代りに新しい物理が存在するとも言われている。それも1 TeV エネルギー領域になくてはならない。

発見を確かなものにするには、これらヒッグス粒子はじめ新しい粒子の存在可能なエネルギー領域の範囲を全てカバーすることが必要である。重心系エネルギーで少なくとも2 TeV が実現されなくてはならない。

### 1.2 加速器の種類を選択

従来の加速器では、加速した粒子を加速器から取り出して固定標的に当て実験をした。この方法で実現できる重心系のエネルギー $E_{CM}$ は

$$E_{CM} = \sqrt{2M_p E_{BEAM}} \quad [1]$$

である。 $E_{BEAM}$  はビームエネルギー、 $M_p$  は標的陽子の質量である。ところがコライダー型のビーム同士の正面衝突にすると、当然

$$E_{CM} = E_{BEAM} + E_{BEAM} = 2E_{BEAM} \quad [2]$$

であるのではるかに高い重心系エネルギーを実現する。ちなみに1 TeV の $E_{CM}$ を実現するには、固定標的実験なら

$$E_{BEAM} = \frac{E_{CM}^2}{2 \cdot M_p} = \frac{(1000)^2}{2 \cdot 0.938} = 500 \text{ TeV} \quad [3]$$

ものビームエネルギーが必要だが、コライダー型ならばその千分の1の0.5 TeV でよい。高いエネルギー領域を研究するならコライダー型加速器がはるかに優れているのは明らかである。

問題は単位時間に現象の起こる率である。加速器は毎秒 $10^{12}$ 個の粒子を高エネルギーに加速することが可能である。それを皆取り出して固定標的

実験をすることが出来るので、毎秒  $10^{12}$  回の衝突現象を観測できうる。陽子・陽子の全散乱断面積  $\sigma_{pp}$  は  $10^{-25} \text{ cm}^2$  程度だからこれをルミノシティー  $L$  に直すにはその定義から計算でき、

$$L = \frac{N_{\text{coll}}}{\sigma_{pp}} = \frac{10^{12} [\text{/sec}]}{10^{-25} [\text{cm}^2]} = 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad [4]$$

に相当する。現存のコライダー加速器では  $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  が最高なので固定標的実験には到底及ばない。いかにルミノシティーの高いコライダーを作れるかが最大のポイントである。

### 1.3 ビーム粒子の選択

高エネルギー加速器に使える安定な粒子は、電子、陽電子、陽子、反陽子、重イオンの5種類である。重イオンは加速器の技術としてはまだ初期であり TeV のエネルギー領域の研究には使えない。電子・陽電子はトリスタン（周長 3 km, 30 GeV）や LEP（周長 27 km, 50 GeV）のような蓄積リング型コライダーと SLC（50 GeV）の様な線形加速器型コライダーがある。しかしリング型ではシンクロトン放射光によるエネルギー損失が大きくなり過ぎて LEP が現実的な限界である。ちなみに LEP200 (95 GeV) では放射光のため電子が1ターンに 2.3 GeV ものエネルギーを失う。これを補うため超伝導 RF 空洞が 580 m も必要になる。放射光損失を避けるためにリニアコライダーの技術開発が世界各地で進められているが、一般的にはあと数年の技術開発が必要と言われている。

放射光によるエネルギー損失は  $(\gamma/\rho)^4$  に比例する。 $\gamma$  は粒子のガンマー値 ( $\gamma = E/mc^2$ ) で  $\rho$  は加速器の曲率半径である。陽子の質量は電子の質量の 1840 倍なので、放射光エネルギー損失は同じエネルギーの電子の  $10^{13}$  分の 1 である。そのためまだまだエネルギーを上げてよく、加速器の曲率半径  $\rho$  も限界まで小さく出来る。

陽子と反陽子のコライダー加速器なら両方のビームを一つのリングで互いに反対方向に回せる。しかし高いルミノシティーを実現するには後述するように  $10^{14}$  個の粒子数が必要となる。反陽子は加速器で生成し蓄積しなくてはならない。現在この方法で到達可能な反陽子ビームの生成率は高々 1 秒間に  $10^8$  個なので、 $10^{14}$  個の反陽子を蓄積するには 10 日以上もかかり無理である。

以上の点から現在の加速器の技術水準で TeV 領域の素粒子研究を推し進めるには、陽子・陽子コライダー加速器しか他に解がないことがわかる。

### 1.4 ビームエネルギーの設定

陽子・陽子の衝突ではビームエネルギーがそのまま有効に使われるのではない。陽子は多くのクォークもしくはパートンと呼ばれる粒子からできており、図 1 に示すように陽子・陽子の衝突では実際にはそれらのパートン間での衝突が起こっている。パートンは親の陽子のエネルギーの一部しか持っていない（図 2）ので、実現される重心系のエネルギーは陽子・陽子のエネルギーの和より

図1 陽子陽子衝突は実は陽子の中の  
パートン同士の衝突である。

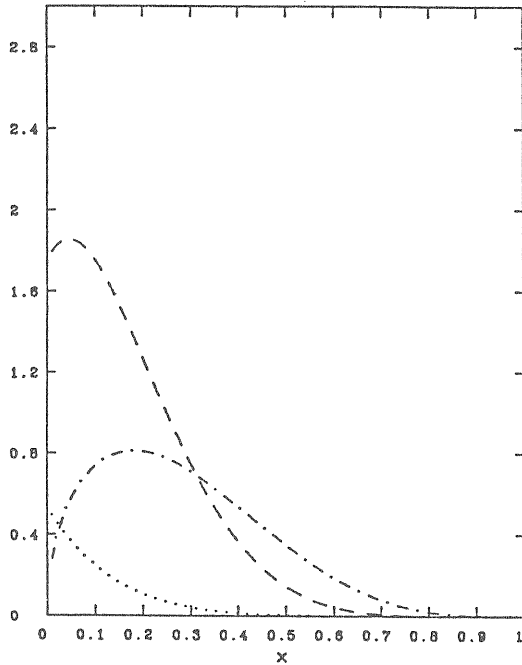
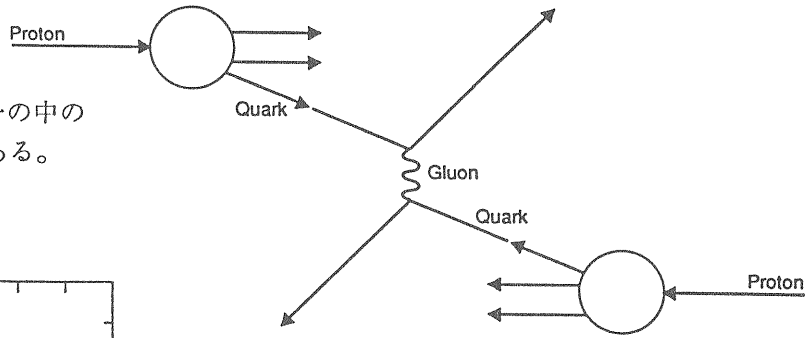


図2 陽子の中のパートンの運動量比分布。点線は反クォーク、一点鎖線はバレンスクォーク、波線はグルーオンの分布である。(Q<sup>2</sup>=5GeV<sup>2</sup>)

はるかに小さく、パートン分布からわかるように低い方に頻度多く高い方に少なく分布する。一方、実現可能なルミノシティーは測定器の技術的境界から 10<sup>33</sup>cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>が適当である。これらの要素を考え合わせると、1~2TeV領域のいろいろな反応を十分に研究するにはビームエネルギーは20TeV以上が必要であることが出てくる(1.6 参照)。

### 1.5 加速器の大きさ

加速器の大きさは主にビームエネルギーと磁場

の強さで決まる。ローレンツ力の式  $F = e(E \times B)$  から、運動量  $p$  の粒子が強さ  $B$  での磁場中で曲げられる曲率半径  $\rho$  は、超伝導電磁石で実現可能な磁場の強さ  $B = 6.6$  テスラを代入して

$$\rho [m] = \frac{p[\text{GeV}/c]}{0.3 \cdot B[\text{T}]} = \frac{20000}{0.3 \times 6.6} = 10100\text{m} \quad [5]$$

で与えられる。即ち周長にして60km相当になる。他に四重極電磁石や実験室など色々な設備が付くスペースが必要なので、実際には87 kmになる。

### 1.6 ルミノシティーの目標値

ルミノシティー  $L$  の定義は式

$$n = L \cdot \sigma \cdot \varepsilon \quad [6]$$

で与えられる。ここで  $n$  は1秒間に衝突点で起こる特定の衝突現象の数、 $\sigma$  は衝突の散乱断面積、 $\varepsilon$  は測定効率である。散乱断面積は対象とする素粒子反応に依存する。例えば

$$\text{陽子・陽子非弾性散乱} \quad \sigma = 10^{-25}\text{cm}^2$$

$$600\text{GeVヒッグス粒子の生成} \quad \sigma = 10^{-35}\text{cm}^2$$

である。加速器に要請されるルミノシティー  $L$  は、目的とする粒子がはっきり発見できるように十分な数を測定出来る程まで高くなくてはならない。

ヒッグス粒子探索の例で計算するとヒッグス粒子が4つのレプトン（ $e$ ないし $\mu$ ）に崩壊するチャンネルがバックグラウンドが少なくてよい。その崩壊確率 $\epsilon$ は0.1%程度なので、1年間の運転すなわち $10^7$ 秒に観測できる数は

$$N = L \cdot 10^{-35} \cdot 0.001 \cdot 10^7 = 10^{-31} L \quad [7]$$

となる。100個程度見つければ確かな証拠になるので、 $N=100$ 個とおくと

$$L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad [8]$$

ができる。この典型的な例から分かるように、루미ノシティー $L$ は $10^{33}$ 程度が必要である。

もっと具体的には、新粒子の発見能力はビームエネルギーと루미ノシティーの両方に依存する。図3にヒッグス粒子の発見可能な質量範囲を示す。1 TeVまでの領域をカバーするには $20\text{TeV}$ 、 $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ が必要であることがわかる。

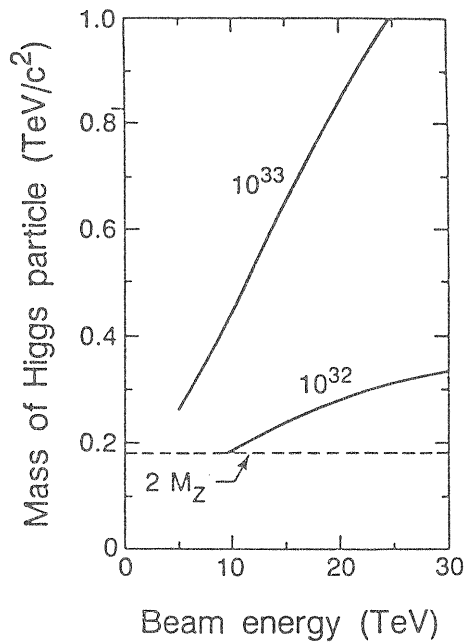


図3 ヒッグス粒子の発見可能領域

## 1.7 ルミノシティーの計算方法

루미ノシティーには加速器のいろいろなパラメーターや効果に関係する。2つのバンチがそれぞれ $N_B$ 個の陽子を持ち、その横断面積が $S$ であるとする。もし陽子がこの面積 $S$ の中を一様に分布していると仮定すると、この一つのバンチに属している1個の陽子にとって他のバンチの陽子と衝突する確率は $N_B \cdot \sigma_{pp} / S$ である。ここで $\sigma_{pp}$ は陽子・陽子衝突の断面積である。これに自分のバンチの中の陽子数 $N_B$ と1秒間にバンチが当たる頻度 $f$ を掛ければ、1秒あたりに起こる陽子・陽子衝突の回数 $N_{coll}$ が求められる。

$$N_{coll} = \frac{f N_B N_B \sigma_{pp}}{S} \quad [9]$$

루미ノシティーの定義は、 $N_{coll} = L \cdot \sigma_{pp}$ 、つまり単位断面積当たりの衝突頻度であるから、結局

$$L = \frac{f N_B N_B}{S} \quad [10]$$

が得られる。しかし普通はバンチの中で陽子は一様には分布しておらず、 $x$ 、 $y$ 方向とも山型の分布をしている。それをガウス分布

$$dN(x,y) = \frac{N}{2\pi\sigma^2} e^{-x^2/2\sigma^2} e^{-y^2/2\sigma^2} dx dy \quad [11]$$

と近似することができると、実効面積 $S$ は $4\pi\sigma^2$ である。また次のビームバンチとの間隔を $S_B$ とすれば $f = c / S_B$  ( $c$ は光速)だから結局

$$L = \frac{N_B^2 c}{4\pi\sigma^2 S_B} \quad [12]$$

となる。

ビームの横方向の広がり $\sigma$ を決めるパラメータは陽子ビームの持っているそもそもの広がり（エミッタンス）と衝突点でのビーム光学に依存する。この関係は

$$\epsilon_N = \frac{\gamma \sigma^2}{\beta^*} \quad [13]$$

で与えられる。ここで $\epsilon_N$ は正規化されたビームの横方向エミッタンス、 $\gamma$ は陽子のガンマ値、 $\beta^*$ は衝突点でのベータートロン関数値である。

これを代入すると

$$L = \frac{N_B^2 c \gamma}{4\pi \epsilon_N \beta^* S_B} \quad [14]$$

である。この式から高いルミノシティーを実現するには、バンチあたりの陽子数 $N_B$ を上げる、ビームの横エミッタンス $\epsilon_N$ を小さくする、ベータートロン関数値 $\beta^*$ を小さくする、バンチとの間隔 $S_B$ を小さくすること等が必要である。しかし他のいろんなパラメータとの間に相関があり、単純ではない。

式[14]から $N_B$ を求めると

$$N_B = \sqrt{4\pi \epsilon_N \beta^* L S_B / \gamma c} \quad [15]$$

となる。目標の $L = 10^{33} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ をこの式に代入すると20TeVで

$$N_B = 0.44 \cdot 10^{10} \sqrt{\epsilon_N \beta^* S_B} \quad [16]$$

が得られる。

## 1.8 ビームビームチューンシフト

2つのビームバンチが正面衝突すると、相手のバンチの電磁場によりビームの運動が非線形の影響を受ける。この影響はベータートロン振動数 $\nu$ （チューン）の変化（シフト）または広がり $\Delta\nu$ として近似的に

$$\Delta\nu_{\text{HO}} = \frac{N_B r_p}{4\pi \epsilon_N} \quad [17]$$

と表わされる。HOはhead onの略。ここで $r_p$ は陽子の古典半径で $1.54 \times 10^{-16} \text{cm}$ である。シンクロトロンでは1周する間のベータートロン振動数 $\nu$ が整数、半整数などいわゆる共鳴線に懸からない値を選ぶことがビーム安定性のため必要である。ところがこの振動数 $\nu$ の変化やその広がり $\Delta\nu$ が大きすぎると一部が共鳴線に懸かってしまい、ビームの運動が不安定になる。経験的に衝突点あたりの $\Delta\nu$ 値は0.004を越えてはいけないことが知られている。SSCの設計値の $N_B = 7 \cdot 10^9$ 、 $\epsilon_N = 1.0 \text{ mm mrad}$ を代入すると

$$\Delta\nu_{\text{HO}} = \frac{7 \cdot 10^9 \cdot 1.54 \cdot 10^{-16}}{4\pi \times 10^{-4}} = 0.00084 \quad [18]$$

であり0.004の限界に較べて十分小さい。

この他にSSCのようにバンチの間隔が小さいと、衝突点の前後では相手ビームの数十個のバンチとのニアミスが起こり相手バンチの電磁場により軌道が曲がる。この影響をまとめて「長距離ビームビームチューンシフト」と呼び

$$\Delta v_{LR} = \Delta v_{HO} 2n \left( \frac{\sigma}{\beta^* \theta} \right)^2 = \frac{N_B r_P n}{2\pi \gamma \beta^* \theta^2} \quad [19]$$

で表現される。LR は long range の略。n は衝突点前後で遭遇するバンチの数、 $\theta$  は2つのビームの交差角度である。当然ながら、この式から交差角は大きいほど影響は小さい。 $\Delta v_{LR}$  はバンチの間隔が決まってから計算する。

### 1.9 シンクロトロン光放射

粒子が陽子といえども20TeVともなるとシンクロトロン光放射が問題になる。一般に半径  $\rho$  で回る質量  $m$ 、エネルギー  $E$  の粒子は、1周りで

$$U_0 = \frac{2\alpha hc}{3\rho} \left( \frac{E}{m} \right)^4 \quad [20]$$

のエネルギーを放射光で失う。ここでは  $h$  はプランク定数、 $\alpha$  は微細構造定数  $1/137$  である。 $\rho = 10.1\text{km}$ 、 $E = 20\text{TeV}$  を入れると、

$$U_0 = \frac{2 \cdot 1/137 \cdot 197 [\text{MeV} \cdot \text{fm}] 2\pi \left( \frac{20000}{0.938} \right)^4}{3 \cdot 10100 [\text{m}]} = 0.124 \text{ keV} \quad [21]$$

が得られる。粒子あたりの損失量がこの程度なら十分小さいので高周波空洞の加速で簡単に取り戻せる。これに全粒子数を掛けると1リングあたりの放射光エネルギー損失  $P_{SR}$  が、さらに周長で割ると放射光がビームパイプに当たってそれを熱する単位長さあたりのエネルギー量  $\epsilon_{SR}$  が計算できる。リングあたりの陽子数を  $10^{14}$  個と仮定すると

$$\begin{aligned} \epsilon_{SR} &= \frac{U_0 N_T}{2\pi\rho} = \frac{6.7 \cdot 10^{-11} \text{ Watt} \cdot 10^{14}}{2\pi \times 10100 \text{ m}} \\ &= 0.11 \frac{\text{Watt}}{\text{m}} \end{aligned} \quad [22]$$

となる。放射光があたるビームパイプの部分は液体ヘリウムの温度 (4.2K) である。この熱量  $0.1\text{Watt/m}$  は超伝導電磁石やスプール部での4.2Kへの熱侵入とほぼ等しい。4.2Kへの熱侵入  $1\text{kW}$  に対して4.2Kを維持するには  $500\text{kW}$  もの電力が必要なので、放射光がこれ以上大きくなると低温設備の規模や運転に大きな影響が出てくる。

### 1.10 パラメーター間の相関

以上で主要と思われる量が出そろったのでまとめる。それらは正規エミッタンス  $\epsilon_N [\text{mm-mrad}]$ 、衝突点でのベータートロン関数値  $\beta^* [\text{m}]$ 、バンチ間の距離  $S_B [\text{m}]$  の3パラメーターで表せる。ルミノシティ  $L = 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を要求すると、

$$N_B = 0.44 \cdot 10^{10} \sqrt{\epsilon_N \beta^* S_B} \quad [23]$$

$$N_T = 3.83 \cdot 10^{14} \sqrt{\epsilon_N \beta^* / S_B} \quad [24]$$

$$P_{SR} = 25.7 \sqrt{\epsilon_N \beta^* / S_B} \text{ kWatt} \quad [25]$$

$$\epsilon_{SR} = 0.41 \sqrt{\epsilon_N \beta^* / S_B} \text{ Watt/m} \quad [26]$$

$$\Delta v_{HO} = 0.00054 \sqrt{\beta^* S_B / \epsilon_N} \quad [27]$$

$$\Delta v_{LR} = 0.0016 \cdot \left( \frac{100}{\theta [\mu\text{rad}]} \right)^2 \sqrt{\epsilon_N / \beta^* S_B} \quad [28]$$

ただし式 [28] には、2つのビームバンチのニヤ

ミス回数  $n$  として

$$n = \frac{2 \cdot 80[\text{m}]}{S_B/2} \quad [29]$$

を入れた。ここで80mは衝突点から最初の垂直偏向電磁石までの距離、分子の2は衝突点の前後とも起こるので、また $S_B/2$ は互いの方向に走っているバンチの遭遇距離である。

これらの式からすぐ分かることは、 $\Delta v_{\text{LD}}$ と $\Delta v_{\text{LR}}$ 以外は、 $\epsilon_N$ と $\beta^*$ の積の平方根に比例する事である。どの量も加速器にとって小さいほうが望ましいので、ビームチューンシフトが許されるかぎり $\epsilon_N$ と $\beta^*$ を小さくする事が重要となる。

### 1.11 バンチ間隔 $S_B$ の選択

陽子陽子の衝突頻度は、実験装置の性能に深く関係する。2つ以上の独立な陽子・陽子衝突が実験装置の中で重ならないことが望ましい。その為には、ビームバンチの衝突1回あたりに発生する陽子・陽子散乱が1個以下であることと、時間的に2つの現象が実験装置の時間分解能以上に離れていることが必要である。陽子・陽子非弾性衝突の全断面積 $\sigma_{\text{pp}}$ は $90\text{mb} = 0.9 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ であるから、バンチ衝突当たりの陽子・陽子非弾性衝突の平均回数 $\langle n \rangle$ は、

$$\langle n \rangle = \frac{L \sigma_{\text{pp}}}{c S_B} = \frac{10^{33} \cdot 0.9 \cdot 10^{-25} S_B}{3 \cdot 10^{10}} = 0.3 S_B \quad [30]$$

である。実際はこの平均値を持つポアソン分布をする。従ってもっとも理想的なバンチ衝突1回あたり1個の散乱に相当するルミノティー $L_1$ は

$$L_1 = L \cdot \langle n \rangle \cdot \exp(-\langle n \rangle) \quad [31]$$

である。 $L_1$ の割合がクリーンさの目安となる。図4に $S_B$ の関数として $\langle n \rangle$ と $L_1/L$ をプロットしてある。この図から最も「クリーン」なときは $S_B = 3.3\text{m}$  即ち $\langle n \rangle = 1$ の時に相当する。

一方バンチ間隔が狭すぎると、式[24]~[26]から分かるように全陽子数とシンクритロン放射光が大きくなる。 $\epsilon_N = 1\pi\text{mm-mrad}$ ,  $\beta^* = 50\text{cm}$ としていろんな量の $S_B$ 依存性をプロットしたのが図5である。図より放射光エネルギー損失 $P_{\text{SR}}$ や長距離ビームチューンシフトは $S_B = 3.3\text{m}$ 付近では減少が急であるのに対し、衝突ビームチューンシフトやバンチ内陽子数など大きな $S_B$ を嫌うものの上昇は緩やかである。これと測定器の時間分解能

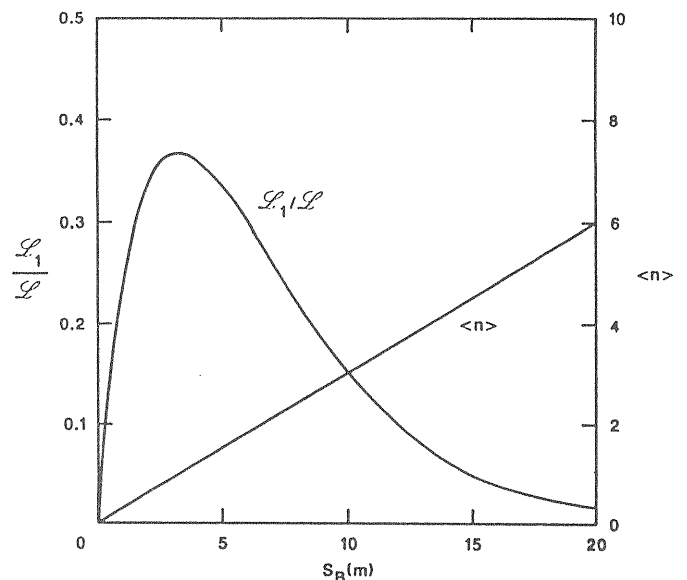


図4 バンチ衝突1回あたり陽子陽子散乱が1個しか起こらないルミノティー $L_1$ の割合と平均衝突回数 $\langle n \rangle$ のバンチ間隔 $S_B$ 依存性

は10~30 ns と長い方が好ましい事を考え合わせると、 $S_B$ は3.3m より5~7m 程度がベターである。

SSC の設計は  $S_B=5m$  を基準としている。

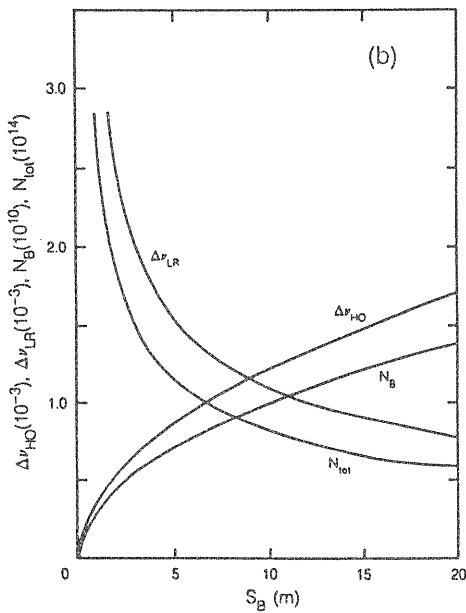
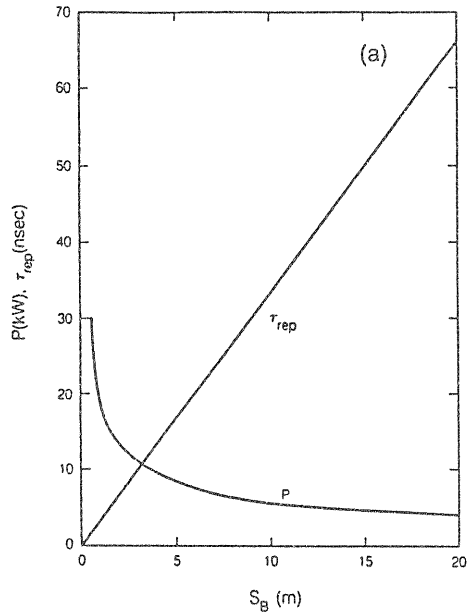


図5 いろいろな量のバンチ間隔  $S_B$  依存性。Pは全シンクロトロン放射光エネルギー[kW]、 $\tau_{rep}$ は衝突周期[nsec]、 $\Delta v_{LR}$ はバンチの正面衝突によるチューンシフト[ $10^3$ ]、 $\Delta v_{HO}$ はバンチのニャミスによる長距離ビームチューンシフト[ $10^3$ ]、 $N_B$ はバンチ内陽子数[ $10^{10}$ 個]、 $N_{tot}$ は1リング内の全陽子数[ $10^{14}$ 個]。

### 1.12 ビームエミッタンス $\epsilon_N$ と衝突点の $\beta^*$

ビームの横エミッタンス  $\epsilon_N$  はエネルギーによらない不変量である。SSCの設計では最終的に1  $\pi$ mm-mrad を目標にしている。現存の加速器の表でエミッタンスがどれくらいか較べてみた(表1)。

表1 陽子加速器の横エミッタンス  $\epsilon_N$

加速器	最高Energy	$N_B$	$\epsilon$ ( $\pi$ mm-mrad)
CERN-PS	26	$10^{12}$	60x30
KEK	12	$5 \times 10^{11}$	65 (90%)
ISR	30	$1.5 \times 10^{11}$	11
SPS	400	$1.4 \times 10^{11}$	50
FNAL	120-150	$2.4 \times 10^{10}$	8-24
Tevatron	900	$2.4 \times 10^{10}$	18

現存する陽子源は十分に明るく  $\epsilon_N = 0.1 \pi$ mm-mrad 程度である。バンチあたりの陽子数とエミッタンスはふつう比例関係にあることを考えると、1  $\pi$ mm-mrad 達成は可能と思われる。しかしエミッタンスは加速器の色々な原因で増大し易い。特にSSCでは入射加速器の段数が多いのでその間でのビーム輸送に細心の注意がいる。

衝突点での  $\beta^*$  は低  $\beta$  の光学設計にハンディーな公式が無いので計算しにくい。一般的に  $\beta^*$  は衝突点から最初の四重極電磁石までに確保する実験装置のための自由空間距離  $L$  に強く依存する。強くビームを絞るために四重極電磁石の triplet を用いると、 $L = 15, 20, 25m$  に対して、 $\beta^* = 0.4, 0.5, 0.6m$  がそれぞれ得られる。

最後に衝突点での2つのビームの角度  $\theta$  の値を決める。 $\theta$  が小さ過ぎると衝突点の前後で互いのビームが影響しあい過ぎて式 [28] で与えられる



長距離ビームビームチューンシフトが大きくなる。  
 しかし $\theta$ が大きすぎると、進行方向に細長いビームなのでルミノシティーが落ちて、その率は

$$R = \frac{L}{L_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\theta\sigma_z/2\sigma)^2}} \quad [32]$$

である。ここで $\sigma, \sigma_z$ はそれぞれビームの横、縦方向の拡がりである。もっともらしい値 $5\mu\text{m}$ と $7\text{cm}$ を夫々入れると、 $\theta=75, 150\mu\text{rad}$ で $R=89\%$ ,  $69\%$ である。 $\theta=75\mu\text{rad}$ を選ぶことにする。

以上で検討した値

$$S_B = 5\text{m}, \epsilon = 1\pi\text{mm} \cdot \text{mrad},$$

$$\beta^* = 0.5\text{m}, \theta = 75\mu\text{rad} \quad [33]$$

を[23]~[28]に代入すれば、ルミノシティー $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を実現するための加速器の基本パラメーターが全て得られる。すなわち

$$N_B = 0.74 \times 10^{10} \quad N_T = 1.3 \times 10^{14}$$

$$P_{\text{SR}} = 8.6 \text{ kWatt} \quad \epsilon_{\text{SR}} = 0.14 \text{ Watt/m}$$

$$\Delta v_{\text{HO}} = 0.0009 / \text{collision point}$$

$$\Delta v_{\text{LR}} = 0.0019 / \text{collision point} \quad [34]$$

ただし衝突角度によるルミノシティーの減少をカバーするために、陽子の個数を6%分上げてある。

## 2. SSC加速器の概要

SSC加速器は周長87.1kmの長円形で平均深度50m直径3.6mの地下トンネルの中に2つの20TeV陽子貯蔵リングが設置され、2つのビームが衝突点で交差して陽子・陽子衝突が実現される。

図6にSSCの全体の概念図を示す。4カ所の衝突点には大きな地下実験室が設けられる。図7に示す入射用加速器群は、線形加速器と3つのブースターシンクロトロン(LEB,MEB,HEB)より構成されている。

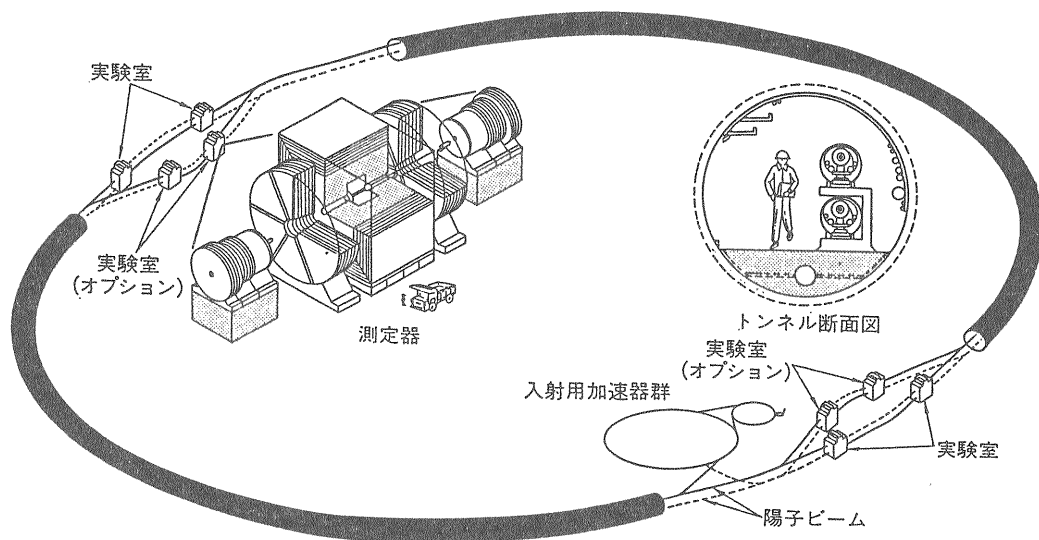


図6 SSC加速器、測定器、トンネルの概念図。地下に掘られた周長87kmのドーナツ状のトンネルの中に超伝導電磁石を並べた陽子貯蔵リング2つが設置される。真空ビームパイプの中を20TeVの陽子ビームが回り、実験室でビームが交差し陽子・陽子衝突がおこる。

## 2.1 線形加速器 (LINAC)

ビームは35keVマグネトロンイオン源から $H^-$ イオンが供給される。LINACの初段は2.5 MeVのRFQ (高周波四極Linac) である。RFQで加速されたビームは428MHzのDTL (Drift Tube Linac) で70MeVまで加速される。DTLを出たビームは、SCL (Side Coupled Linac) で600MeVまで加速される。ビームを絞るために61台の四重極電磁石が置かれる。技術的に難しい点は、いかに小さな横エミッタンスを保持するかである。そのため各部の間 (イオン源-RFQ、RFQ-DTL、DTL-SCL) での整合性あるつながりが要求される。

表2 LINACの主要パラメーター

LINAC長さ	146 m
入力/出力ビームエネルギー	35 keV / 600 MeV
入力/出力エミッタンス	0.2 / 0.3 $\pi$ mm-mrad
加速方式	RFQ-DTL-SCL
加速粒子	$H^-$
サイクル	10 Hz
RF周波数	428, 1284 MHz
ピーク電流	25 mA
パルス長(max)	35 msec

## 2.2 低エネルギーブースター (LEB)

LINACからの $H^-$ ビームは600 MeVで荷電変換をうけてからLEBに入射される。LEBは速い繰り返しシクロトロンで、遷移エネルギーが最高エネルギーよりも上になるように設計されている。RFは縦方向にバイアスされたフェライトを用い

てRF空洞の同期周波数を広い範囲に変化できる。LEBシステムでの技術的なポイントも、いかに小さな横エミッタンスを低エネルギー加速時に保つかである。これは space-charge による影響が大きいためである。もし達成が出来なかった場合は、LINACからの $H^-$ ビームのエネルギーを1GeVにあげる。この余地を残すように建物等を設計してある。また周波数を高くして最高バンチ電流を下げることも考えられる。エミッタンスを増大させないように、加速時の渦電流による6極磁場成分を補助マグネットで打ち消す。

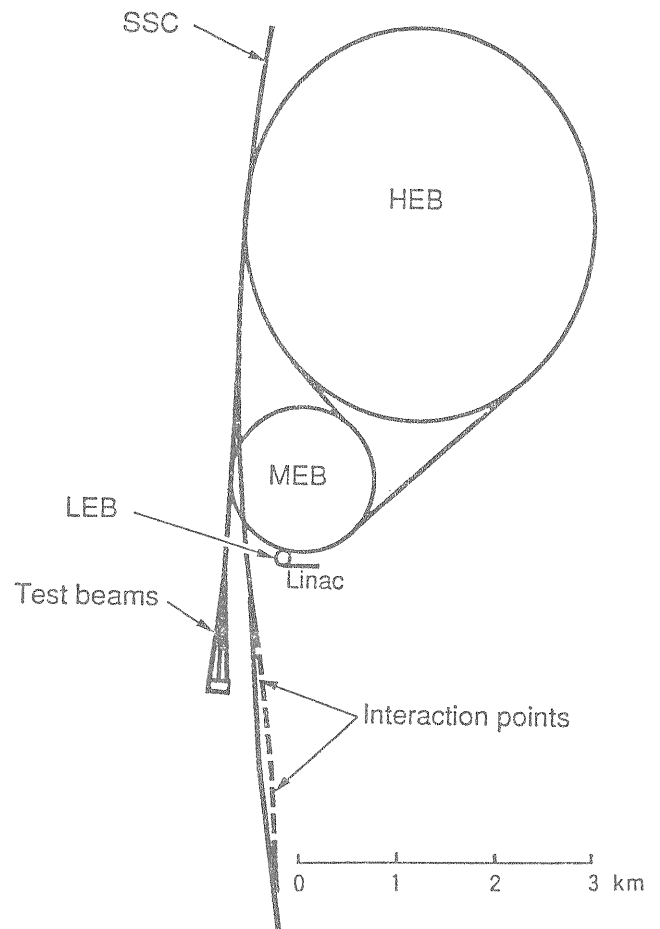


図7 SSCの入射加速器群

表3 LEBの主要パラメータ

周長	570 m
入力/出力ビームエネルギー	600 MeV / 11.1 GeV
入力/出力エミッタンス	0.3 / 0.6 $\pi$ mm-mrad
出力縦エミッタンス	$2\pi \times 10^{-3}$ eV-sec
サイクル	10 Hz
$\nu$ 値 (H/V)	11.65 / 11.60
遷移エネルギー	20.8 GeV

### 2.3 中間エネルギーブースター (MEB)

MEBは大型 (周長4km)の遅い繰り返しのシンクロトロンで、11.1GeVのビームを200GeV/cまで加速する。電磁石はすべて常伝導型で、そのためかなりの電力供給が必要となる。MEBは速い取り出しのビームをHEBに供給する。また遅い取り出しの200GeVビームをテストビーム実験場に送る。

LEBの場合と全く同様、いかに小さな横エミッタンスを、低いエネルギーの加速時に保つかがキーポイントである。但しMEBの場合はspace-chargeより電磁石の磁場の一様性の方が効く。また遷移エネルギーを越える時のエミッタンス増加を極力押さえなくてはならない。

表4 MEBの主要パラメータ

周長	3960 m
入力/出力ビームエネルギー	11.1 / 199.1 GeV
入力/出力エミッタンス	0.6 / 0.7 $\pi$ mm-mrad
出力縦エミッタンス	$2-4\pi \times 10^{-3}$ eV-sec
サイクル	8 sec
$\nu$ 値 (H/V)	25.4 / 25.4
遷移エネルギー	21.8 GeV

### 2.4 高エネルギーブースター (HEB)

HEBはビームエネルギーがTeVに達するので超伝導電磁石を用いる。遅い繰り返しのシンクロトロンで、コライダーへの入射を簡単にするために、陽子ビームが右回りも左回りも出きるバイポーラ型になっている。これは史上初めての応用である。双極も四重極電磁石も5cmの口径をもち、ビーム入射時での線形口径を大きくしてミッタンス保存に安全をとる。テストビーム実験場への2TeVの遅い取り出しにも対応出来る。

表5 HEBの主要パラメータ

周長	10890 m
入力/出力ビームエネルギー	199.1 / 2000 GeV
入力/出力エミッタンス	0.7 / 0.8 $\pi$ mm-mrad
出力縦エミッタンス	0.004-0.035 $\pi$ eV-sec
サイクル	515 sec
$\nu$ 値 (H/V)	39.42 / 38.415
遷移エネルギー	32.3 GeV

### 2.5 コライダー

2つのコライダーリングは同一周上を上下90cm離して設置されている。リングは2つの半円を2つの直線部につなげた擬楕円状をなしている。直線部で2ヶ所づつビームを交差衝突させる。重心エネルギー40TeVの陽子陽子衝突は衝突点の周りに設置された実験装置で観測される。

超伝導電磁石を保護するために、クエンチ保護回路、エネルギーダンプシステム、ビームのアポルトシステムが備えられている。とくにビームの

表6 コライダの主要パラメータ

トンネル周長/平均深度	87120 m / 60m
入射/最高ビームエネルギー	2000 / 20000 GeV
入射/最終エミッタンス	0.8 / 1.0 $\pi$ mm-mrad
最終縦エミッタンス	0.233 $\pi$ eV-sec
初期ルミノシティー	$10^{33}$ /cm <sup>2</sup> /sec
陽子数/バンチ	$0.75 \times 10^{10}$ 個
バンチ数/リング	17424
全陽子数/リング	$1.3 \times 10^{14}$ 個
蓄積時間/サイクル	30分/24 時間
バンチ間隔	5 m
衝突点での $\beta^*$ 値	0.5 m
衝突点でのビームサイズ	$5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m} \times 7\text{cm}$
全シンクロトロン放射	8.75 kW
$\nu$ 値 (H/V)	123.4285 / 123.265
全 $\nu$ シフト値	0.007
超伝導双極電磁石	6.55T, 8652台
超伝導四重極電磁石	206T/m, 2024台

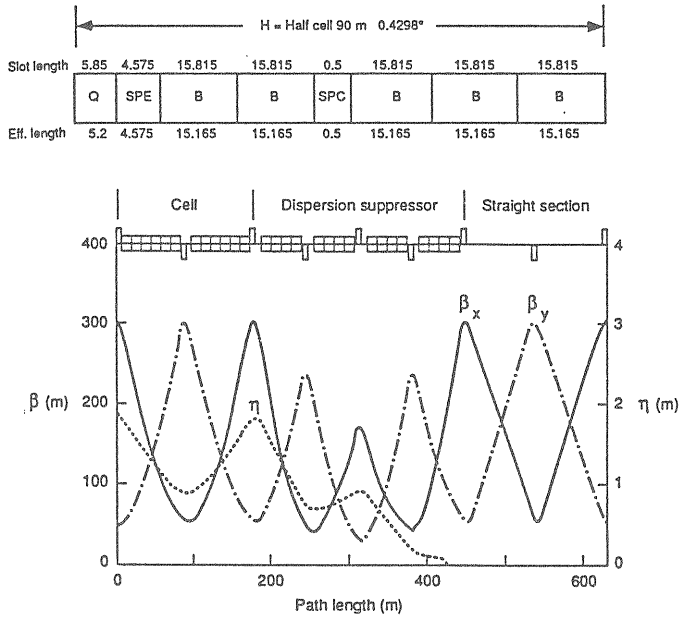


図8 コライダのアーチ部のFODOセルの配置と、セルや直線部などでの $\beta, \eta$  関数 $\beta^*=50\text{cm}$

持つ全エネルギーはこれまでの経験の100倍にも達するので、ビームが局所的に損失しないようビームロスの制御が重要である。

アーチ部は図8に示すようなFODO型のセルの繰り返しである。半セルの長さ(90m)は主にビーム入射の時に必要な開口径を満たすように設計されている。半セルには5台の15m長の双極と1台の四重極電磁石と2ヶ所に補正電磁石が入る。

衝突点の付近には、ビームの交差とビームを絞り込んでルミノシティーを上げるために、低 $\beta$ オプティックスを組み込む。図9に示す様に、上下に離れていたビームを2ステップの垂直方向偏向電磁石で衝突に導く。この方式により2ビームの衝突角度は $150\mu\text{rad}$ まで調節できるし、2つのビームを衝突点ぎりぎり近くまで分離しておくことが可能となる。高いルミノシティーの衝突点では $\beta^*=0.5\text{m}$ が実現出来るが、代償として $\beta$ の最高値

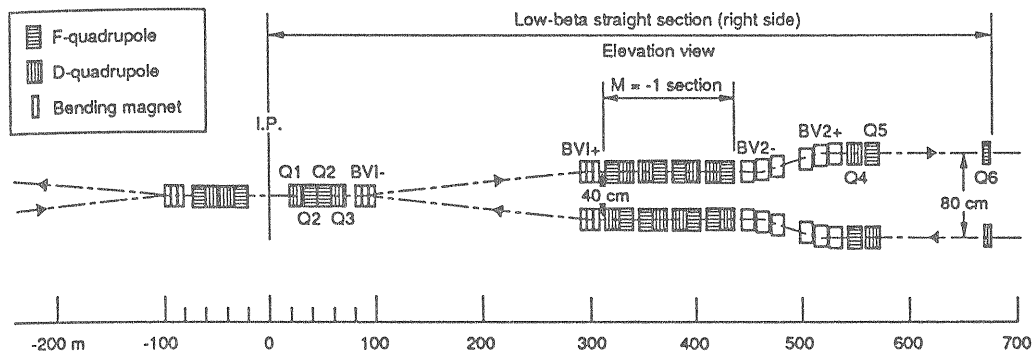


図9 高いルミノシティーの衝突点での配置図(縦横スケール異なる)

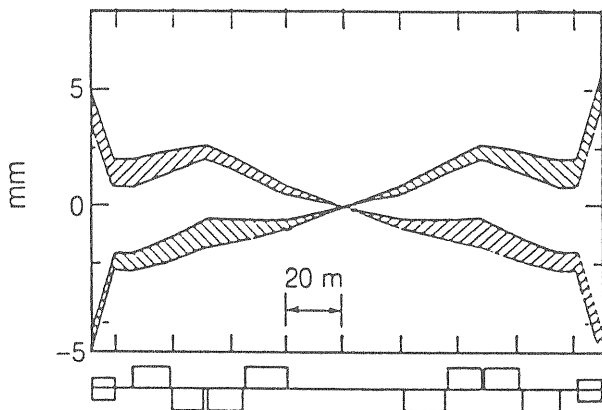


図10 衝突点付近のビームの様子

$\beta_{\max}$  が 8000m にもなり、四重極電磁石の位置と磁場精度が特別厳しくなる。ビーム入射時はビーム光学を変え衝突や大きな  $\beta_{\max}$  が無いようにする。図10に衝突点付近での  $1\sigma$  のビームの拡がりの様子を示す。陽子衝突から発生する放射線は衝突近くの四重極電磁石を熱するためその冷却が難しい。

エネルギーが高いので、陽子シンクロトロンで始めて放射光による影響、とくに低温真空ビームパイプに放射光が当たって出る水素の真空に対する影響が問題となる。

コライダーでの陽子数とエミッタンスは時間と共に変化し、そのためルミノシティーも変わる。

式 [14] を微分すると変化率が出る：

$$\frac{1}{L} \frac{dL}{dt} = \frac{2}{N_B} \frac{dN_B}{dt} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dt} \quad [35]$$

衝突点での陽子同士の衝突とリングの中でのビーム・残留ガスとの散乱によって、ビーム損失とエミッタンス増加が起こる。それに加えてシンクロトロン放射によるエミッタンスの減少もある。表7はそれらの衝突開始時での効果を量的にまとめたものである。これらの変化率を計算に入れる

表7 諸原因によるルミノシティーの変化率

ビームエミッタンス増加率 ( $1/\epsilon \cdot d\epsilon/dt$ )	
ビーム間の散乱による	0.40 %/hr
陽子陽子弾性衝突による	0.31 %/hr
残留ガスとの散乱による	0.50 %/hr
放射光放射による	-7.92 %/hr
陽子ビームの減少率 ( $2/N_B \cdot dN_B/dt$ )	
陽子陽子非弾性衝突による	1.01 %/hr
陽子陽子の制動放射による	0.004 %/hr
Touschek 散乱による	0.004 %/hr
残留ガスとの散乱による	0.62 %/hr
ルミノシティー変化率 (合計)	
	+ 5.1 %/hr

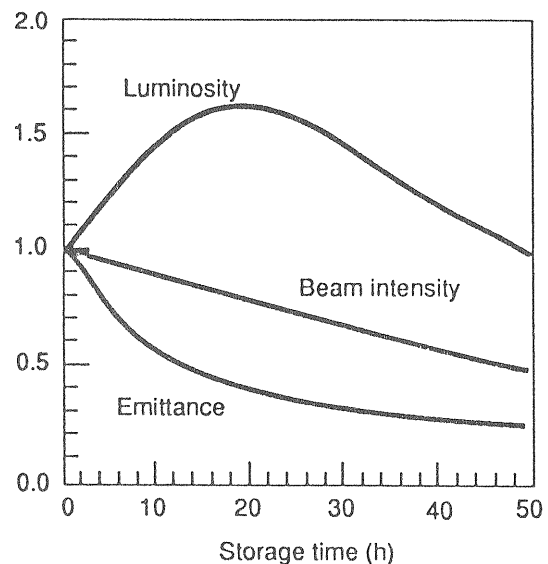


図11 陽子数、エミッタンス、ルミノシティーの時間変化

と図11に示す様なビーム強度、エミッタンス、およびルミノシティーの時間変化が予想される。ビームの減少より、シンクロトロン光放射によるエミッタンス減少が効いて、ルミノシティーはしばらくの間増加する。チューンシフトの時間変化は大して起こらない。表7より分かるようにルミノシティー減少の主な原因はビーム衝突なので、運転中に  $\beta^*$  を微調してルミノシティーを一定に

保つようにすればビーム寿命は延び、数日間のビーム保持運転も可能である。

SSCの目標ルミノシティー $10^{33}/\text{cm}^2/\text{s}$ は、汎用測定器の限界とバンチ衝突あたり約1個の陽子陽子散乱頻度を目安に設定されたもので加速器の限界ではない。 $10^{34}/\text{cm}^2/\text{s}$ のルミノシティーを実現するには2つのシナリオが可能である。

エミッタンスが同じならばバンチあたりの陽子数 $N_b$ を $\sqrt{10}$ 倍増やせばよい。しかし同時にシンクロトロン光放射エネルギーは27kWにもなるので、冷却能力を増やさなくてはならない。逆に放射光エネルギーをもとの8.5kWにおさえるならビームエネルギーを14.4 TeVにまで下げなくてはならない。また陽子が多い分だけビームダンプ系も増強しなくてはならない。

もう一つの方法は、 $N_b$ を10倍にして、バンチ数を10分の1にする方法である。これならシンクロトロン光放射エネルギーは変わらない。しかしバンチ衝突当たりの非弾性散乱数が150個にもなり、物理実験の方が大変難しくなる。

表8 SSCのルミノシティーの可能性

陽子数/バンチ	$7 \cdot 10^9$	$2.2 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{10}$
バンチ間隔 (m)	5	5	50
シンクロトロン光(kW)	8.5	27	8.5
衝突交差角度( $\mu\text{rad}$ )	75	94	129
イベント数/crossing	1.5	15	150
初期チューンシフト	0.0078	0.02	0.036
最大チューンシフト	0.0105	0.02	0.036
初期ルミノシティー	$1 \cdot 10^{33}$	$1 \cdot 10^{34}$	$1 \cdot 10^{34}$
最大ルミノシティー	$1.6 \cdot 10^{33}$	$1 \cdot 10^{34}$	$1 \cdot 10^{34}$

まとめると表8の様になる。いずれの場合もビームの寿命を長く保つために衝突点での角度を上げる必要がある。図12はビームエネルギーの関数として到達できる最高ルミノシティーを示した。ここでは衝突点の四重極電磁石を3.85Kで運転して270T/mの磁場勾配を実現して $\beta^*=0.35\text{m}$ にまで小さく出来るとした。ルミノシティーの限界は相手ビームとの相互作用の限界( $\Delta v_{LR} < 0.005$ )とシンクロトロン放射熱を吸収するため低温設備の限界で決まる。20TeVで $1.7 \times 10^{34}/\text{cm}^2/\text{s}$ を達成することは低温設備の能力を増強して可能になる。

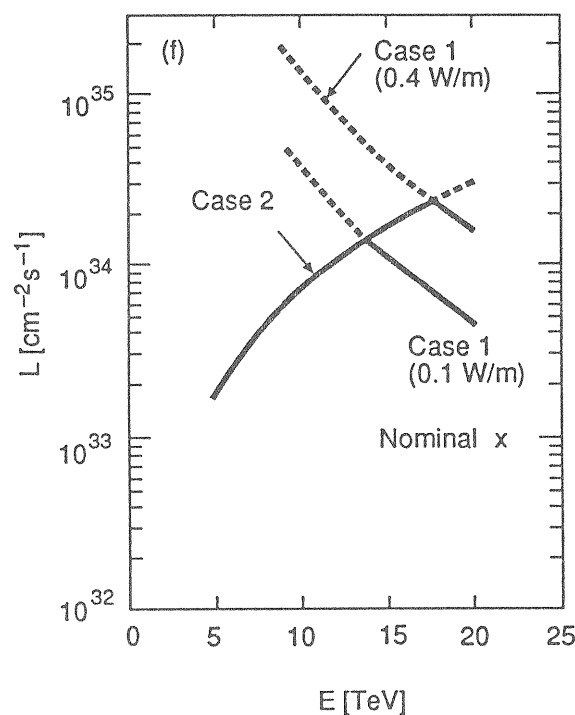


図12 SSCの最高ルミノシティー値。Case 1は $\Delta v_{LR}$ による限界、Case 2は放射光放熱のため。

コライダの将来オプションの一つとしてルミノシティーの増強の他に、バイパスを東西の衝突点に設ける計画がある。図13の様にダイヤモンド型を予定しておき、外側のビームラインのみを

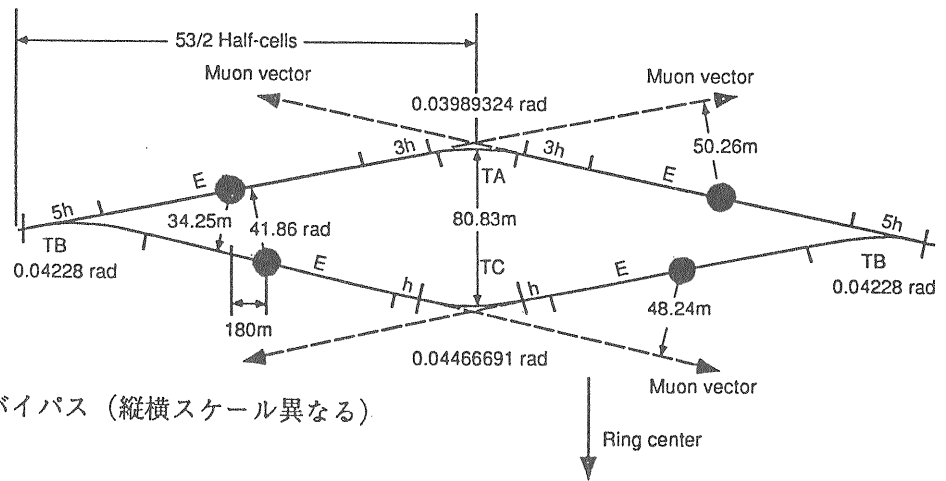


図13 ダイヤモンドバイパス（縦横スケール異なる）

当初建設する。内側のバイパスは外側の衝突点を使う実験装置の修理や改良時にもリングにビームを回すためと、将来新しい実験装置を建設するために使われる。またこのために2つの連続した実験室間に2.2°相当の水平方向の曲げが入るので、一方の衝突点で超前方に出た2次粒子の崩壊による高エネルギーミュオン束は、他方の実験室にある実験装置を避けることが出来る。

## 2.6 超伝導電磁石

加速器用の超伝導電磁石は、1970年代に米国フェルミ国立加速器研で当時のウィルソン所長が精力的に開発を進め、1982年には世界で始めてそれらを774台使った加速器テバトロンが同研究所で成功した。粒子加速器に超伝導が使われるのは、銅と鉄の普通の電磁石の数倍の高磁場を発生できてそれだけ加速器を小さくできるだけでなく、省エネルギーにもなるからである。もしSSCを普通の電磁石で作ると運転に4000MWの電力がいる。超伝導を用いるとわずかに30MWですむ。

SSC用双極電磁石では6.6テスラの磁場を長さ15mに渡って0.01%以下の均一度で作る。高次の

磁場成分（例えば6極）に対する厳しい制限は、入射時のビームを入射に要する時間（約1時間）の間安定に保つために要請される。超伝導線のコイル配置は図14のような2重シェル構造に巻く。内層と外層のコイル配置、ウェッジ（くさび）の位置などを調節して高次調波を打ち消して均一磁場に近づける。それでも小さな高次成分が残る。

超伝導コイルはNbTi合金の細いフィラメントを安定化用銅に数千本埋め込んで線材とし、それを約30本撚線したケーブルを用いて製造される。超伝導線には磁化ヒステリシスがあるため、励磁と減磁の時に磁場均一度が悪化し、時間と共に変動する高次成分ができ、入射時のビーム安定性に影響する。この現象を軽減するため、フィラメント径として6 $\mu$ mを選択している。線材の性能向上が1984年より行なわれ、最大許容電流密度が要求仕様である4.2K、5Tで2750 A/mm<sup>2</sup>を十分越えるものが可能になった。高磁場を発生するため安定化銅を少なくしてコイルの平均電流密度を高く（～500A/mm<sup>2</sup>）とってある。そのためわずかな超伝導線の動きで発熱シクエンチが発生しやすい。

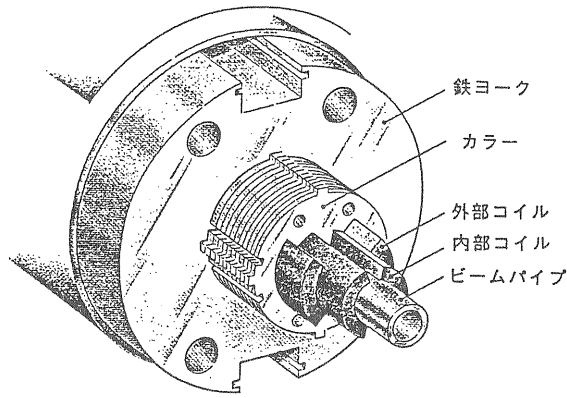


図14 コライダ用双極超伝導電磁石。この全体は真空クライオスタットに組み込まれる。

超伝導コイルには自らのつくる磁場と電流の相互作用でコイルに大きな力がかかる。この電磁力による超伝導線の動きを極力少なくすることが、クエンチの発生を防ぐために必要である。そのためコイルはカラー材で固定される。カラーの外側に鉄ヨークが取り囲み磁場をとじこめる。それらの全体は循環する液体ヘリウムで4.3Kに冷却される。さらにそれらは液体窒素の2重の熱遮蔽を持つ真空容器の中に入れられる。

SSC用超伝導電磁石の開発研究は1984年以来米国内の4研究所及び高エネ研とでなされてきた。17mの長さの双極電磁石が約30台試作された。1989年末にはビームの長期安定性を考慮して基本設計変更を行い、コイル内径を4cmから5cmに広げた。新設計による長さ1mの試作1号機は高エネ研で製作され、1990年9月に試験に成功した。1991年11月には実長の双極電磁石が米国の2研究所で完成した。コイルの固定が不十分だと設計電流値以下でクエンチが起こり、幾度かのクエンチ

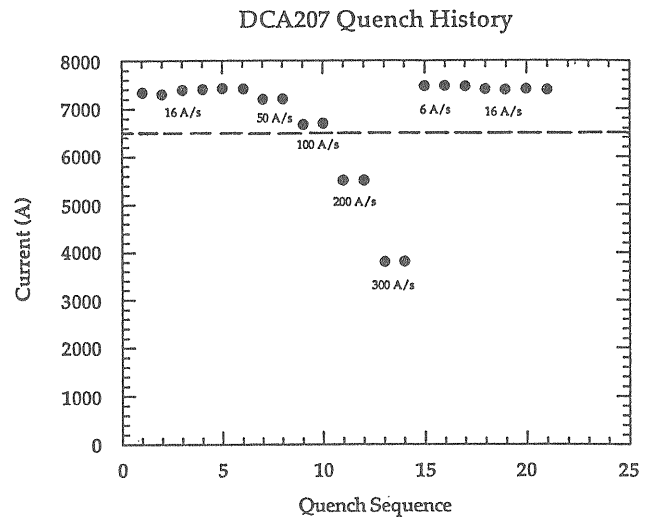


図15 超伝導電磁石の試作機で得られたクエンチ曲線。縦軸はクエンチが起こった時の電流値。破線は設計目標の電流値6500A。最初のクエンチで目標を越えている。(図中の数字は励磁電流上昇率。第9～14回目の低いクエンチ電流値は、超伝導線内のエディー電流の影響調査のため電流上昇率を特別に高くしたテストの結果。)

を経験しないと高い電流値まで到達しない。図15に示すように試作機は最初のクエンチで設計電流値を15%越えており、技術的にはほぼ完成したといえる。

残る問題は量産と品質管理である。超伝導電磁石の台数はこれまでの経験の20倍を越える。また電磁石の製造を民間会社が請け負う。双極電磁石の製造は主に米国の2社が担当し、1994年までに約500台を製造して量産化技術を修得する。1994年後半からは1日10台の大量生産体制に入る。台数が多いので電磁石の15%程度のみ冷却性能試験をし、残りを常温テストで済ませる予定である。



電子計算機の進歩により、最も予想が困難なコライダーへの入射時のビーム（の中の1粒子）の長時間の運動をシミュレーション計算によって追うことが出来るようになった。シミュレーションはフェルミ研の主リングで実際と比較され確かめられている。このシミュレーションには実際に近い磁場の高次成分、シンクロトロン振動、クローズド軌道などの効果が入っている。図16はその結果の一例で、ビーム粒子が失われる迄何回コライダーを回ったかを入射時の初期振幅の関数としてプロットしてある。まだ計算が10万ターンを越えてないが、この結果から外挿すると1時間（ $10^7$ ターン相当）近くの入射プロセスの間に生き延びる粒子は、初期振幅が5mm以内（もっと厳しいかも）のビーム粒子に限られることが分かる。

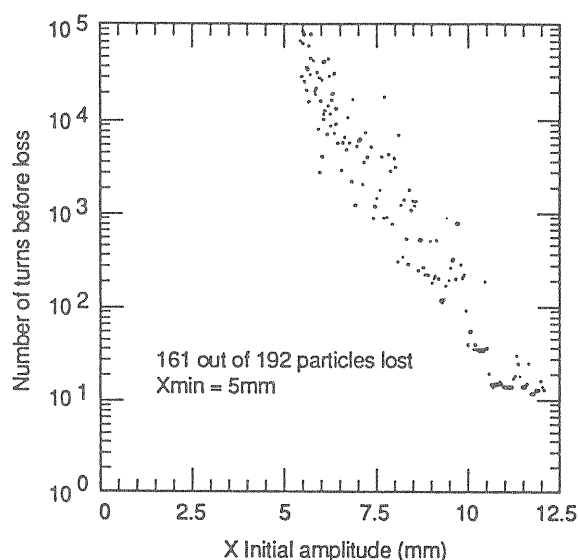


図16 コライダー入射時のビーム粒子の追跡シミュレーション結果。失われる間でリングをまわった回数と初期振幅の関係。

1980年代前半、米国フェルミ国立加速器研で超伝導電磁石を使ったテバトロンが成功した。これに刺激されて、1982年米国での夏のシンポジウムにてSSCの原案が出された。1984年に米国エネルギー省はSSC準備研究所を設立し、加速器の設計と超伝導電磁石の開発が進められた。1986年3月にはSSCの概念設計案<sup>(2)</sup>が提出され、1987年1月にレーガン大統領が建設を宣言した。

SSCの建設場所は、43ヶ所の立候補地から産業、交通、地域社会、地質などに渡る調査検討の結果、テキサス州ダラス市近郊のエリス(Ellis)郡に建設されることが1988年11月決定した<sup>(3)</sup>。大きな国際空港から自動車で45分のところにあるなだらかな田園丘陵地帯である。地質の54%はトンネル掘削に好都合な石灰岩である。縦抗が深くなりすぎないようにコライダートンネルは0.17度傾いている。地域一帯はメキシコ湾から来る湿った風のため、乾燥しておらず森林や湖が多く、工業用水はふんだんにある。また米国のなかで最も地震が少ない地域に属し、最近の評価では90%の信頼度で、水平加速度が0.04gを越える地震は50年起こらないとされている。土地の振動の最大のもは近くを通過する鉄道によるものであるが、調査によると基準値12.7 $\mu$ mより一桁小さい。

SSC研究所は2700人のスタッフと500人程度の世界各地からの訪問科学者を予定している。1989年1月より発足し、R. Schwitters氏が所長に任命された。1992年1月現在2000人以上の職員を擁して

加速器、実験設備等の詳細設計を行なっている。超伝導電磁石開発用の施設（約1万平方メートル）も現地で完成した。加速器センター（約5万平方メートル）も現地で転用工事が完成し、加速器部約800人が移った。地質調査用の立て坑が掘り終わった。

1990年10月には超伝導双極電磁石の担当会社2社（General Dynamics, Hestinghouse）が選定された。建設地での土地買収はほぼ終了した（図17）。また最近主リングトンネルの工事も始まった。

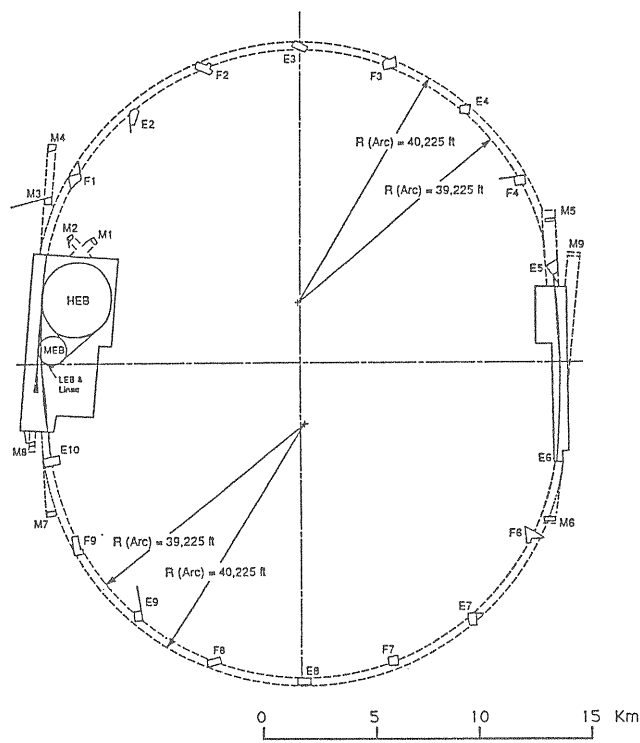


図17 SSCの平面図。実線内はテキサス州による取得地、点線内は地下使用権獲得予定地。Eは液体ヘリウム供給プラント、Fはトンネル入り口と換気用のステーション、Mはビームダンプステーション。地質の関係で、予定されている2つの大型実験装置は東側（入射器群のあるキャンパスとは反対側）の領域にある実験室に設置される。

SSCを使って物理現象を観測する実験装置は大型かつ複雑でその建設には加速器と同じ位の期間がかかる。1990年11月には大型実験の予備提案の締切があり3つの国際チーム（SDC, L\*, EMPACT/Texas）が応募した。実験審査委員会は12月に開かれ、SDCチームが本格的設計に取りかかることを認めた。L\*はS.C.C. Tingが率いるグループであるが、予算の目処やグループメンバーなどで難点があるために中途却下された。1991年6月より新しいチームGEMが結成され、ミューオンの測定に重点を置く実験装置を設計中である。

#### 4. SSCの建設費見積

SSCの建設費は1986年に行なった概念設計に基づく見積では約59億ドルだった。SSC研究所が発足するとすぐテキサス州の現地に合った本番設計を始めた。さらにそれまでのR&Dの結果と技術面での安全性を設計に加味した。主な変更は、入射エネルギーを2TeVに上げ、超伝導電磁石の口径を4cmから5cmにし、より強いビーム収斂を採用したことである。エネルギー省は3つの委員会を発足させて独立なコスト見積りを行ない、それをまとめて1991年1月にコストとスケジュールの報告書を提出した<sup>(4)</sup>。全建設費の見積は82億ドルである（表9,10）。なお実験装置の費用のうち外国に期待する部分（約4億ドル）は82億ドルに含まれていない。また加速器建設費の約1/3を非連邦予算すなわちテキサス州と外国に期待している。

表9 主なスケジュール

1992年10月	大型実験装置の建設開始
1993年10月	テキサス州による土地取得終了
1994年10月	超伝導電磁石フル生産開始
1994年10月	線形加速器完成
1995年10月	低エネルギーブースター (LEB) 完成
1996年10月	中エネルギーブースター (MEB) 完
1998年10月	高エネルギーブースター (HEB) 完成
1999年3月	コライダーのテスト開始
1999年10月	物理実験開始

表10 SSC建設費の内訳

加速器システム	11.28 億ドル
電磁石システム	20.40 億ドル
施設設備費	10.73 億ドル
計画管理費	2.48 億ドル
技術開発費	8.75 億ドル
実験システム	7.60 億ドル
予備費	8.43 億ドル
物価上昇相当費	12.82 億ドル
総計	82.49 億ドル

82億ドルの見積は1986年の59億ドルを大幅に越えるので、一時加速器エネルギーを下げる縮小案が真剣に議論された。最高到達エネルギーは目的の物理と深く関係する。ヒッグス機構の原因ないし手掛かりがどのエネルギーに潜んでいるか分からないとき、その全ての可能性を落とさず答を出すには、20TeVのエネルギーが最低限必要である。従ってエネルギーを下げる縮小案の採用は、物理上新しいことが何も見つからないという最悪の結果を生む可能性があることになる。本来の計画どおり最高エネルギーを20TeVに保って建設を進めることが1989年12月に決定された<sup>(5)</sup>。

## 5. 素粒子物理学の現状とSSCの目的

自然界の物質は、分子、原子、原子核、陽子の順で階層構造になっている。1970年代になると次の物質の階層がクォークとレプトンであることが分かってきた(表11)。それらの素粒子の間に働く力として4種類の相互作用が自然界に存在する。力の強い順に

1. クォークの間に働く強い相互作用
2. 電気を帯びた粒子間に働く電磁相互作用
3. 原子核のベータ崩壊を引き起す弱い相互作用
4. 質量を持つものの間に働く重力

である。これらは力の強さが全く異なるので独立のものとして信じられてきた。ところが1970年代に電磁相互作用と弱い相互作用は同じものから出たものであることが判明した[Glashow-Weinberg-Salam (GWS) 理論]。この統一された力(電弱相互作用)

表11 現在知られている素粒子(質量は GeV)

クォーク	質量	電荷	レプトン	質量	電荷
アップ	0.004	2/3 e	$\nu_e$	0	0
ダウン	0.007	-1/3 e	$e^-$	0.00051	-1 e
チャーム	1.5	2/3 e	$\nu_\mu$	0	0
ストレンジ	0.2	-1/3 e	$\mu^-$	0.106	-1 e
(トップ)	?	2/3 e	$\nu_\tau$	0	0
ボトム	5	-1/3 e	$\tau^-$	1.78	-1 e

ゲージ粒子	質量	電荷	スピン	役割
グルーオン	0	0	1	強い力を伝える
光子	0	0	1	電磁気力を伝える
$W^+, W^-$	$80 \pm 1e$	1	1	弱い力を伝える
Z	91.16	0	1	弱い力を伝える

(ヒッグス粒子) 質量 = ? 電荷 = 0 スピン = 0

と強い相互作用を説明する量子色力学(QCD)を合わせた「標準理論」は、観測されているすべての素粒子現象を例外なく見事に説明する。

ところがこの殆ど完璧なGWS理論は根幹になっているヒッグス機構が謎のままである。光子の交換によって荷電粒子間に電磁力が働くと同様、重いW,Zゲージボゾン粒子を交換することによって弱い相互作用は発生する。ヒッグス機構はこのW,Zゲージボゾンがなぜ重いのかを説明する。この機構とは、基本方程式はSU(2) x U(1)のゲージ変換に対して対称であるが、現実世界にはその対称性が失われる相転移と呼ばれる現象である。相転移とは温度を下げていくと水が氷に変わるような状態の変化をいう。素粒子の世界でもあるエネルギー(温度)以下になると、真空が相転移を起こし「ヒッグスの場」で満たされる。クォークやレプトンはこのヒッグズ場と作用し合う。その作用のエネルギーがクォークやレプトンの質量である。本当は重さがないはずのWやZ粒子がなぜ重いのかも説明がつく。この真空が相転移を起こすのは、負の質量項( $\mu^2 < 0$ )をもつスカラーのヒッグス場  $\Phi$  とそれに働く新しい第5の力が存在するためである。このヒッグス場  $\Phi$  を記述するラグランジアン密度は相転移の前後で

$$\begin{aligned} L_{\Phi} &= |D_{\mu}\Phi|^2 - \mu^2|\Phi|^2 - \lambda|\Phi|^4 \\ &\rightarrow \frac{1}{2}(\partial H)^2 + M_W^2 W^+ W^- + \frac{1}{2}M_Z^2 ZZ \\ &\quad - \lambda\left(|\Phi|^2 - \frac{v^2}{2}\right)^2 + \dots \quad [36] \end{aligned}$$

と書ける。ここで $D_{\mu}$ は共変微分、 $v/\sqrt{2}$ は $\Phi$ の

真空期待値、Hはその周りで展開した $\Phi$ の物理的ヒッグス場、 $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ はフェルミ定数 $G_F$ と関係づけられて246GeVである。こうして、質量ゼロの光子と3つの重いゲージボゾン(W<sup>+</sup>,W<sup>-</sup>,Z)、少なくとも1個のスカラーヒッグス粒子Hが現われる。このうちW,Zボゾンは予言通り発見され、ヒッグス粒子のみが未だに発見されていない。

GWS理論は1972年以来、CERNでの中性カレント発見、ニュートリノ散乱、SLACでの偏極電子重水素散乱、CERNでのW,Zボゾン発見、トリスタンでの $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 前後方非対称性などの一連の実験事実に加えて、最近のLEPでの実験でも厳密に正しいことが証明された。

このようにGWS理論は実験事実を全て見事に説明するが、その根本をヒッグス機構に依っている。現在理論的にも実験的にも手がかりがない。ただエネルギーの目安として真空期待値246GeVが分かっているだけである。さらに標準理論は実験で証明されたと言っても、 $\sin^2\theta_w$ 、世代数、クォーク/レプトンの質量など理論の枠内で決定できない任意パラメーターを20近く内蔵し、その点理論的には不完全である。必ずその背後により高度の法則、対称性、または次の秩序ある階層が控えている筈である。ヒッグス粒子の発見あるいはその否定など、ヒッグス機構の実験的解明が素粒子物理の鍵を握る最重要課題である所以である。

ヒッグス粒子の質量 $M_H$ は上記のラグランジュアンから

$$M_H = \sqrt{2\lambda} v = 347\sqrt{\lambda} \text{ GeV} \quad [37]$$

で与えられるが、この新しい力の結合定数 $\lambda$ の

値は低エネルギーの実験情報からではわからない。LEPの実験で $M_H$ は53GeV以下ではないことが判明している。ヒッグス粒子については色々の理論予想がある。例えば

- ヒッグス粒子が1個なら  $M_H < 700$  GeV である、
- 大統一理論が成り立てば  $M_H < 200$  GeV である、
- SUSY理論や超弦理論では複数個ある、
- テクニカラー粒子の対凝縮である、
- 異常に重いトップクォークの対凝縮である、
- ヒッグス粒子は無い、

等々。理論的には、ヒッグス粒子が単独で存在し他に何も無いという事態は難しいことが一般的に言える。スカラー粒子の自己質量補正を計算すると、補正された質量を1TeV以下に押さえ込むことが不自然過ぎるからである。この問題を解決するために、超対称性(SUSY)理論やテクニカラー理論が提唱されている。超対称性理論ではフェルミオンとボソンを全て対称にする超対称性を導入する。理論的には見事であるが、100GeVまでの領域にはまだ超対称性粒子は一つとして見つかってない。もし超対称性が本当に成り立つなら、0.1~2TeVに多くの超対称性粒子が存在し、SSCやLHCで続々と発見されるはずである。超対称性粒子は宇宙の発達や銀河系の運動を説明するために必要な見えない暗黒物質(ダークマター)の有力候補でもある。

いずれの可能性でもヒッグス粒子またはそれに代る新しい物理は、1 TeVのエネルギー領域において存在することが理論的に确实視されている。このエネルギー領域には現在の加速器の約10倍の

ビームエネルギーを持つ加速器で到達できる。SSCの主要目的は、この弱電相互作用の対称性の破れの起源を解明することである。SSCのエネルギーとルミノシティーは、この目的を達成すべく設定されている<sup>(6)</sup>。

それ以外にもSSCでは現存加速器の20倍のエネルギーが実現できるので、全く予期しなかった新しい物理が発見されるかも知れない。現在の素粒子物理の描像からある程度の予測ができるものとしては、2つのカテゴリーに分かれる。

#### (1) 軽い質量の粒子に関する物理：

まだ発見されてないが必ず存在するトップ(t)クォークの発見と研究、bクォークに関するCPの破れ等の研究、W,Zボソンに関する研究など、質量が軽い粒子に関するものである。これらの粒子は沢山生成されるのでさほど高い積分ルミノシティーは必要ない。

#### (2) 高い横運動量の物理と重い新粒子の探索：

高いエネルギーでのQCDの研究、クォークやレプトンの内部構造の探究、重い新しいクォークやゲージボソン、超対称性(SUSY)粒子の探索などが挙げられる。これらの物理のためにはエネルギーは高いほど良いので、SSCは最も有利である。しかし、クォークの内部構造や新粒子は、現在の素粒子理論にとって必ず無くてはならないと言う必然性はない。(それに反し弱電相互作用の対称性の破れの手掛かりの存在には理論的必然性が在る。)

## 6. 物理実験装置

SSCでは超高エネルギーの陽子同士が衝突して、クォークやグルーオン、W粒子などの基本素粒子が発生する。それらは非常に短時間で崩壊し、パイ中間子など数百個もの粒子となる。図18はシミュレーションによる陽子衝突から生じた2次粒子の軌跡の図である。これらの発生粒子のエネルギーや種類を測るために、衝突点の周りに磁場をつくり種々の検出器を配置する。荷電粒子が飛跡検出器を通るときに出る微小電気信号の時間を測れば飛跡がわかる。カロリメーターの中ではハドロン粒子のカスケードシャワーが発達し、シンチレーター光の強さを測ってエネルギーがわかる。これらの情報から衝突直後の短時間に生成された親粒子の存在とエネルギーを求めて、その生成の物理の探求や新粒子発見ができる。

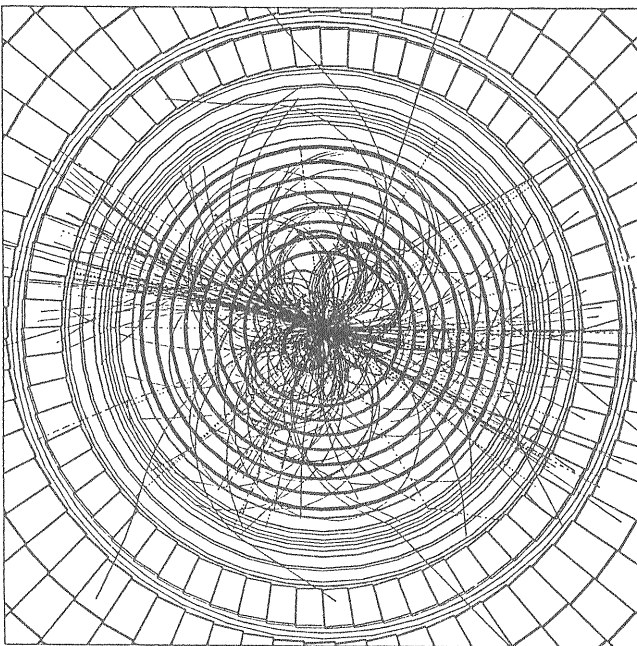


図18 計算機シミュレーションによる陽子陽子衝突から生じた2次粒子の軌跡

ここではSSCで直面する厳しい実験環境と検出器に対する条件を概説してから、提案されているSDC測定器について述べ、最後にどのように新しい物理現象が捕まえられるかをみる。

### 6.1 SSCでの実験環境

実験環境は粒子検出器にとって非常に苛酷である。ビーム衝突が16ns毎に起こり、1秒間に1億回の陽子陽子非弾性散乱が発生する。1回の散乱あたり平均約200個の2次粒子が発生し飛跡検出器の中を通過する。このため衝突点から10cmの所にある検出器には1秒間に1cm<sup>2</sup>あたり約100万個の荷電粒子が通過する。1年間に積算すると10<sup>13</sup>個/cm<sup>2</sup>となり、これは放射線レベルに換算して0.2MRadに相当する。 $\mu, \nu$ 以外の粒子はカロリメーター内でカスケードシャワーを起こしさらに多くの粒子を発生し、そのためカロリメーターの一部も高い放射線（最高で年間0.6MRad）に曝される。またカスケードシャワーで出た低エネルギー中性子は内側の飛跡検出部に戻ってきて（アルベド中性子）年間 $3 \times 10^{11}/\text{cm}^2$ の中性子が検出器空間を漂う。通常の検出器はこのような高い放射線レベルには耐えられない。

1秒間に1億回起こる陽子陽子散乱の殆どは興味のないソフトな衝突現象である。このような高いバックグラウンドのなかで物理研究上価値のある現象のみを取り出すトリガー機能も必要となる。これらをまとめると、測定器には

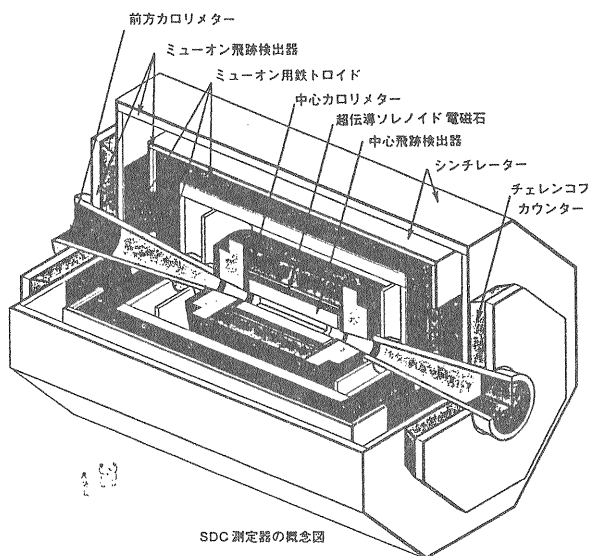
- 応答速度が高速（ $\sim 10\text{ns}$ ）である、

- 検出器を細分化しチャンネル数を多くする、
- 高い積算放射線レベルでも機能する、
- 素早く目的の現象を選択するトリガー機能、
- 高速かつ大量のデータ処理能力、

などが要求される。従来の検出器技術では大変難しい事なので、ここ数年にわたり検出器のR&Dが強力に進められてきた。主要なR&Dは耐放射線性の研究と先端エレクトロニクス技術の活用である。高速、多チャンネルのデータ処理の実現には最新のVLSI技術が不可欠であり、研究者自身が特殊LSIを設計するまでになってきている。

## 6.2 SDC 実験装置<sup>(7)</sup>

SDC実験グループは、1990年9月に結成された米、日、CIS、加、英、仏、伊など15カ国から900名を越える研究者からなる国際協力チームである。



SDC 測定器の概念図

図19：SDC実験装置の概観図。高さ幅が22m、全長36m、総重量31000トン。ヒッグス粒子発見を主目的とする汎用測定器。1993年に実験装置の建設を開始し1999年完成予定。

日本の研究者 約100名が参加している。このグループの提案するSDC実験装置はヒッグス粒子発見を主目的とする汎用測定器である。これまでにない大型のもので総工費は6億ドルである。

基本設計は、CDF、MARKII、VENUS、TOPAZなど今までの実験装置を参考にし、それらと同じソレノイド形が採用された。測定器は(1)高い横運動量を持つ孤立電子とミュオンのトリガー、識別と高精度測定、(2)ジェットエネルギーの測定、(3)消失横運動量の測定、(4)高いルミノシティでの運転可能性、などの基本性能を持つように設計されている。図19に示すように中心飛跡検出器を超伝導ソレノイド電磁石の中に設置し、カロリメーターとミュオン検出器がそれを取り囲んでいる。SDC実験装置の構成を表12に掲げた。

表12 SDC 測定器の構成

高さ x 幅 x 長さ	22m x 22m x 36.5m
総重量	31000トン
シリコン検出器	17m <sup>2</sup> , 6百万チャンネル
中心飛跡検出器	13万ワイヤーチェンバー (50万シンチファイバー)
カロリメーター	7万チャンネル
ミュオン検出器	10万ワイヤー、16千シンチ
超伝導ソレノイド	2テスラ、146MJジュール
オンライン計算機	10~100万MIPS

### (1) シリコン半導体検出器

シリコン半導体検出器は高純度のシリコンウェハー上に線状PN接合を50 $\mu$ mピッチで作る。荷電粒子が通ると空乏層内に生ずる電子と正孔対を集めて出る微小信号がでる。位置分解能は15 $\mu$ mと

良い。全部で $17\text{m}^2$ の大量のシリコン半導体検出器で衝突点を幾重にも囲む。50 $\mu\text{m}$ おきに信号を読み出すのでチャンネル数は膨大で一千万に迫る。専用LSIの開発が進んでいる。回路の発熱に対しては液化ブタンを送り蒸発熱を使って冷やす。

### (2) ストローチェンバー

ビームから50cm～170cmの範囲に置く飛跡検出器にはストローチェンバー（又はシンチレーティングファイバー）を使用する。ストローチェンバーは直径4mmの導電性ストローの中にセンスワイヤーを引いたワイヤーチェンバーで、計13万本をおき荷電粒子の運動量を測る。この読出しエレクトロニクスには、KEKがNTTの協力を得て開発してきた超集積回路TMC (Time Memory Cell、CMOSの高密度メモリー技術を時間差測定に応用したもの)が使われる。

### (3) 超伝導ソレノイド電磁石

これは内部飛跡検出器とカロリメーターの間に設置され、運動量測定のために2テスラの磁場を提供する。ソレノイドを通過する粒子が出来るだけ妨げられないよう物質量は極力少なくし、厚みは輻射長にして $1.2X_0$ をめざす。コイルに軸方向の1300トンの電磁力がもかかる。この力を安全に支持するための技術開発が日本で進行している。

### (4) 中心カロリメーター

粒子ジェットのエネルギー測定や現象のトリガーのためのカロリメーターには、タイル／ファイ

バー型を用いる。シンチレーターの板（タイル）に波長変換ファイバーを埋め込んで鉛又は鉄の吸収体と積層する。波長変換されたシンチレーション光は光ファイバーで光電子増倍管に導かれ電気信号になる。電磁シャワーカロリメーターの前半部分には細い短冊型のタイル／ファイバーからなるシャワーマックス測定部を設置して、電子やガンマー線の位置を精度良く測る。

### (5) 超前方カロリメーター

超前方カロリメーターは消失横方向エネルギーの測定に欠かせない。消失横方向エネルギーの測定は、Wボゾンの識別や超対称性粒子の探索に不可欠である。SSCでの超前方カロリメーターは非常に高いレベルの放射線に曝されるので優れた耐放射線性が要求される。液体シンチレーターと高圧ガスカロリメーターの2つの技術的可能性を検討している。

### (6) ミューオン検出器

ミューオンの検出は電子の検出と共にヒッグス粒子や既知または未知の重い粒子の検出、また新事象の発見に非常に有効である。SDCでは大型の鉄トロイド電磁石を中央部及び端部に使用し、ミュー粒子の軌跡と運動量を測定する。中央部のミューオン測定器は8角筒状の鉄トロイド電磁石を中心に、内1組、外2組のドリフトチェンバー層とトリガー用シンチレーションカウンターが配置されている。



### (7) データ処理システム

各測定器からのデータはトリガーが形成されるまで各検出器についているバッファメモリーに一時的に蓄えられる。トリガー形成後それらのデータは測定器部分毎に集められて、数百本の光ファイバーを通して地上計測室に送られる。それらの並列データは同一事象毎に一塊りのデータとして組み換えられ、コンピューターファーム（並行処理システム）に送られる。この段階で初期的な解析を行い、不要なデータを捨てて1秒あたり百イベント以下のデータ量にする。

### (8) オフラインデータ処理

記録されるデータ総量は年間1PB ( $10^{15}$  Byte)に達する。この大容量データの記録には高密度磁気テープまたは光テープを多数並列使用する。記録された生データにはオフラインデータ処理が一連の解析を経て物理解析までなされる。10万MIPS以上の総合CPU能力が必要となる。全世界に広がる共同研究者がそれぞれの物理解析のためにデータが利用できるよう広域ネットワークを実現する必要がある。

## 6.3 SDC 測定器に期待される物理

SDC 測定器案に基づき、計算機シミュレーションで物理現象がどのように測定されるか予測できる。対象となる物理は、弱電相互作用の対称性の破れの研究（ヒッグス粒子の発見）、トップクォークに関する物理、超対称性粒子の探索、重

いゲージボソンの探索、クォークやレプトンの内部構造、超高エネルギーでのQCDのテストなど多岐に渡る。以下メインテーマのヒッグス粒子の探索を概説する。

ヒッグス粒子の特長は、フェルミ粒子との結合定数がそれらの質量に比例すること、W/Zとの結合が強いことにある。その結果ヒッグス粒子の崩壊分岐比はその質量 $M_H$ に強く依存する。そのため探索実験は $M_H$ の値で4段階に分けられる：

- (1) 50 GeV~80 GeV      (2) 80 GeV~125 GeV
- (3) 125 GeV~1 TeV      (4) 1 TeV以上。

### (1) 50 GeV < $M_H$ < 80 GeV :

LEP200 が実現すれば、 $e^+e^- \rightarrow ZH$ のチャンネルを使って確実に発見出来る。他の現存の加速器では探索は無理である。

### (2) 80 GeV < $M_H$ < 125 GeV :

この領域ではバックグラウンドがひどく、発見は易しくない。分岐比は0.1%と小さいが、 $H \rightarrow \gamma \gamma$ のチャンネルが最も良い。しかし非常に良いエネルギー分解能が必要になるので、むしろ $pp \rightarrow HWX \rightarrow \gamma \gamma \ell \nu$ とか $pp \rightarrow H t t \rightarrow \gamma \gamma \ell \nu$ の様にWやtが伴う反応を利用する。しかし頻度が少ないので、発見には2~3年を要する。

### (3) 125 GeV < $M_H$ < 1 TeV :

ヒッグス粒子はグルーオン融合やWW,ZZ融合過程を経て生成され、生成頻度は十分ある。大き

なバックグラウンドを避けるために、 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$  ( $\ell = e, \mu$ )なる崩壊モードを用いる。0.15%の分岐比しかないが、高い横運動量をもつ4個のレプトンがジェットから離れて出てくるので同定が容易である。しかも+-対はZ粒子の質量になるとの条件を課すことで殆どのバックグラウンドを落とせる。4個のレプトンの不変質量分布をとると図20の様になる。この探索方法は $M_H$ が200から800GeV程度まで有効だが、それ以上の領域ではピーク幅が広がるので難しくなる。しかし別の崩壊モードの $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \nu$  (分岐比0.9%)が有効になってくるが、それには消失横エネルギーの測定が必要となる。

#### (4) ヒッグス粒子の無い場合：

まずヒッグス粒子が「素」粒子でなくテクニクォークやttの対凝縮の様な複合粒子の時は、上記(1)~(3)と同様な実験的検証が出来るので発見できる。おまけにテクニクォークの共鳴状態がどんどん出てくる事も有りうる。

新しい力λが強い場合、ヒッグス粒子は1TeV以下に無い。しかしこの時にはWやZボゾンの縦スピン成分 $W_L, Z_L$ 同士の散乱が強くなる。従って糸口は1~2TeV領域で $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$ 等の反応を研究する事で、SSCではエネルギー的にそれが可能である。バックグラウンドが多いのでそれらを落とすため $W^+ W^+$ など同電荷のW対を捕える。頻度は約10個/年なのではっきりとした解明には $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ より高いルミノシティが要求される。SSCの設計ではそれが可能である。

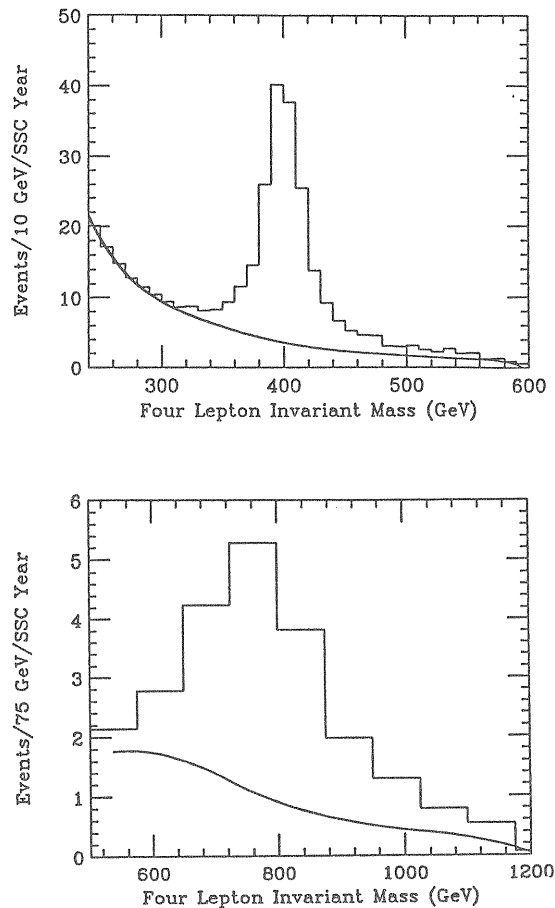


図20  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu, 4e, 2e2\mu$ のシミュレーションで再構成された不変質量分布。実線はバックグラウンド。ヒッグスの質量が400 GeVと800GeVの時。

以上期待される現象数も含めてまとめると表13のようになる。

表13 中性ヒッグス粒子(H)の探索方法

質量 $M_H$	チャンネル	SSC1年間で現象数 S/N
100GeV	$H \rightarrow \gamma \gamma$	1100 / 20000
	$HW \rightarrow \gamma \gamma \ell \nu$	6 / 3
	$H t t \rightarrow \gamma \gamma \ell \nu$	21 / 10
140GeV	$H \rightarrow Z^* Z \rightarrow 4 \text{ leptons}$	36 / 6
200GeV	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$	230 / 50
400GeV	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$	190 / 40
600GeV	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$	45 / 10
800GeV	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$	14 / 6
	$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \nu$	190 / 125

まとめると、ヒッグス粒子はその質量が80GeVまではLEP200で、80～125GeVの間は測定に困難が伴うもののSSCで、それより高い場合も1TeVの限界までSSCで発見出来る。ヒッグス粒子の無い場合でも、1～2TeV領域のWW散乱などに新しい強い相互作用のヒントが見つかる筈である。このようにLEPとSSCの組み合わせで、確実に謎のヒッグス機構の原因を解けるか、もしくはその手がかりがつかめる。

—\*—\*—\*—\*—\*—\*—\*—\*—

## 参 考 文 献

- (1) 日本語で書かれた紹介記事、解説、本など

日本物理学会誌、解説：「SSC計画：現状とその物理の魅力」（1991年9月号）  
Vol.46 No.9 pp.742-749.

原子力工業、特集：加速器の近未来「SSC計画」（1991年10月号）  
Vol.37 No.10 pp.43-51.

講談社ブルーバックス：「究極の加速器SSCと21世紀物理学」 森 茂樹（1992年1月）

日経超伝導：資料「大型粒子加速器SSC計画の規模とスケジュールに関するデータ」  
(1992.3.16)

日本鉄鋼協会誌「鉄と鋼」解説：「SSCにおける技術と材料」（1992年8月号掲載予定）

- (2) Conceptual Design of the Superconducting Super Collider, SSC Central Design Group, SSC-SR-2020, March 1986.

Site-Specific Conceptual Design, SSCLaboratory, J.R. Sanford and D.M. Matthews editors, SSCL-SR- 1056, July 1990.

- (3) SSC Site Evaluation, The SSC Site Task Force, US Department of Energy, Office of Energy Reserach, DOE/ER-0392, November 1988.
- (4) Report on the Superconducting Super Collider Cost and Schedule Baseline, U.S.DOE, Office of Energy Research, DOE/ER-0468P, January 1991.

- (5) Report of the Ad Hoc Committee on SSC Physics, SSCLaboratory, SSC-250, Dec. 1989.

- (6) Supercollider physics, E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane and C. Quigg, Review of Modern Physics 56(1984)579.

- (7) SDC Technical Design Report, Solenoidal Detector Collaboration, SDC-92-201, April, 1992.

—\*—\*—\*—\*—\*—\*—\*—\*—