



大ハドロン加速器計画  
(Large Hadron Facility of Japan)

	第 一 期	第 二 期
大強度陽子ビーム	$T \sim 3 \text{ GeV}$ $I \sim 6 \times 10^{14} \text{ pps}$ (100 $\mu\text{A}$ )	$T \sim 30 \text{ GeV}$ $I \sim 2 \times 10^{14} \text{ pps}$ (30 $\mu\text{A}$ )
重イオンビーム	$T \sim 1 \text{ GeV/u}$ $I \sim 10^{10} \text{ pps}$	$T \sim 10 \text{ GeV/u}$ $I \sim 10^9 \text{ pps}$

## まえがき

過去十余年の日本の原子核物理学研究を振り返ると、ニューマトロン計画の挫折という不幸な事態があり、核物理の実験研究を支える大型加速器施設の建設は世界的にみて大幅な立ち遅れを呈した。一方、諸外国を眺めると、ここ十余年の間に、メソンファクトリーの建設、高エネルギー重イオン加速器の建設、強力な電子ビームの加速器の建設、等、新しい加速器施設の整備が各地で着々と進行してきた。そして、これらの加速器における諸研究から、原子核物理学における新しい息吹きと活路が見い出されつつあり、いまや原子核物理学は、新しい方向に向かって成長する胎動期を迎えているとさえ感じられる。

我々原子核物理学実験グループは、このような世界と日本の現状をふまえ、(1) 現在どのような点に研究の萌芽が見い出され、(2) 将来の中心研究テーマとしてどのような方向が考えられ、そして、(3) この中心テーマを研究するにはどのような加速器施設が最も望まれるか、といった諸点を、約2年半に亘って慎重に検討してきた。この検討内容を以下の21名によってまとめたものが、本提案書である。

内容は、素粒子物理学との接点に若干触れているものの、主たる焦点を原子核物理学に絞った。もちろん、このような大型計画の実行案の立案に当たっては、関連する学際分野の研究方向をも十分に検討せねばならない。しかしながら、核物理学研究に携わる者にとっては、核物理学の研究を進める上で何がこれからの重要課題であるかを、まず鮮明にすべきであろう。本提案書は、このような観点に立ってまとめた。

本提案書は、核物理委員会の要請によりまとめたものであり、立案作業にあたって、文部省科学研究費総合研究(A)「ハドロンを用いた新しい核物理」研究班(代表者:西村奎吾)より御援助を頂いたことも付記したい。今後、計画の本格的実施にあたっては、東京大学原子核研究所に実行計画案作成グループを設置して、関連分野との調整も図りつつ現実的な実施計画案の作成を進めるよう要請したい。

関係諸方面の御理解と御支援を希望する次第である。

昭和61年4月

新井重昭(東大核研) 2)	鷲見義雄(広島大理) 1)
井上 信(京大化研) 1)2)	永嶺謙忠(東大理) 1)
今井憲一(京大理) 2)	永宮正治(東大理) 1) ... 世話人
岡田憲志(阪大理) 2)	中村尚司(東大核研) 2)
片山一郎(阪大核物理センター) 1)	野田 章(東大核研) 2)
片山武司(東大核研) 1)2)	野村 亨(東大核研) 1)
木村嘉孝(高エネルギー研) 1)2)	細野和彦(阪大核物理センター) 1)2)
熊谷教孝(高エネルギー研) 2)	山田 聰(東大核研) 2)
斎藤高嶺(阪大核物理センター) 2)	矢野安重(理研サイクロ) 2)
佐藤健次(東大核研) 2)	李相茂(筑波大物理学系) 1)
坂口治隆(京大理) 1)	

1) 大ハドロン計画ワーキンググループメンバー

2) 同 加速器タスク・フォースメンバー

## 1. 計画の概要

### 1-1 計画の概要

本計画は日本の原子核物理学における今世紀の中心計画として検討したものであり、“大強度中間子ビーム”と“高エネルギー重イオンビーム”の総合的研究施設の建設をめざす加速器計画である。

計画の主眼は、世界的にみてもユニークなハドロン加速器を建設し、それを用いることにより、まったく新しい観点から原子核物理学を研究発展させる点にある。したがって、加速器施設の大型化を避けることは出来ない。原子核物理学者、特に、これからの実験研究を支える三十代および四十代の研究者による約二年半に亘る検討の結果、本加速器計画の最終目標を

30 GeV・30  $\mu$ A の陽子加速

および

核子当たり約 10 GeV のウラニウム加速

に据えることにした。加速器構成の概要を図 1-1 に示し、なぜこのような目標を設定したかについてはのちに触れる。

また、計画の大型化に伴ない、計画の実施に当たっては、なるべく段階的に進め、かつ、各段階で十分な研究成果が得られるように企画するのが最も賢明で妥当であろう。そこで、計画を二段階に分け、第一段階では約 3 GeV・100  $\mu$ A の陽子加速および核子当たり 1 GeV 程度のウラニウム迄の重イオン加速を目標とし、第二段階では、30 GeV・30  $\mu$ A の陽子加速および核子当たり約 10 GeV のウラニウム加速を目標に据えた。本提案書は、この“二段階方式”を基調としているが、計画の本格的遂行に当たって、さらに弾力的な対応を排除するものではない。

本計画の実現のためには、のちに述べるように、新しい研究組織の発足が望ましい。その組織は、ヨーロッパにおける CERN 研究所のように、アジア地区における原子核物理学研究の国際研究センターとなることを目指し、中国・インド等アジア地区はもちろん、欧米にも開かれたものになりたい。

### 1-2 計画の必要性と重要性

私たちの住む地球はさまざまな元素から構成されており、その元素を形成する

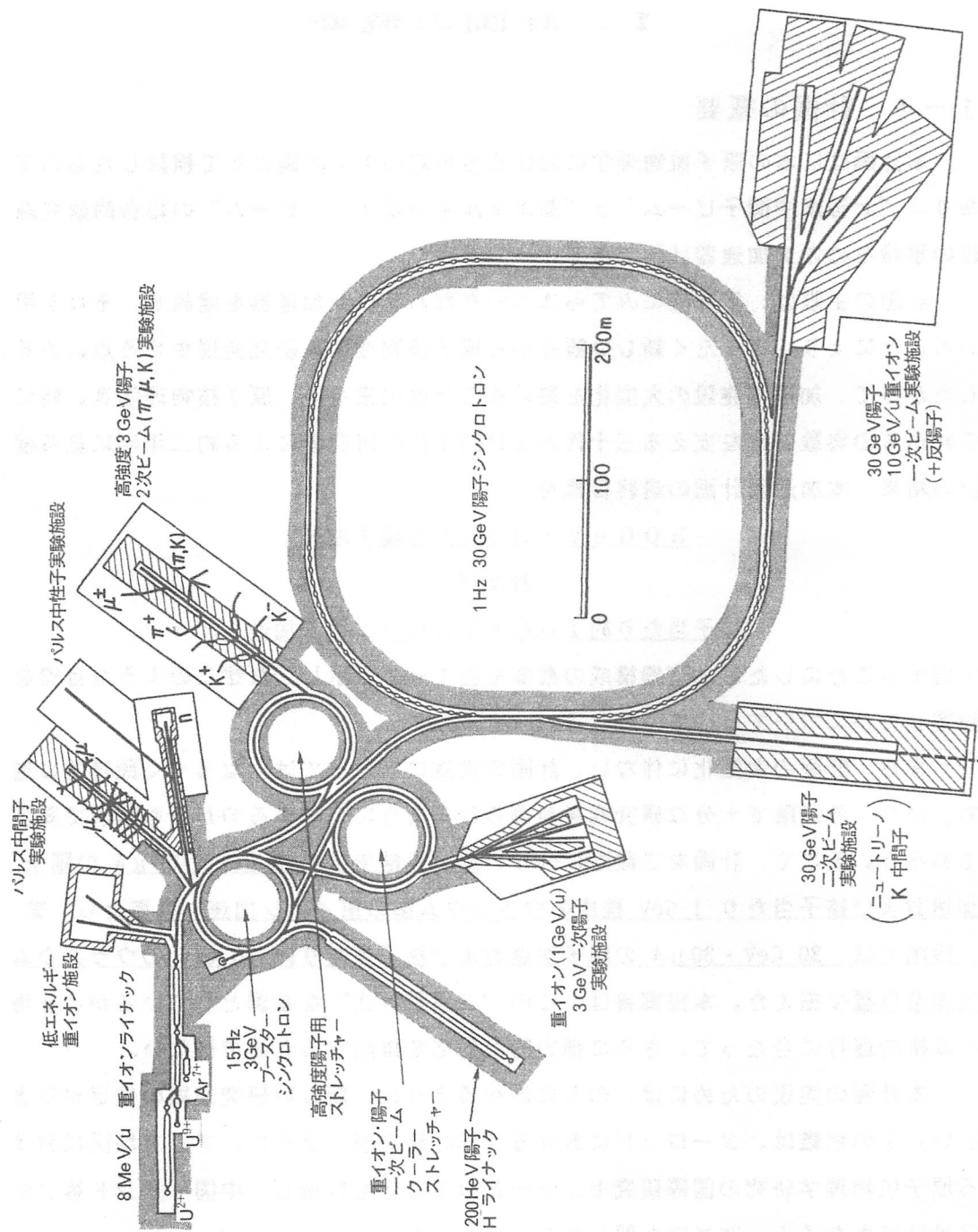


図1-1: 大ハドロン加速器の構成概要図。

うことにする。

### 7-2-1 高強度陽子用ライナック

大強度陽子の入射器は、約 20 mA の  $H^-$  ビームを 200 MeV のエネルギーにまで加速し、荷電変換法を用いてブースター・シンクロトロンに入射する。このための加速器システムとして RFQ (高周波四重極) 型リナックとアルバレ型リナックを組み合わせを用いる。共振周波数としては、ここでは 200 MHz を採用する。RFQ は、低速領域でのビーム加速に適しており、また製作も比較的容易であることから、2 MeV 程度以下のエネルギー領域をカバーするのに用いられる。加速ペインの長さは約 3 m で、加速高周波の波長との比が 2 倍程度に収まることから、実際の製作に当たっても、ほとんど問題はないと考えられる。

2 MeV 以上のエネルギー領域では、陽子シンクロトロンで一般的に用いられているアルバレ型リナックを採用する。タンクの直径は、200 MHz の周波数に対し、90 cm 程度となる。100 MeV を越えるような高エネルギー側では、シャント・インピーダンス (加速空洞の良否を表すパラメーターで、与えられた高周波電力でどれだけの加速電圧が出せるかを表す量) の低下を避けるために、アルバレ型リナックの代わりにシングル・ギャップ・キャビティを採用することが考えられている。これをアルバレ型と組み合わせて用いた場合の必要電力はピーク値で約 20 MW 程度、また入射器系の加速器部分の全長は約 160 m となる。

アルバレ型リナックのドリフト・チューブの内部に装荷する集束要素としては、希土類元素を含む永久磁石材を用いた四重極磁石が有望である。これに必要な磁場勾配は、最も強い値の要求されるアルバレの入射端でも、半径 3.5 mm の範囲内に 7.8 kG/cm という値を実現すればよく、市販の永久磁石材で十分に達成可能な値である。このような永久磁石をビームの集束要素として使用することは、入射器系のランニング・コストの低減と安定な運転に大きな寄与となることが期待される。

この入射器系にシンクロトロンから要求される稼働率は、約 1% と予想されるので、必要電力は平均で約 250 kW となり、冷却等にもほとんど問題はなく、必要があれば稼働率を高めて他の目的のために陽子ビームを使用することも十分可能である。また高エ

ネルギー研究所の GEMINI 計画で提案されているように、シンクロトロン of ビーム捕獲効率を上げるために、低エネルギー側にビーム・チョッパーを置き、シンクロトロン of 高周波アクセプタンスの位相形状にマッチするようにビームを整形しておくことも無用な放射線の発生を抑えるために重要であろう。

## 7-2-2 重イオン・ライナック

重イオン入射器としては、原子核研究所が従来から検討し、また準備研究を進めてきたシステムがあり、現段階ではこれを大幅に変える積極的な理由は余りない。従って、ここではそれを殆どそのまま採用することとし、出力エネルギーは核子当り 8 MeV 程度に設定しておく。ただし、ここ数年間の BCR イオン源の進歩には目覚ましいものがあり、また米国のローレンス・バークレイ研究所では新型の固体イオン源を用いて、100 emA を越す大強度の  $U^{5+}$  ビームが得られるなど、重イオン源は従来のような PIG 型一辺倒の時代から大きく変化する可能性を持ってきた。従って、今後これらの推移を慎重に眺めながら、入射器のデザインを常に新しいものに再構成していく柔軟性を持つ必要がある。

重イオン・リナックでは、低強度の陽子からウランに至るまで極めて幅の広いイオン種を加速することが要求されているが、加速空洞の内部で発生するマルチ・バクトリング等を考慮すると、異なった電荷質量比に応じて複数の入射ラインを用意するのが便利である。また現段階での PIG 型イオン源の性能を考慮すると、十分な強度の重イオン・ビームを供給するためには電荷質量比の値がかなり小さい  $U^{2+}$  のようなイオンを加速することを想定した入射器系を設計することが望まれる。これは特に重イオンの衝突型加速器あるいは重イオン・ビームを用いた慣性核融合の基礎研究など大強度の重イオン・ビームを必要とする研究には不可欠のラインである。

入射器が余り長大となるのを防ぐために適当な場所に気体または固体の荷電変換器を置き、イオンの電荷を上げながら加速してゆく。またリナックを出た直後にも固体の荷電変換器を置く。一般に、荷電変換器を通過した後のイオン・ビームの電荷状態は、ある平均的な電荷（これを平衡電荷という）のまわりにガウス型に近い分布をする。従ってその後の加速器で受入れ可能な粒子の数は、荷電変換器を用いない場合に比べ数分の

## 7-7 大強度陽子用ライナック

我々は、この線型加速器を、取り出しエネルギー3 GeV、1パルス内の粒子数が $4 \times 10^{13}$ 個以上、平均電流が $100 \mu\text{A}$ 以上のビーム性能を目指す大強度陽子シンクロトロン用入射器として、そして同時に医学、物性、および材料工学等多分野に利用できる加速器として設計した。この目的を達成するために入射器に要求されたビーム性能を表7-7-1に示す。

加速エネルギーは、次の二つの理由から200 MeVに設定した。

- (1) 後段シンクロトロンでの粒子数の上限値は、入射時の運動エネルギーによつて決まる空間電荷効果によつて制限されており、1パルス内の粒子数として $4 \times 10^{13}$ 個以上を達成するためには、入射エネルギーを200 MeV以上にすることが必要である。
- (2) 医学利用、特に癌治療への利用では、治癒率の点から陽子のエネルギーが200から250 MeV程度であることが必要である。

また、ビームの時間平均電流は、多分野の同時使用を可能にするために最大で1 mAとした。

表7-7-1 線型加速器のビームパラメータ

運動エネルギー	200 MeV
規格化エミッタンス	$5 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 以下
1パルス内の平均電流	25 mA
パルス幅	300 $\mu\text{sec}$
繰り返し	15 Hz
(最大)	(150 Hz)
時間平均電流	110 $\mu\text{A}$
(最大)	( $\sim 1 \text{ mA}$ )





表7-7-2 線形加速器の基本パラメータ

全長	~170	m
各部の長さ		
RFQ	3	m
アルバレ型リニアック	40	m
単胞型リニアック	120	m
出力エネルギー		
イオン源	50	keV
RFQ	2	MeV
アルバレ型リニアック	72	MeV
単胞型リニアック	200	MeV
規格化エミッタンス	5	$\pi$ mmrad
ビームのパルス幅	300	$\mu$ sec
ピーク電流	25	mA
時間平均電流 (最大)	~110 $\mu$ A (1mA)	
繰り返し (最大)	15 (150) Hz	
空洞の共振周波数		
RFQ	200	MHz
アルバレ型 リニアック	200	MHz
単胞型リニアック	400	MHz

### 7-7-1 前段加速器

後段シンクロトロンで大強度陽子ビームを達成するために陽子の入射方式として荷電交換方式を用いる。そのためイオン源には、 $H^-$ イオン源を用いる。RFQでは、このイオン源からの連続ビームを高周波電場を用いて効率良く捕獲し、次ぎにビームの進行方向に集群させ、そして2MeVまで加速し主線型加速器に入射する。

#### 7-7-1-1 $H^-$ イオン源

イオン源の主要パラメータを表7-7-3に示す。

表7-7-3  $H^-$ イオン源のパラメータ

イオン源の種類	カスプ磁場型 $H^-$ イオン源
取り出し電圧	50 kV
取り出しピーク電流	30 mA
パルス幅	400 $\mu$ sec
規格化エミッタンス	2 $\pi$ mm $\cdot$ mrad以下

イオン源でのビーム電流とエミッタンスの算出にあたっては、RFQ、DTL、SCL全体のビーム透過係数とエミッタンス増大効果を、それぞれ0.8、2.5と仮定した。今後、これらパラメータの妥当な値については、KEK40MeVDTLの実測値と計算機プログラムを用いたシミュレーションの結果との比較によつて、詳細に検討を行う予定である。現在、表7-7-3に示すようなビーム性能は、KEKおよびLAMPFで開発が進められているカスプ磁場型 $H^-$ イオン源でほぼ達成されており特に問題はない。参考のため、このイオン源で得られているビーム性能を次ぎに示す。

- 1) ピーク電流が20mA、規格化エミッタンスが2  $\pi$  mm  $\cdot$  mrad (90%)以下の $H^-$ ビームを得ることができる。
- 2) 10%程度の"high duty"な運転に対して、カスプ磁場内でのプラズマの安定性から、出力電流の変動の小さなビームを取り出すことができる。

- 3) KEKでのフィラメントの改良によつて、デューティ0.5%で2000時間以上の連続運転が可能となり、その運転維持が容易になった。

#### 7-7-1-2 RFQ

RFQは、空洞内に置いた4つの電極（一般にこれをバーンと呼ぶ）の先端形状を図7-7-2に示す様にビームの進行方向に沿って変化させ、対向するバーンは同相で、隣り合うバーンは逆相になるように、高周波で励振することによつて、次の3つの効果を同一の空洞内で実現したものである。

- 1) イオン源からの低エネルギー粒子（数10keV）を、高周波四極電場を用いた強い収束力によつて横方向（進行方向に直角な方向）の位相空間内に効率よく捕獲する事ができる。
- 2) 捕獲した粒子を、その高周波電場の軸方向成分を用いて、縦方向（進行方向）の位相空間内に効率良く集群させる事ができる。
- 3) 集群させた粒子を2~3MeVのエネルギーまで収束を行いつつ加速する事ができる。

我々は、このRFQをコッククロフトに代わる前段加速器として用いるため、加速エネルギー2MeVのRFQを計算機コード”PARMTEQ”を用いて設計した。図7-7-3は、この計算結果で、運動エネルギー（T）、収束パラメータ（B）、加速位相（ $\phi_s$ ）、モジュレーション係数（m）、最小半径（a）の空洞内での変化を示す。表7-7-4に、このRFQの基本パラメータを示す。加速エネルギーは、次段のアルバレ型リニアックの入射端側での空間電荷効果と高周波による発散力、およびドリフトチューブに組み込む四極磁石の磁場の非線形成分（エネルギーを上げる事によつてユニットセルの長さが延び、そのためボア径と磁石長の比が改善される）によるエミッタンスの増大をできる限り小さくするために2MeVとした。また、周波数は電極の作りやすさと、加速電流の上限値（100mA）と横方向のアクセプタンスを十分大きく取るために200MHzとした。

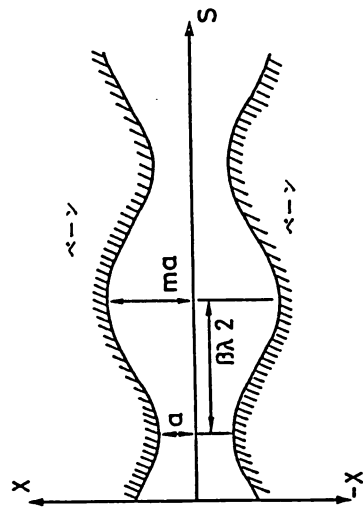


図7-7-2 RFQのベーン形状

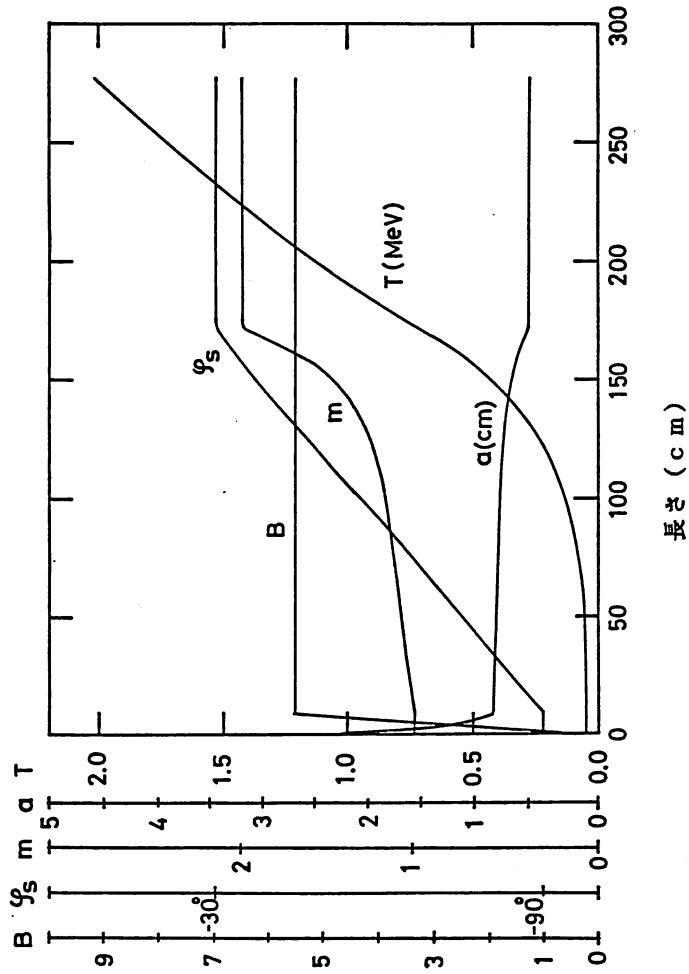


図7-7-3 RFQの設計パラメータ

表7-7-4 RFQの基本パラメータ

入力エネルギー	keV	50
出力エネルギー	keV	2000
空洞共振周波数	MHz	200
ベーン長	m	2.78
空洞内径	cm	31
セル数		181
ベーン間電圧	kV	133
最大電場	MV/m	22
最小半径 (a)	cm	0.497
平均半径	cm	0.761
B (収束パラメータ)		5.5
アクセプタンス	$\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$	5
縦方向の捕獲効率 (電流0Aの時) %		97

#### 7-7-4 主線型加速器

この主線型加速器では、RFQからの2MeVのH<sup>-</sup>ビームを200MeVまで加速する。加速器構成は、加速効率の目安となる空洞の実効シャント抵抗の値の大きさから低エネルギー側ではアルバレ型(DTL)を高エネルギー側では単胞空洞型リニアック(SCL)を用いる。

DTLは、円筒空洞の回転対称軸にそつて、ドリフトチューブを空洞の共振波長 $\lambda$ と粒子の速度 $\beta$ で決まる間隔( $\lambda\beta$ )に並べた構造を持っている。粒子は、設計時に設定された入射エネルギーと空洞内に発生する加速電圧の両方が再現された時のみ、このドリフトチューブの間隙で加速される。従つて、ドリフトチューブの構造を一度決めると、加速エネルギーを変更することができない。これに対して単胞型リニアックでは各空洞の位相が空洞外の機器(移相器および導波管の長さ)で調節することができるため、高周波電力を空洞に供給する事によつて、すなわち加速電圧が $\sqrt{\text{空洞のシャント抵抗} \times \text{供給電力}}$ で与えられるため、加速エネルギーとビーム強度の両方を変更する事ができる。この点が、この二つの構造で基本的に大きく異なる点である。主線型加速器全体のコストパフォーマンス考えると、DTLでは、軸方向の平均加速電界強度を高周波パワーソースの出力範囲内でできるだけ大きくとり、全長を短くし、SCLでは空洞数をできるだけ多く取り、将来の拡張性(高周波源を増強してエネルギーを上げる)を考える事が最適な選択と言える。

この主線型加速器の高周波源として、我々は、稼働効率の向上と運転維持作業のしやすさを計るために大電力型クライストロンを用いる。このクライストロンは、半導体増幅器からの数10~数100W程度の入力を数MWに増幅して取り出すことができ、また寿命も5000~10000時間と非常に長い。そのため、従来の三極管および四極管を用いた電力増幅器システムに比べて、システムが非常に簡潔になりその信頼性の向上が期待できる。

### 7-7-2-1 アルバレ型ライナック

このアルバレ型リニアックの主要パラメータを表7-7-5に示す。

#### (a) 共振周波数

共振周波数は、次の三つの理由から200MHzとした。

- (1) ドリフトチューブを含めた空洞のつくりやすさ。
- (2) 入射エネルギーが2MeVの場合、ドリフトチューブに組み込む四極磁石の長さが6cm程になる。そのため、ボア径と磁石長の比が改善され、この磁石内でエミッタンスの増大の原因となる非線形磁場の強さを小さくできる。
- (3) 最近、200MHz帯の大電力クライストロンが利用できる。

#### (b) 空洞形状の最適化

このDTLの空洞およびドリフトチューブの形状を、計算機コード”SUPERFISH”を用いて、実効シャント抵抗と表面最大電界強度の二つを、2MeV（入射エネルギー）と40MeVの二箇所で最適化して決めた。図7-7-4と7-7-5に、これら二つの点での空洞内径（D）と間隙長（G）、そして間隙長と実効的シャント抵抗（ $ZT^2$ ）および表面最大電界強度（ $E_s/E_0$ ）の計算結果をそれぞれ示す。この結果から、空洞の内径を2から40MeVでは94cm、40から72MeVでは86cmとした。ドリフトチューブの外径は、大きなシャント抵抗値とその内部に四極磁石を組み込む十分な空間を得るために全て14cmとした。また、40MeV以上ではシャント抵抗を上げるために図7-7-6に示すようにドリフトチューブに20度の”face angle”をつけた。これら形状を用いて計算した $ZT^2$ の粒子の運動エネルギーに対する依存性を図7-7-7に示す。実効シャント抵抗は、10MeV付近にピークを持ち、それより低いエネルギーではエネルギーの減少と共に急激に低くなる。また、それより高いエネルギーではエネルギーの増加と共に単調かつ緩やかに減少する。加速電界強度は、ドリフトチューブ間での放電等の問題を避けるために、空洞内での表面最大電界強度がキルパトリック値の1.5倍以内になるように3MV/mとした。タンク長は、計算機コード”PARMILA”を



用いて、高周波のピーク電力が各タンク当たり2MW以下になるように決めた。その結果、入射端側で約9.5m、出力端側で約7.5mとなり、タンクの数4台となつた。

#### (c) 高周波電力システム

このDTLの高周波電力システムの概略構成を図7-7-8に示す。高周波源として、電力増幅率40~50dB、ピーク出力2MW、"duty factor" 10%程度のクライストロンを4本用いる。空洞の最大励振電力は、高周波のパルス幅を600 $\mu$ sec(加速に必要な電圧を作るのに要する時間+ビームのパルス幅)、繰り返しを150Hz、ビーム電流を30mAで運転したとき約7.2MWとなる。高周波電力の輸送は、同軸管(又は導波管)を用いて行い、空洞の2ヶ所(空洞長の1/4と3/4の位置)に取り付けた高周波結合器から空洞に電力を供給する。

#### (d) 収束用四極磁石

ドリフトチューブ内に組み込む収束用四極磁石として、保守の容易な永久磁石を用いる。この四極磁石の必要な磁場の強さは、DTLの入射端側で最も強くなる。このDTLでは共振周波数と入射エネルギーを、それぞれを200MHz、2MeVとしたことから、ビームサイズをできるだけ小さくするためにベータトロン振動の位相の進み角として90度を採用しても、60T/m程度で収まる。この値は、磁極部での最大磁束密度に換算すると約1テスラとなるが、B-H積の大きな磁性帯(たとえばNe-Fe-B, Sm-Co系)を用いれば特に問題なく達成することができる。

表7-7-5 70MeV アルバレ型リニアックの主要パラメータ

空洞番号		1	2	3	4
入力エネルギー	MeV	2.0	22.22	40.30	56.78
出力エネルギー	MeV	22.22	40.30	56.78	72.28
空洞長	m	9.376	8.606	7.407	7.396
空洞内径	cm	94	94	86	86
ドリフトチューブ外径	cm	14	14	14	14
ビームホール径	cm	2.0	2.0	2.5	2.5
セル長	cm				
入射端		9.99	32.29	42.80	50.11
出力端		31.80	42.34	49.68	55.46
間隙長/セル長 (G/L)					
入射端		0.233	0.308	0.260	0.309
出力端		0.305	0.368	0.306	0.345
透過時間因子 (T)					
入射端		0.763	0.825	0.865	0.814
出力端		0.828	0.765	0.817	0.769
シャント抵抗 (Z)	MΩ/m	96-82	82-79	67-66	66-65
Q値 (平均)		96000	92000	74000	73000
平均電界強度	MV/m	3	3	3	3
最大表面電界強度	MV/m	16.3	16.0	18.9	17.8
ピーク空洞損失(1.3Pcav) MW		1.194	1.249	1.309	1.330
ビーム負荷(30mA)(Pb) MW		0.600	0.540	0.495	0.465
全ピーク損失(1.3Pcav+Pb) MW		1.794	1.789	1.804	1.795

図 7-7-4 2 MeV の空洞内径 (D) と間隙長 (G)、  
 間隙長と実効シャント抵抗 ( $ZT^2$ ) および表面  
 最大電界強度 ( $E_s/E_0$ ) の関係

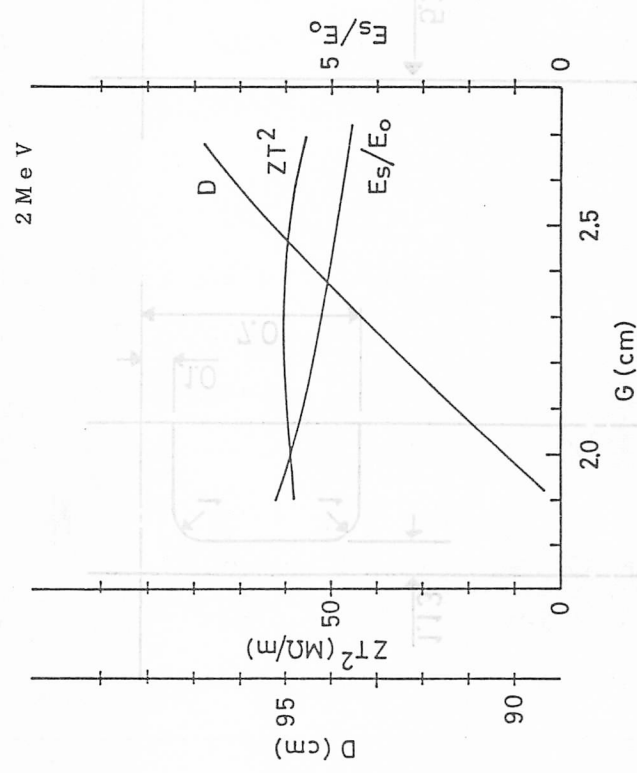


図 7-7-4 2 MeV の空洞内径 (D) と間隙長 (G)、  
 間隙長と実効シャント抵抗 ( $ZT^2$ ) および表面  
 最大電界強度 ( $E_s/E_0$ ) の関係

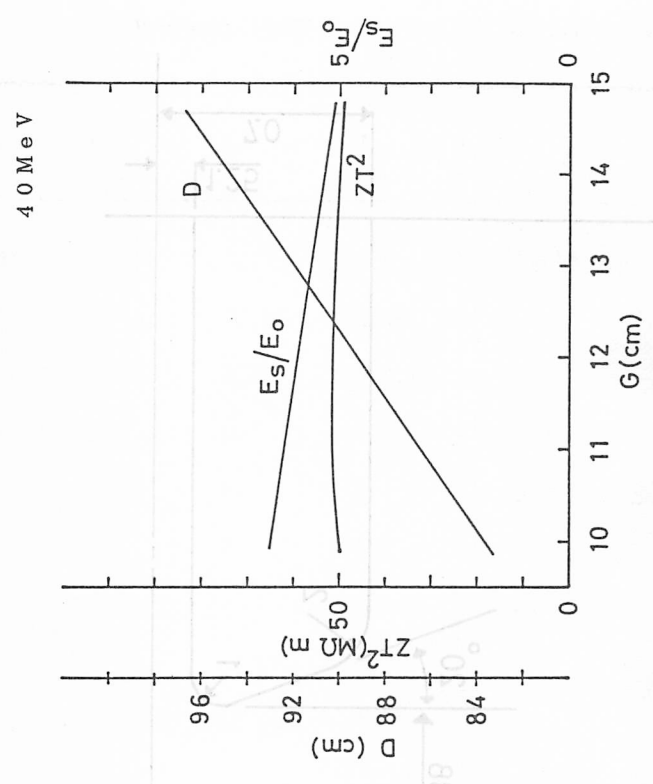


図 7-7-5 40 MeV の空洞内径 (D) と間隙長 (G)、  
 間隙長と実効シャント抵抗 ( $ZT^2$ ) および表面  
 最大電界強度 ( $E_s/E_0$ ) の関係

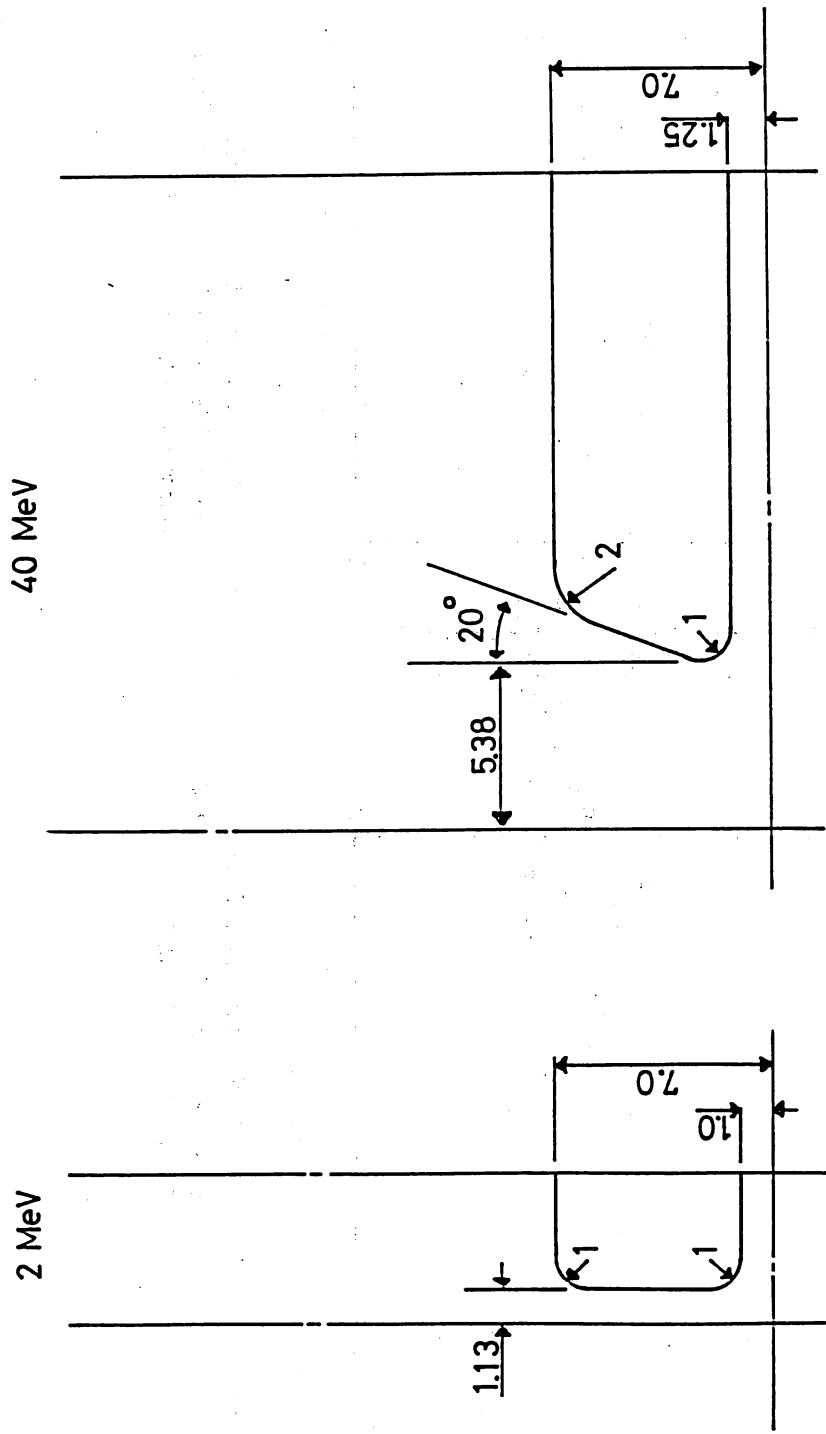


図7-7-6 2MeVと40MeVでのドリフトチューブの形状

図7-7-6 50 MeV以下の陽子の運動エネルギー

電場陽子線導管線量

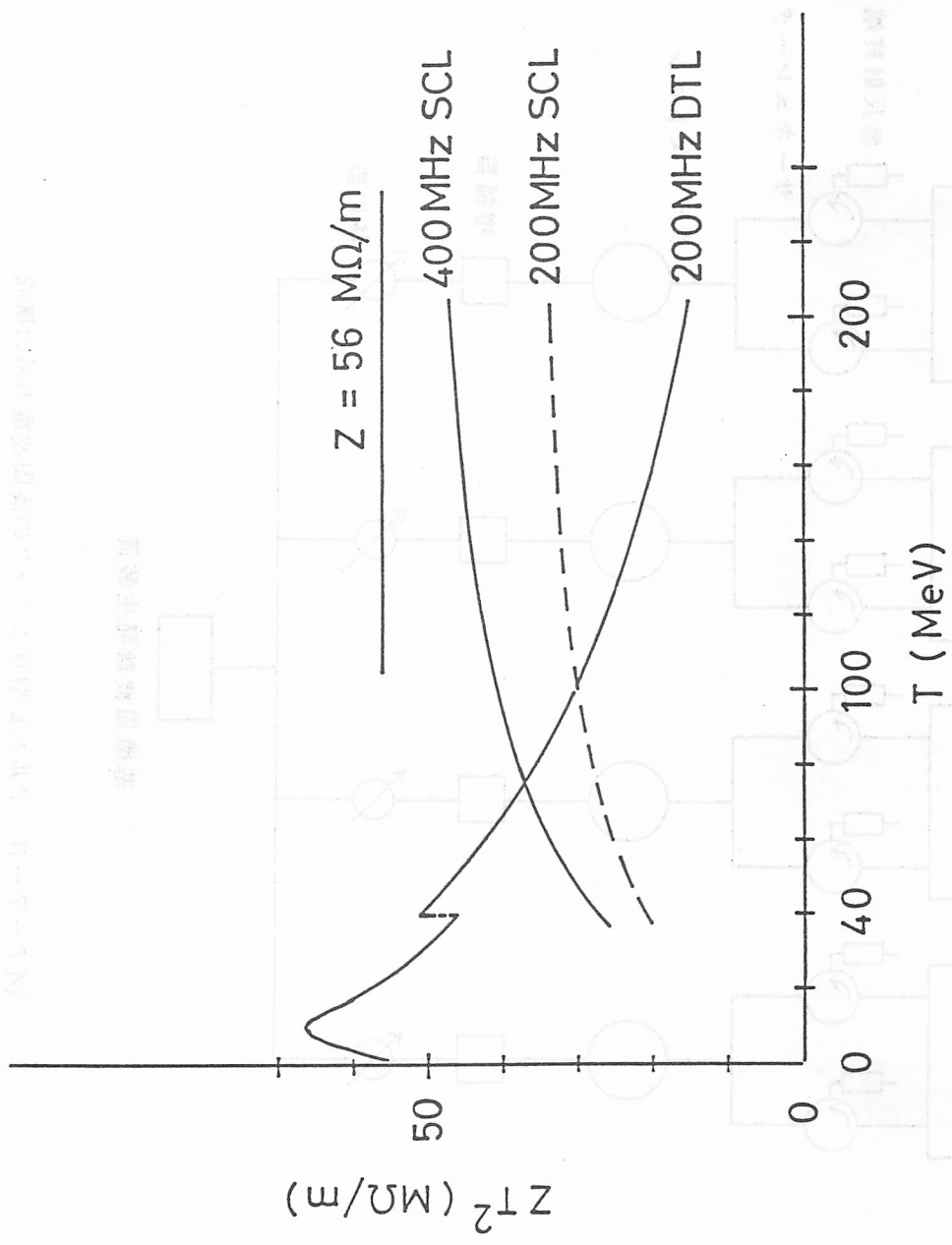


図7-7-7 実効シャント抵抗の陽子の運動エネルギーに対する依存性

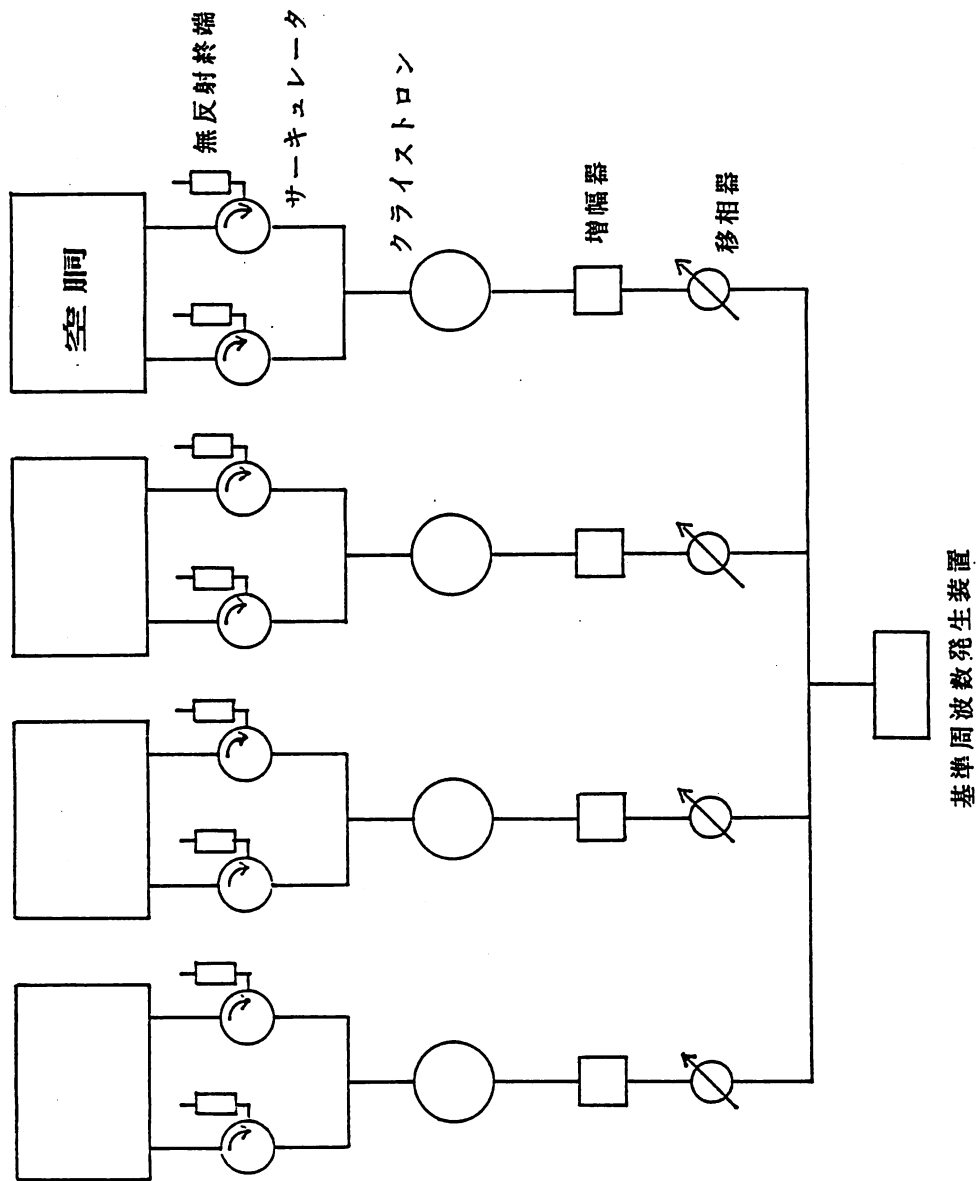


図7-7-8 アルバレ型リニアックの高周波電力系の構成

### 7-7-2-2 単胞空洞型ライナック

単胞空洞型リニアック (SCL) は、図7-7-11に示すように外部四極電磁石をFD FD構造のラティスに配置し、それぞれのラティス空間に単胞空洞4台を等間隔に組み込み、それぞれの空洞に高周波電力を独立に供給する。この単胞型リニアックは、結合空洞型リニアック (例えばDTL) に比べて次のような利点を持っている。

- 1) 単一形状の空洞を用いることができるためその製造コストが安い。
- 2) 空洞間の高周波位相を調整すること (たとえば導波管の長さを変える) によつて、高周波電力源を増強すれば加速エネルギーを変えることができる。
- 3) 実効シャント抵抗 ( $Z T^2$ ) が数10 MeV以上のエネルギー領域でDTLのそれより大きくでき、その値はエネルギーが増加するにつれて透過時間因子 ( $T$ ) が1に近づくために図7-7-7に示すように漸近的に空洞のシャント抵抗に近づいていく。
- 4) 1空洞当たり独立な高周波ソースによつて励振するため、すなわち各加速間隙が高周波的に完全に独立しているので、結合型空洞で問題になるような近接モードを考える必要がない。
- 5) ビーム収束系が空洞外にあるために、空洞と磁石の設計を独立にかつ最適な条件で行うことができる。また、これらの据え付けが容易である。

#### (a) 空洞の共振周波数

共振周波数は、次の理由から400MHzとした。

- 1) 実効シャント抵抗が、後で示すように200MHz空洞のそれより1.4倍程大きい。そのため同じ高周波電力でより大きな加速電界強度を利用できる。
- 2) 放電限界が、200MHzの約1.4倍に上がるため、4MV/m程度の加速電場を利用できる。
- 3) DTLの200MHzから400MHzに周波数を変更しても、バンチ長が2MeVの0.26倍にダンピングしている事から縦方向のアクセプタンス上全く問題がない。
- 4) 給電系に取り扱いが簡単な導波管を用いる事ができる。

## (b) 空洞形状の最適化

単胞空洞の設計は、計算機コード”SUPER FISH”を用い、DTLとの接続側空洞(7.2 MeV)で大きな実効シャント抵抗を実現するように形状の最適化をおこなった。図7-7-9に、周波数を400 MHzに固定したときの、間隙長(G)と空洞内径(D)との関係を、そして間隙長と実効シャント抵抗( $ZT^2$ )、および表面最大電界強度( $E_s/E_0$ )との関係をも同時に示す。この計算結果から空洞内径と間隙長を、それぞれ47.25 cm、7.5 cmとした。この単胞空洞の形状とその寸法を図7-7-10に、そしてこの形状をもとに計算した $ZT^2$ の運動エネルギー(T)に対する依存性を図7-7-7に示す。図中には、参考のため200 MHz SCLの計算結果も示してある。この結果を用いて、SCLの空洞の個数を、空洞当りの加速電圧と空洞と高周波電力システムのコストの和の二つを最適化して決めた。加速ゲイン130 MeVの場合には、空洞数はおおよそ200個、空洞当りの加速電圧は約0.88 MV、電界強度は約4 MV/mとなる。表7-7-6に、この単胞空洞の主要パラメータを示す。

## (c) 単胞型ライナックの高周波電力システム

高周波系は、図7-7-11に示すように8台の空洞を一単位とし、ピーク出力1 MWのクライストロンとT型分配器、導波管、サーキュレータおよび無反射終端よりなる高周波輸送系で構成され、高周波電力は、この輸送系を用いてクライストロンから各空洞に独立に供給される。全空洞励振電力は、ビーム電流を25 mAとすると、最大で約20 MWとなる。(ただし平均損失は”duty factor”を6%とすると約1.2 MW程度となる。)各空洞間隙での、ビームと高周波加速位相との整合は次の二つの方法で行う。

- (1) ビームに対する各ユニットの平均位相の調整は、クライストロンの励振源である基準周波数発生装置からの信号を電氣的に移相して行う。
- (2) ユニット内でのビームと各空洞との位相調整は、導波管の長さを機械的に変えて行う。

現在、KEKでは、これと類似した高周波系がトリスタンで安定に運転されていることから、構成上特に問題になることはない。



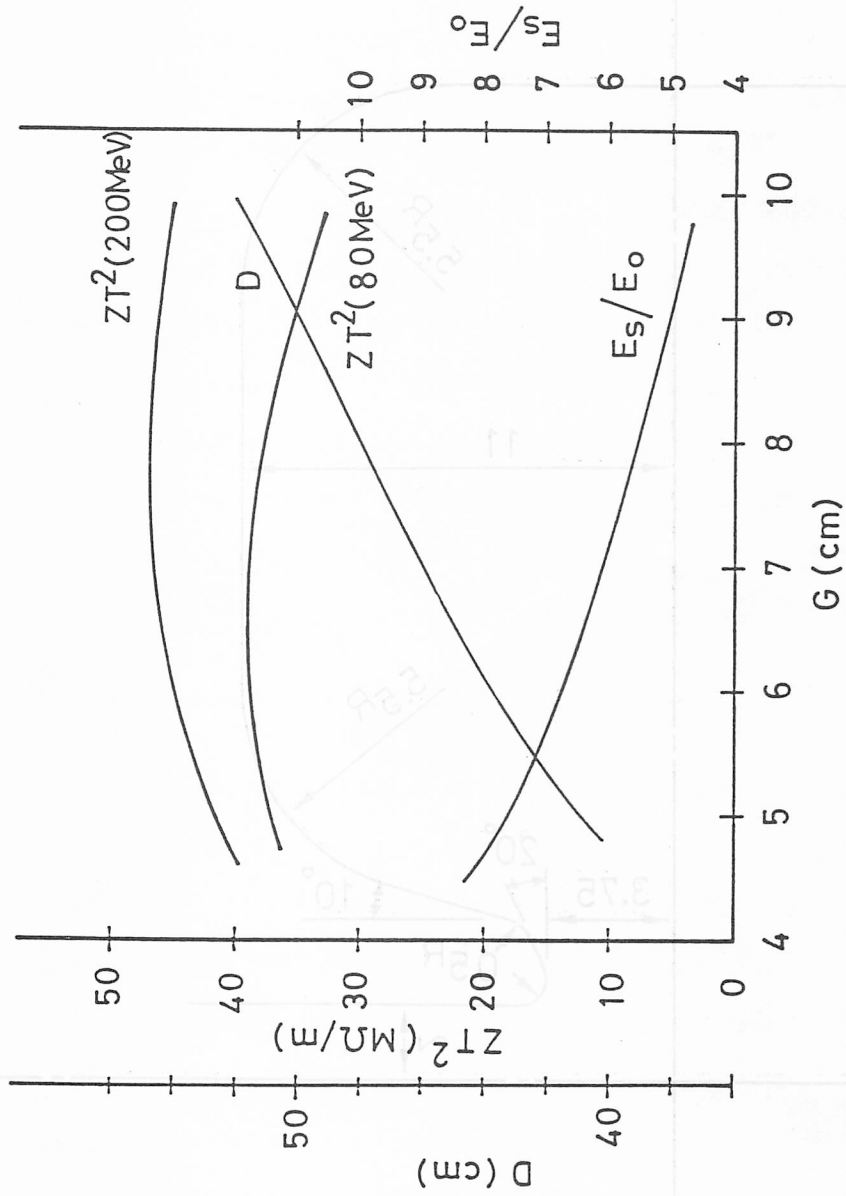


図7-7-9 空洞内径 (D) と間隙長 (G)、間隙長と実効シヤント抵抗 ( $ZT^2$ ) および表面最大電界強度 ( $E_s/E_0$ ) の関係

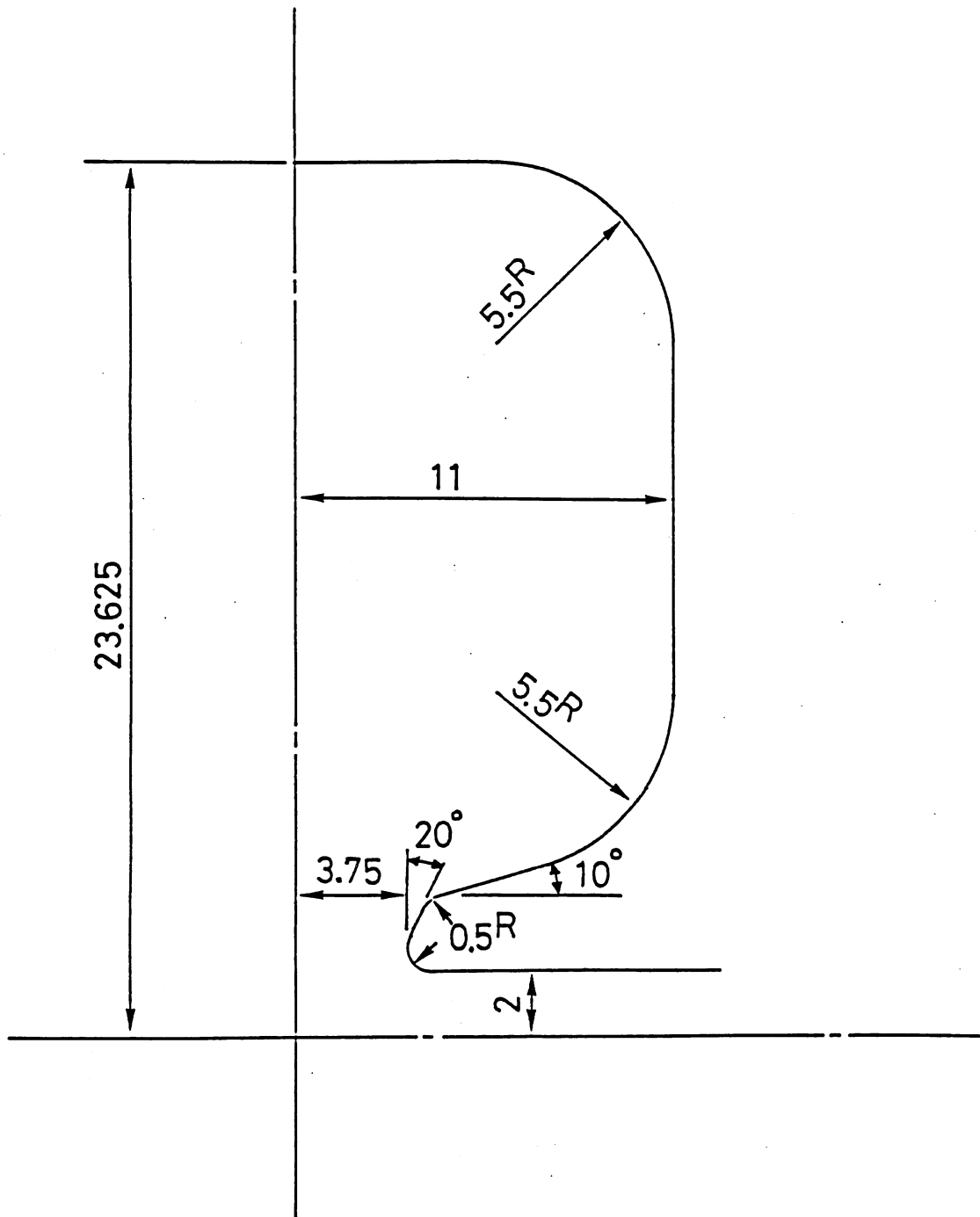


図7-7-10 400MHz 単胞空洞の形状

表7-7-6 400MHz 単胞空洞のパラメータ

空洞長	cm	22	
空洞内径	cm	47.25	
ギャップ長	cm	7.5	
ビームホール径	cm	4.0	
Q値		36000	
シャント抵抗 (Z) × 空洞長	MΩ	12.3	
空洞当りの電圧 (V)	MV	0.88	
ピーク空洞損失 (P <sub>cav</sub> )	kW	63	
エネルギー	MeV	72	200
透過時間因子 (T)		0.75	0.89
実効シャント抵抗 (Z <sub>T2</sub> ) × 空洞長	MΩ	6.9	9.7
V <sub>T</sub>	MV	0.66	0.78
ピークビーム損失 (P <sub>b</sub> )	kW	14	17
(I <sub>p</sub> =25mA, cosφ <sub>s</sub> =0.87)			
全ピーク損失 (P <sub>cav</sub> +P <sub>b</sub> )	kW	76	80

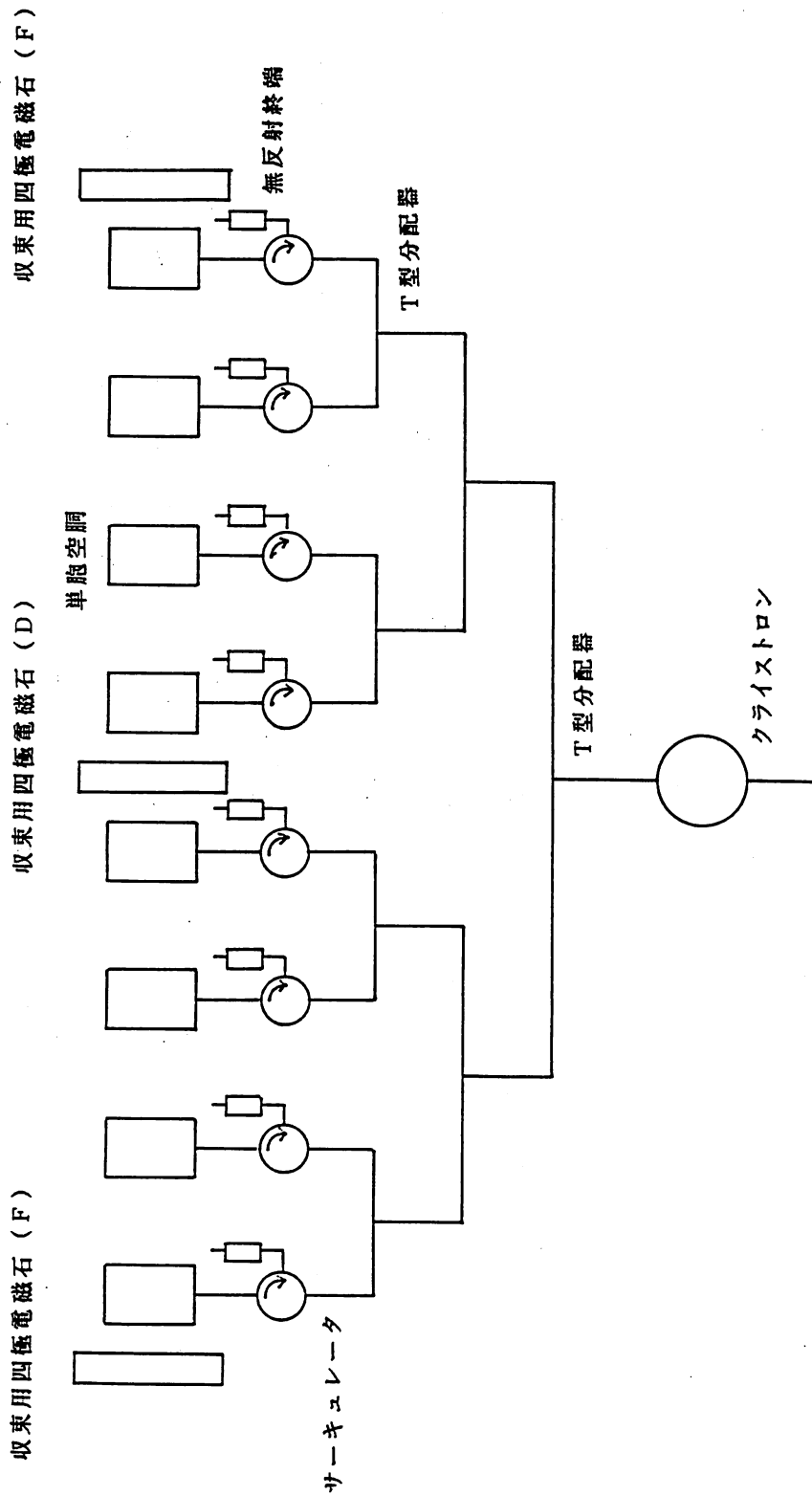


図7-7-1-1 単胞空洞型リニアックのセル構造および高周波電力系の構成