

JAERI-M

7 1 2 1

臨界プラズマ試験装置の遠赤外干渉測定・I
(臨界プラズマ試験装置設計報告・XXXXIX)

1977年6月

板垣 時良・的場 徹・船橋 昭昌[†]・鈴木 康夫

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

臨界プラズマ試験装置の遠赤外干渉測定・I

(臨界プラズマ試験装置設計報告・XXXIX)

日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部

板垣時良・的場 徹・船橋昭昌⁺・鈴木康夫

(1977年5月23日受理)

1981年に完成予定の臨界プラズマ試験装置(JT-60)の基本的プラズマ・パラメータである電子密度測定用干渉計測法について考察した。JT-60のような大型トカマク装置ではプラズマ半径が大きくなるのでプラズマによる干渉フリンジ数と屈折による湾曲効果が大きくなり、干渉計に使用する光源として遠赤外レーザが必要になる。この遠赤外光を用いた干渉法をJT-60のプラズマに適用したとき、測定限界密度が屈折効果で規定されることを見出した。次に現在までに中型トカマク装置で行なわれた遠赤外干渉計測の例とその構成要素について概論した。さらにS/N値評価法について考察し、JT-60での具体的検討によればレーザ発振器出力の不安定、屈折によるビームの減衰、シンクロトロン放射、および機械的振動が問題になることが判明した。この対策として機械的振動以外の項目には周波数変調が有効であることを示した。最後にJT-60に遠赤外干渉測定装置を適用したときの構成案を示した。

FIR-Interferometer for JT-60

Tokiyoshi ITAGAKI, Tohru MATOBA, Akimasa FUNAHASHI⁺
and Yasuo SUZUKI

Division of Large Tokamak Development, Tokai, JAERI

(Received May 23, 1977)

A far infrared interferometric method has been studied for measuring the electron density in large tokamak JT-60 to be completed in JAERI in 1981. A far infrared laser is necessary to optimize the number of fringes and the refraction in JT-60. The maximum detectable density of plasma is limited by the refraction. Far infrared interferometry whereby electron densities are measured in medium tokamaks such as TFR and ALCATOR is first explained. The S/N values of interferometric signals are estimated in JT-60. The major noise sources are fluctuation of the far-infrared laser beam, attenuation of the probe beam by refraction, synchrotron radiation and mechanical vibration. The frequency modulation method is effective for improvement of S/N values against noise sources, except the mechanical vibration. A far infrared interferometer used for JT-60 is also described.

+) Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI.

目 次

1. 序 言	1
2. 干渉フリンジ数の算出	2
3. プラズマの密度勾配による屈折効果	5
4. 遠赤外域シアン (HCN) およびメチルアルコール (CH ₃ OH) レーザーによる干渉測定例	15
5. 遠赤外域干渉計測用光学材および素子	23
5.1 遠赤外域用光学材	23
5.2 信号出力直視化用変調方式	23
5.3 遠赤外検出器	25
5.3.1 熱的検出器	26
5.3.2 量子的検出器	26
5.4 遠赤外レーザー	29
6. S/N値及び最小検出フリンジの評価	44
6.1 S/N値の評価	44
6.1.1 遠赤外レーザーの出力パワー変動およびプローブ・ビームの減衰による S/N値	44
6.1.2 プラズマからの輻射によるS/N値	45
6.1.3 遠赤外検出器のS/N値	46
6.2 最小検出フリンジの評価	47
6.2.1 機械的振動	47
6.2.2 プローブ・ビームの湾曲	48
7. JT-60の構成例と問題点	49
8. 結 論	52
謝 辞	54
文 献	54

1. 序 言

最近の中型トカマク装置(TFR, ALCATOR等)における干渉法による多チャンネル密度測定は、従来のミリ波領域のみならず遠赤外領域の電磁波源を使用して実用化されている。これはトカマク・プラズマの重要な研究課題である電磁波放射強度、プラズマ圧力、等価価電数、閉じ込め時間、不安定性などの解析に電子密度が基本的に必要となるためであり、これからの研究の進展のためにも今後とも十分な精度で時間変化と空間分布を測定しなければならない。しかしながら現在建設を計画している臨界プラズマ試験装置(JT-60)では、密度は現在とほぼ同じであるがプラズマの大きさが小半径1mと非常に大きくなりかつ温度が10KeV程度にもなるので従来それほど問題とならなかった屈折効果、機械振動、シンクロトロン輻射などが大きな問題として出てくる。このために使用波長、干渉形式、検出器、光学材料、変調方式などについてS/N値が最大になるように細心の注意をはらって選択する必要がある。

JT-60では予備電離プラズマ、磁気リミタ部プラズマも計測対象としているので使用する波長としては4ミリ波から100 μ mサブミリ波までの間で何種類か選択することが必要となる。現在のところ4ミリ、2ミリのマイクロ波、337 μ mシアン(HCN)レーザ、118.8 μ mメチルアルコール(CH₃OH)レーザ等が計画されている。

さらにJT-60では実時間データ処理により密度情報を制御に利用することも考慮している。たとえば予備電離プラズマの密度モニターによる主プラズマ生成の可否判定、主プラズマ密度モニターによる中性粒子入射のタイミング設定と可否判定、電子密度の時間変化の高速ガス弁による制御などについて検討している。このような実時間データ処理においてはS/N値と測定精度を放電後データ処理に比べて格段によくしておかないと系全体の信頼性低下につながるので、高S/N化のための実時間処理用変調方式の選択は非常に重要な問題となる。

第2節においては代表的な電磁波源を使用したときのJT-60のプラズマにより生ずる干渉フリンジ数を求めた。またプラズマの屈折効果によりプローブ・ビームがどのくらい減衰するかを第3節に示した。第4節には中型トカマク装置(TFR, ALCATOR)で行なわれた遠赤外干渉測定例について記した。さらに遠赤外干渉測定の各構成要素についての詳細を第5節に示した。第6節では干渉計検出信号S/N値評価について、また第7節ではJT-60の干渉構成例とその問題点を述べた。

最後に本報告においては単位系は特にことわらないものはMKS有理系で記述する。

2. 干渉フリッジ数の算出

プラズマの屈折率 n は、電磁波の角周波数 ω と電子のサイクロトン角周波数 ω_{ce} との間に (ω_{ce}/ω)² \ll 1 の関係が成立するとき、^{注1)} 磁力線方向と電磁波の伝播方向に関係なく次式で与えられる。¹⁾

$$n^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \quad (1)$$

ここで ω_p はプラズマ角周波数であり n_e を電子密度とすると

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (2)$$

となる。 ω が ω_p より小さいところでは(1)式より n が純虚数となる、つまりプラズマ中を電磁波が伝播できない。即ち ω_p は遮断角周波数となっている。今 $\omega_p/\omega \leq 1/3$ となる時は、(1)式は充分精度良く

$$n \simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \quad (1')$$

と近似できる。電子密度分布 $n_e(x)$ のプラズマ中を電磁波が通過するときに生ずる位相変化量 $\phi(t)$ 、あるいは干渉フリッジ変化量 m は、電磁波の波長を λ としたとき

$$m = \frac{\phi}{2\pi} = \int_0^{\ell} \frac{(1-n)}{\lambda} dx = \int_0^{\ell} \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 dx \quad (3)$$

となる。但し積分は電磁波の進行路に沿ってプラズマの境界 $x=0$ から $x=\ell$ まで行なう。(3)式の ω_p に(2)式を代入すれば、

$$m = \int_0^{\ell} \frac{1}{2\lambda} \cdot \frac{e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2} \cdot n_e dx \quad (3')$$

となり $\omega_p/\omega \leq 1/3$ の条件下で干渉フリッジ数 m は電子密度と線型関係が成立する。(3)'式の各定数に数値を入れると

$$\int_0^{\ell} n_e(x) dx \text{ (cm}^{-2}\text{)} = 2.24 \times 10^{13} \cdot \frac{m}{\lambda \text{ (cm)}} \quad (4)$$

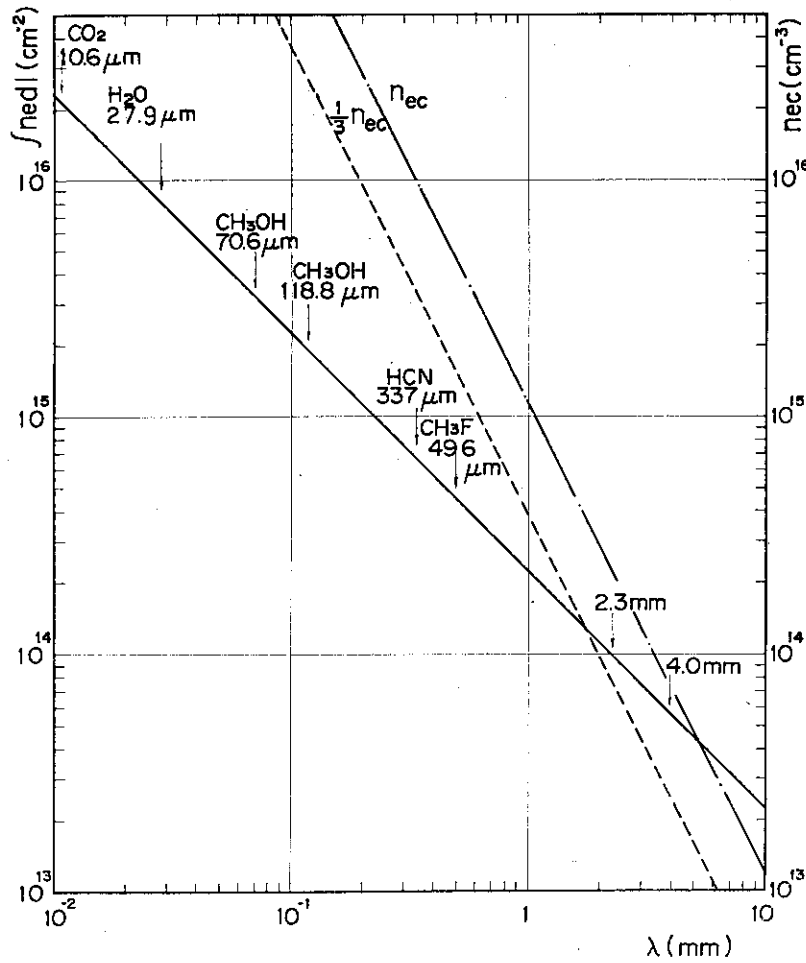
が得られる。電磁波の波長 λ に対する 1 フリッジ ($m=1$) 相当の線密度 $\int_0^{\ell} n_e(x) dx$ の計算

注1) JT-60の最大磁場 $B=5\text{T}$ のとき $\omega_{ce} = 8.8 \times 10^{11} \text{ rad/sec}$ 、一方電磁波として $337 \mu\text{m}$ HCN レーザのとき $\omega = 5.6 \times 10^{12} \text{ rad/sec}$ となり $(\omega_{ce}/\omega)^2 = 0.024$ になる。

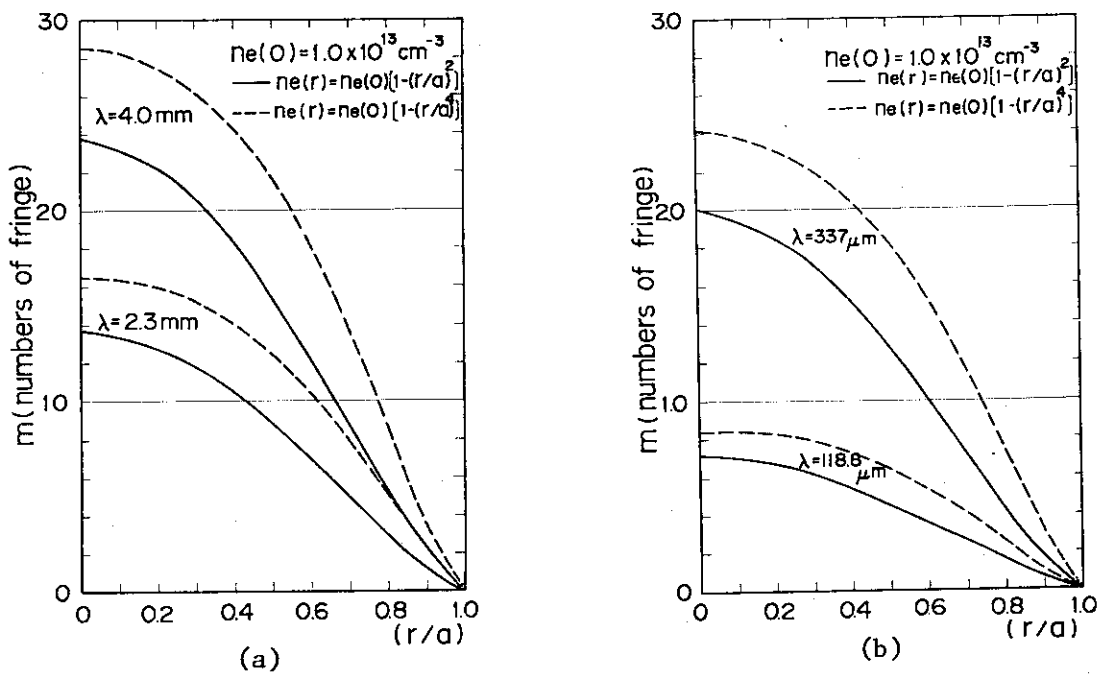
結果を第1図に示す。また同図には遮断角周波数 ω_p に対応するプラズマの遮断密度 n_{ce} と $1/3 n_{ce}$ の関係を一諸に図示してある。図中に矢印で示してある波長は 75GHz と 130GHz のマイクロ波及び遠赤外域で干渉測定に使用可能と思われる高出力CW遠赤外レーザの波長である。

次にプラズマの密度分布を2乗分布および4乗分布と仮定してプラズマ中心から水平方向に r の位置で垂直方向に線密度を測定したときの干渉フリンジ数を第2-a図 ($\lambda = 2.3\text{mm}$, 4.0mm) と第2-b図 ($\lambda = 118.8\mu\text{m}$, $337\mu\text{m}$) に示す。但しプラズマ中心の電子密度を $n_e(o) = 1.0 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 、プラズマ半径を $a = 100\text{cm}$ とした。横軸はプラズマ半径で規格化した測定位置である。プラズマ中心の電子密度が $n_e(o) = 1.0 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 以外のときの干渉フリンジ数 m は $1.0 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ に対するファクタを第2図の縦軸の読み取り値に乘じれば良い。JT-60の主プラズマの測定をHCNないし CH_3OH レーザで行なうと、第2-a図よりプラズマの中心密度が $n_e(o) = 1 \sim 10 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ のときプラズマ中心位置 $r/a = 0$ (U4ポート)^{注2)}での干渉フリンジ数は $m \approx 0.7 \sim 24$ 、またプラズマ中心から内側及び外側に 57cm 離れた測定場所 $r/a = 0.57$ (U2, U6ポート) では $m \approx 0.4 \sim 16$ になる。予備電離プラズマの測定は 4mm のマイクロ波を使用して密度が $n_e \approx 1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ の一様分布のときには干渉フリンジ数は $m \approx 0.4$ にしかならない。一方磁気リタミ部プラズマの干渉測定は上下貫通ポートがないためポートに対向して設置された金属板による電磁波反射を利用した、いわゆるマイクロ波干渉往復法を採用せざるを得ない。 4mm のマイクロ波を用いる場合、磁気リタミ部のプラズマ密度が $n_e \approx 1 \sim 10 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 、プラズマ長が $l = 20\text{cm}$ のとき干渉フリンジ数は $m \approx 0.7 \sim 7$ になる。

注2) JT-60の垂直計測ポートはプラズマ中心を見透すU4ポートとその両側 57cm のところにU2, U6ポートが取り付く。分布測定が精度良く行なえるようトロイダル方向の4セクションは上記基本3ポートの間隙を測定できるように楕円ポートが取り付く方向で設計を進めている。



第1図 波長に対する1フリンジ相当の線密度とカット・オフ密度



第2図 干渉フリンジ数 ($a = 100 \text{ cm}$)

3. プラズマの密度勾配による屈折効果

JT-60のような従来のトカマク型装置に比べてプラズマの電子密度は同程度でプラズマ半径が大きい装置の干渉測定においては、入射電磁波がプラズマ中の密度勾配による屈折効果を大きく受けて密度の小さい方へ湾曲する影響を無視することができなくなる。そこでこの屈折角がプラズマ・パラメータによりどのように変化するかを解析してその対策を考えることにする。円柱対称なプラズマで密度分布が半径 r の単調減少関数であるとき屈折角 $\theta(b)$ は

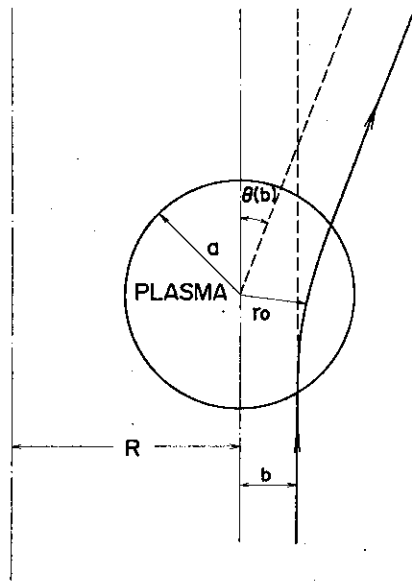
$$\theta(b) = \pi - 2 \int_{r_0}^{\infty} r^{-2} [b^{-2} - r^{-2} - b^{-2} V(r)]^{-\frac{1}{2}} dr \quad (5)$$

で与えられる。²⁾ここで b は衝突パラメータ、 r_0 は光ビームがプラズマ中心に最も接近したときの距離である。第3図にこれらの幾何学的関係を示してある。また $V(r)$ は入射電磁波の角周波数 ω に対する電子のプラズマ角周波数 ω_{pe} の比の2乗、即ち $V(r) = (\omega_{pe}/\omega)^2$ である。プラズマ中心での $V(r)$ を V_0 とすると $V_0 = n_e(0) \cdot e^2 / \epsilon_0 m \omega^2$ になる。第4図に入射電磁波の波長 λ をパラメータにして中心電子密度 $n_e(0)$ に対する V_0 の値を示す。次にプラズマ半径が a 、電子密度分布が2乗分布 $n_e(r) = n_e(0) [1 - (r/a)^2]$ のときの屈折角 $\theta(b)$ を(5)式より計算した結果を第5図に示す。これよりプラズマの中心密度が $n_e(0) = 1 \sim 10 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の2乗分布のとき屈折角 $\theta(b)$ の最大値は2mm波で約 $4 \times 10^{-2} \sim 4 \times 10^{-1} \text{ rad}$ ($2^\circ \sim 20^\circ$) にもなり、また $337 \mu\text{m HCN}$ レーザでも約 $1 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-2} \text{ rad}$ ($0.06^\circ \sim 0.6^\circ$) になる。

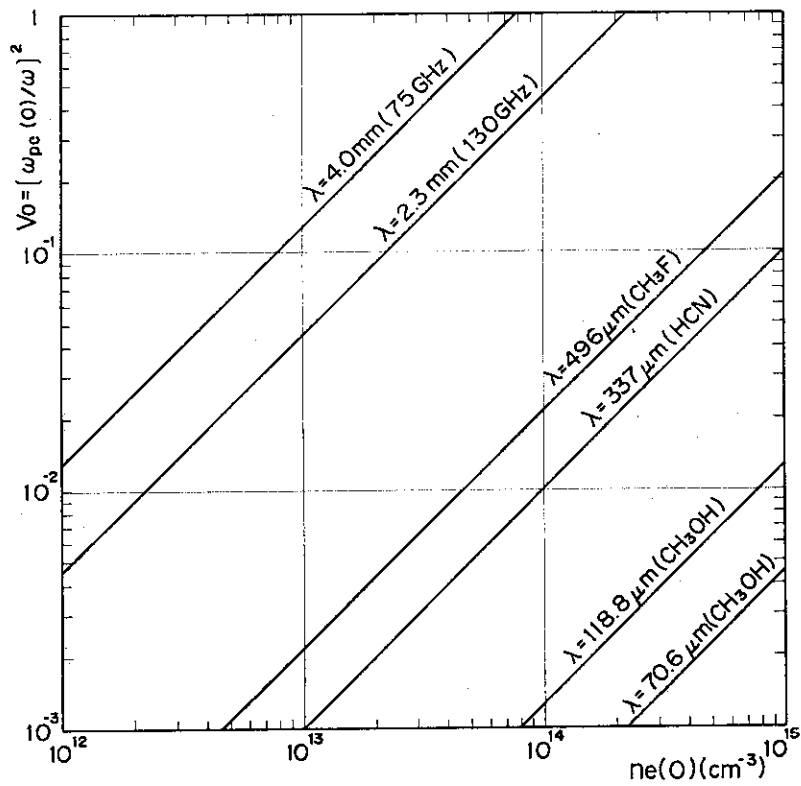
このようなプラズマ中の屈折による光ビームの湾曲効果を最小限にするにはあらかじめ光ビームをプラズマから受ける屈折方向と逆にある角度 θ を持たせて入射させれば良い。このとき測定するプラズマの密度範囲を決めればそれに対応する最適角度 θ_1 が存在する。第6図は波長 $337 \mu\text{m HCN}$ レーザ光 ($1/e$ 強度径 $d_e = 3 \text{ cm}$) を水平位置がプラズマ中心から $X_0 = 57 \text{ cm}$ (第3図における衝突パラメータ b に相当し JT-60 の垂直ポート U2 と U6 に対応) の所において、プラズマ中心より垂直方向距離 Z の位置における入射観測窓 (直径 $\phi = 2 d_e$) からプラズマ中心側に角度 θ を持たせて強度 I_0 で入射させたとき、反対方向に垂直距離 Z 離れた出口観測窓 (直径 $\phi = 2 d_e$) から出る光の強度 I との比 I/I_0 を示したものである。ただしプラズマの密度をパラメータにして真空のときから $n_e(0) = 10 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (JT-60における最大予想プラズマ密度1) までを測定範囲にした。プラズマの密度分布として2乗分布を仮定し、プラズマ半径として $a = 95 \text{ cm}$ に選んだ。第6-a~6-d 図はそれぞれ垂直ポートの長さ Z が 3 m , 6 m , 9 m 及び 12 m のときの計算結果である。これらのグラフにおいて最適角は真空 $n_e(0) = 0$ のときと最大プラズマ密度 $n_e(0) = 10 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のときの減衰曲線が交差する角度である。グラフより最適角は $\theta_1 = 0.14^\circ$ であることがわかる。このように $337 \mu\text{m HCN}$ レーザに対する補正角度 (最適角度) θ_1 は小さいが、ポートの長さ Z が長いのでプラズマによる屈折効果とそれに対す

るわずかな補正のために著しく出口窓を通過する光の量は減衰する。第7-a ~ 7-c 図は光ビームを入射させる補正角度 θ を $\theta = 0.10^\circ$, 0.15° 及び 0.20° に固定したときのポートの長さ Z に対する光の減衰比 I/I_0 を示したものである。これからも補正角度が $\theta = 0.15^\circ$ のときが最も減衰の割合が少ないことがわかる。第8図は第6図と同じく $337\mu\text{m}$ HCN レーザについてであるが、レーザ光の $1/e$ 径 d_e が観測窓のところで最小になるようにした場合 (第4節の(6)式参照) の計算結果である。また第9, 10図に波長が 1mm と 2.3mm のマイクロ波の場合の計算結果を示す。このときはプラズマの中心密度 $n_e(o)$ を小さくしてあり第9図の 1mm のときは $n_e(o) = 0 \sim 4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, 第10図の 2.3mm のときは $n_e(o) = 0 \sim 6 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ である。第11, 12図にはそれぞれ $337\mu\text{m}$ HCN レーザと 2.3mm マイクロ波がプラズマの屈折効果により湾曲する距離を出口窓のところで値で示してある。このように JT-60 の主プラズマにおけるマイクロ波干渉測定は、干渉フリンジ数が多くなるのみならず屈折角も大きいので 10^{13}cm^{-3} 台のプラズマ密度では測定不可能になる。HCN レーザの場合もプラズマの中心密度が $n_e(o) = 1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 近くになると最大屈折角は $b/a = 0.7$ で約 $1.0 \times 10^{-2} \text{rad}$ (0.6°) となりかなり厳しい条件になる。仮りに JT-60 の垂直方向ポートにおける測定器取り付け位置がプラズマ中心から 5m 前後になるときはその位置での光ビームの変位幅は 50mm になる。

$337\mu\text{m}$ HCN レーザよりも更に短い波長の遠赤外または赤外レーザとしては $118.8\mu\text{m}$ と $70.6\mu\text{m}$ の CH_3OH , $27.9\mu\text{m}$ の H_2O , $10.6\mu\text{m}$ の CO_2 などがある。しかし $10.6\mu\text{m}$ CO_2 レーザを使用すると中心密度が $n_e(o) = 1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ のときでも最大干渉フリンジ数は約 0.7 にしかならず、装置の機械的振動による影響を考慮しなければならないので $10.6\mu\text{m}$ CO_2 レーザを使用する利点は余りないと考えて良い。最近 $118.8\mu\text{m}$ CH_3OH レーザで高出力³⁾が得られ M. I. T. の ALCATOR で利用されている。プラズマの屈折効果を少なくするためにはより波長の短い遠赤外レーザが有利であり、逆に干渉装置の機械的振動の影響を少なくするためにはより波長の長い遠赤外レーザが有利である。このように遠赤外レーザの選択はレーザ発振器の出力パワー、最大・最小干渉フリンジ数、最大屈折角、機械的振動などを総合的に判断した上で決定すべきであり、どの装置に対しても最良のレーザは現在のところ考えられない。

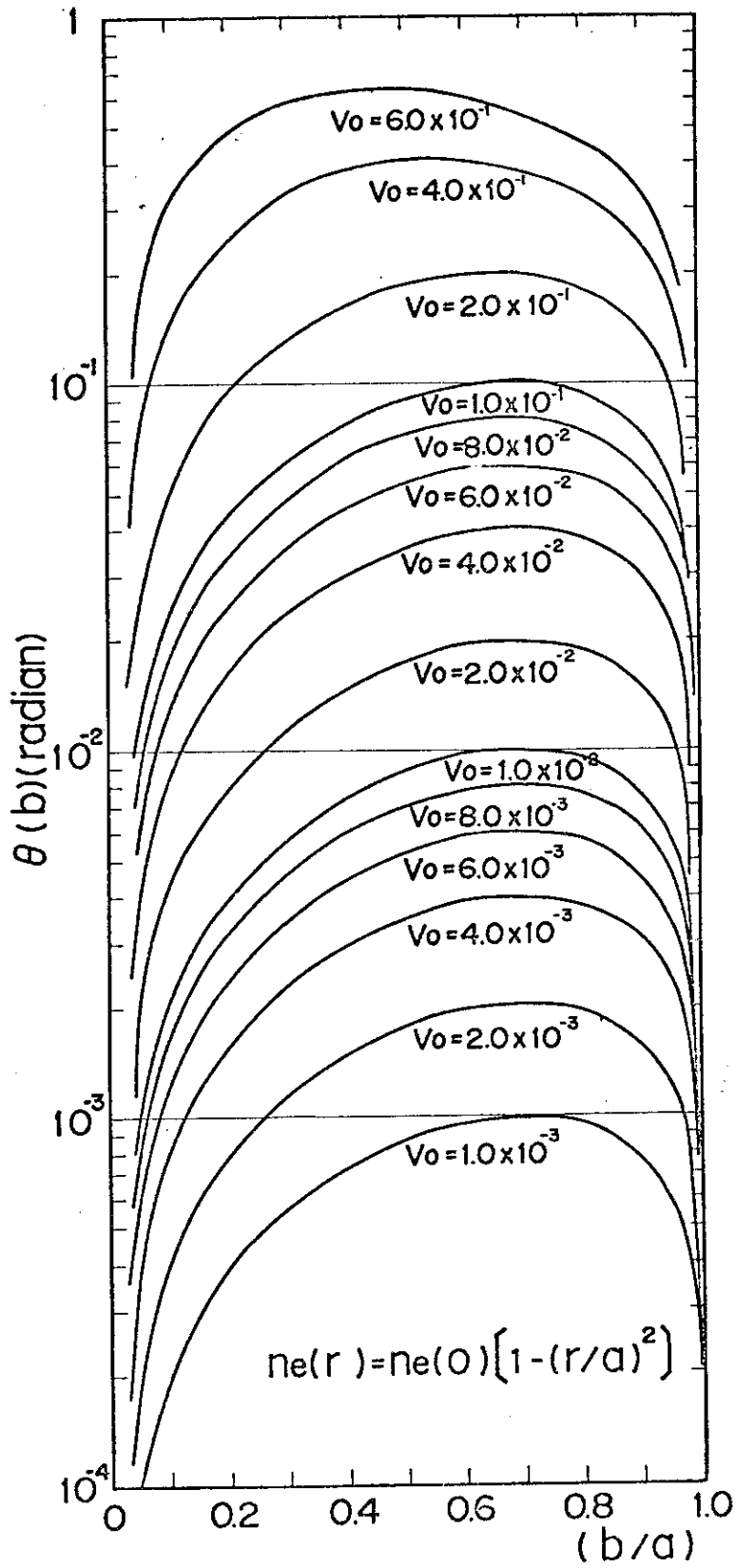


第3図 プローブ・ビームのプラズマによる屈折効果

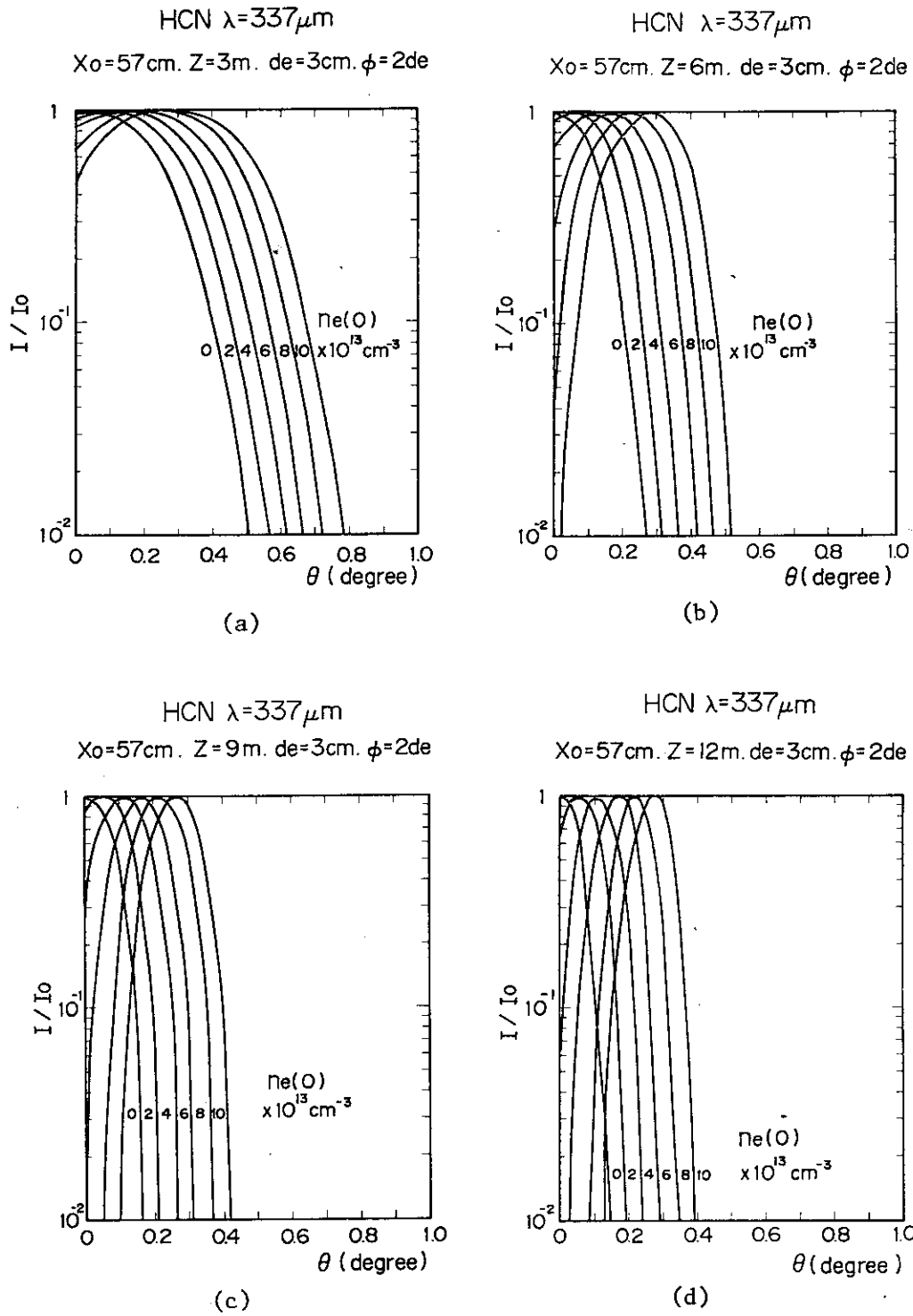


第4図 入射周波数に対するプラズマ中心のプラズマ周波数の比の2乗値

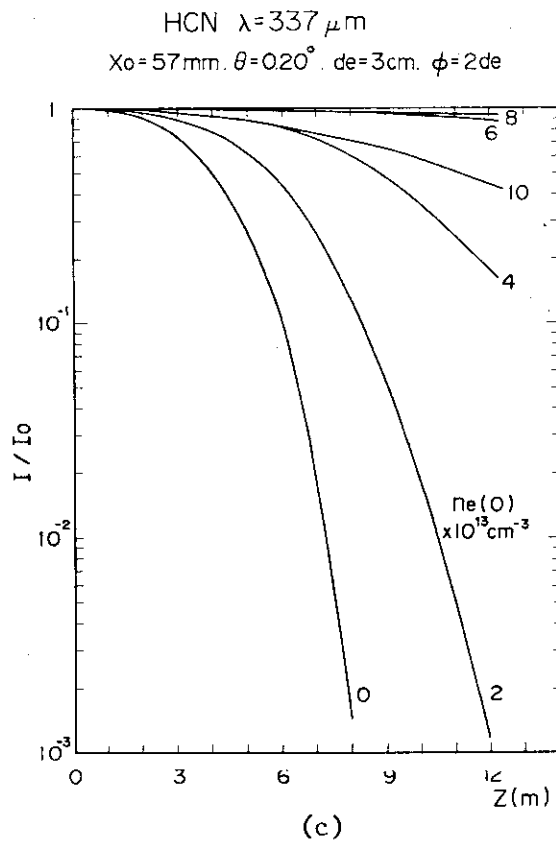
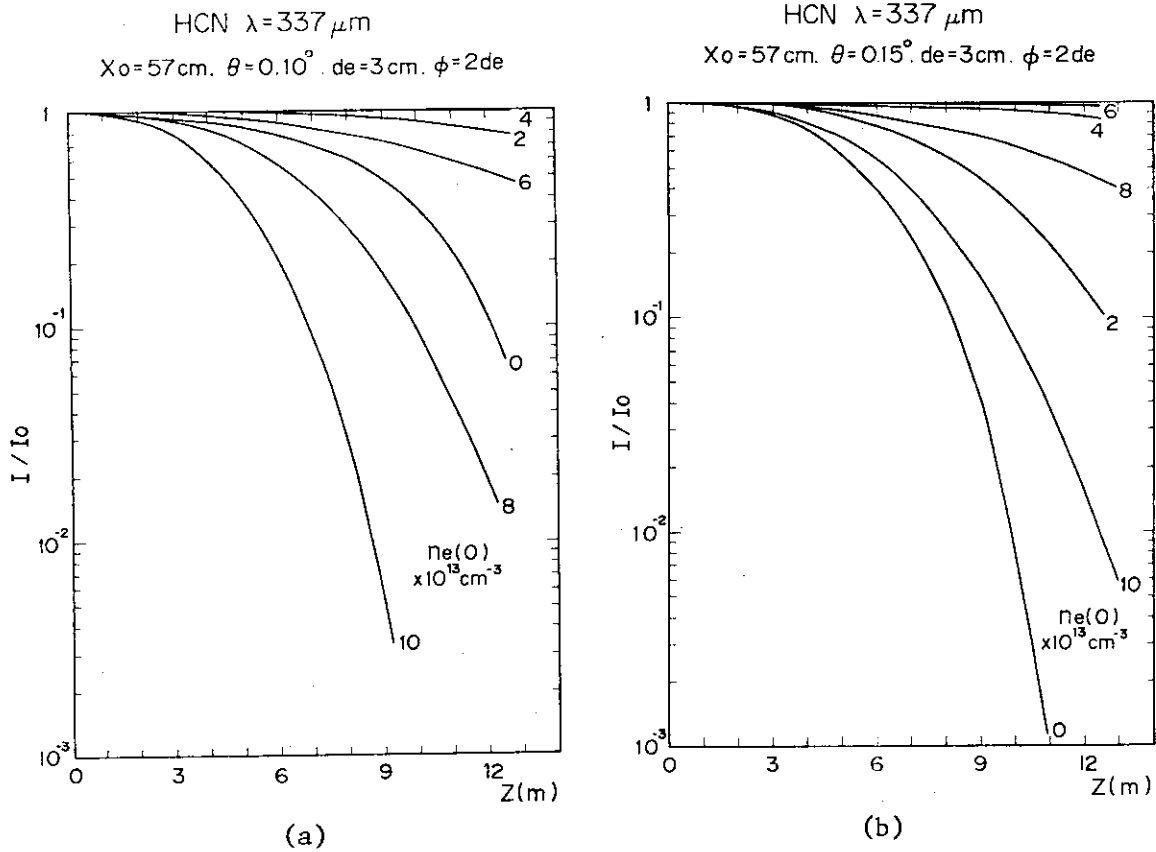
$$V_0 = [\omega_{pe}(0) / \omega]^2$$



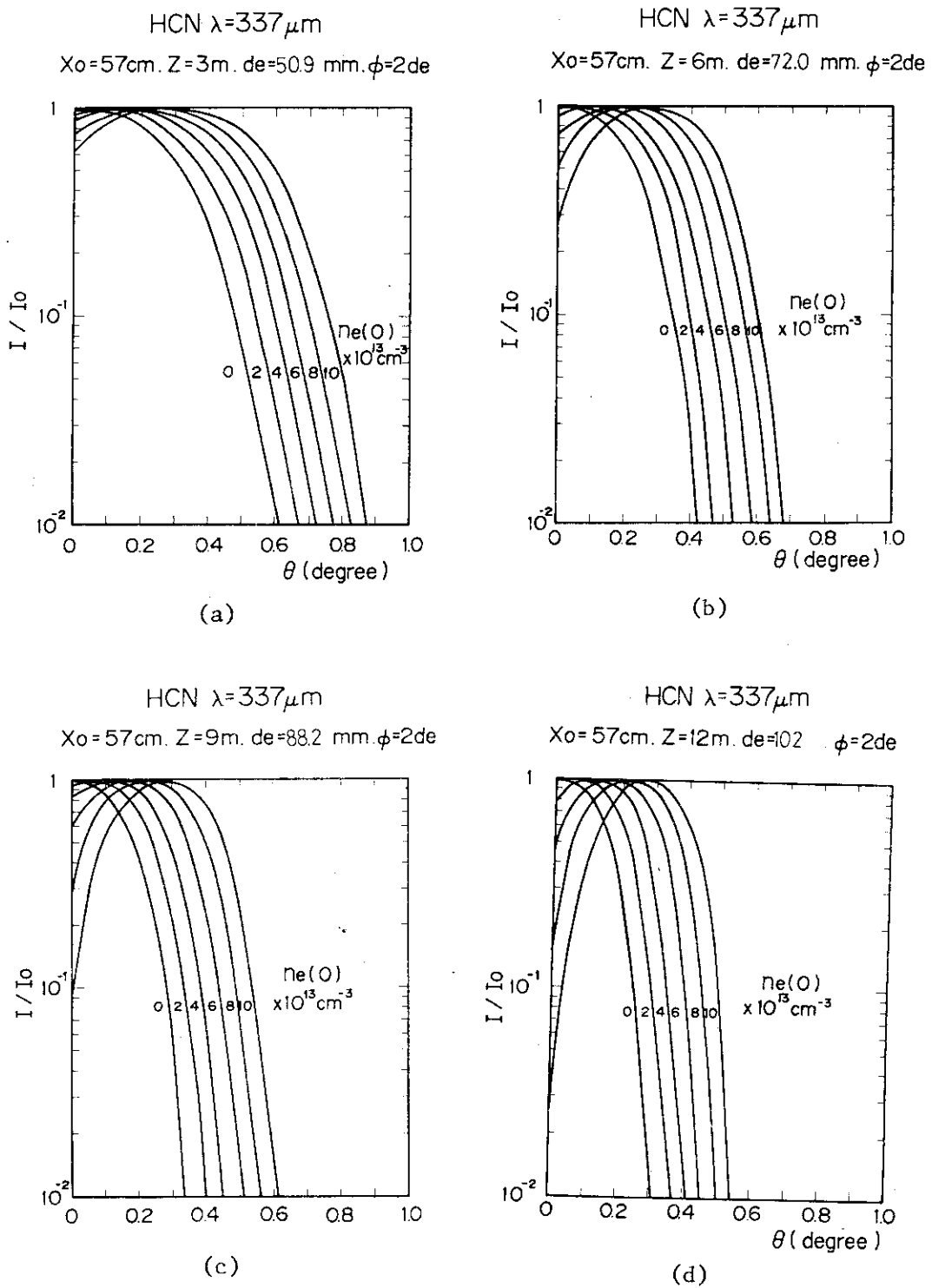
第5図 屈折角 $\theta(b)$



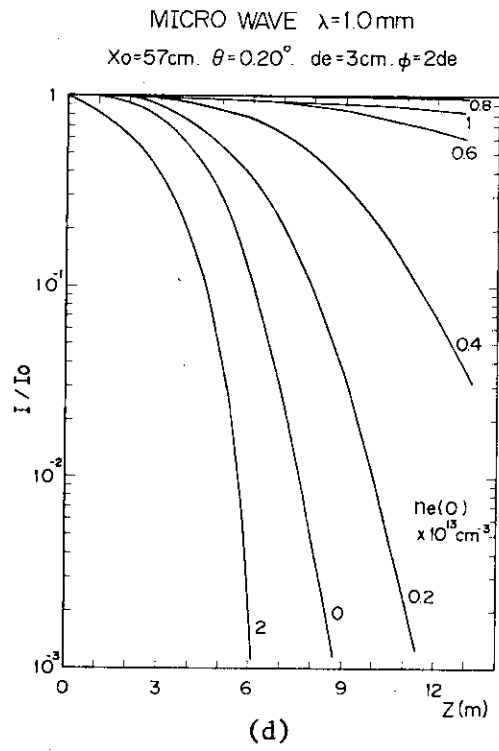
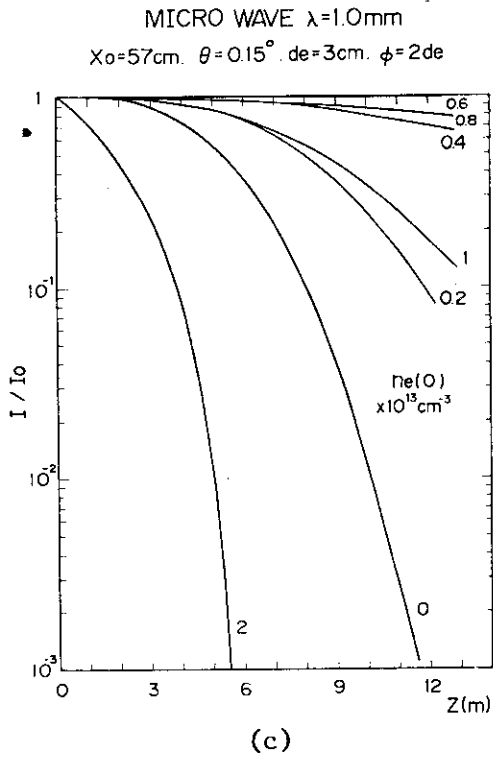
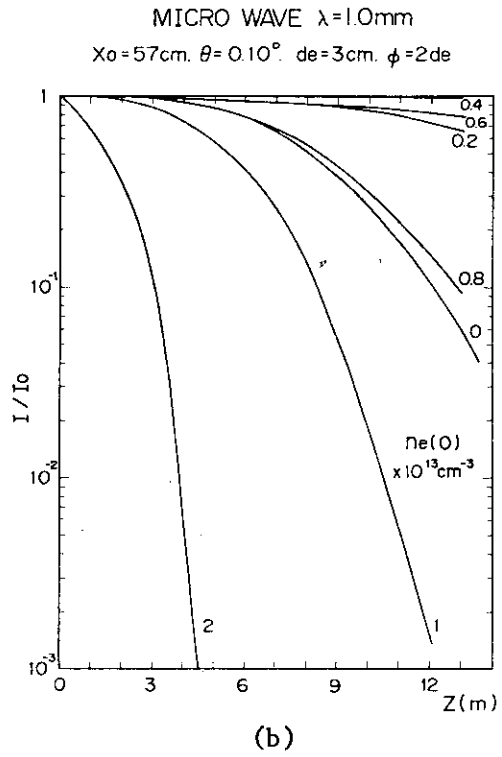
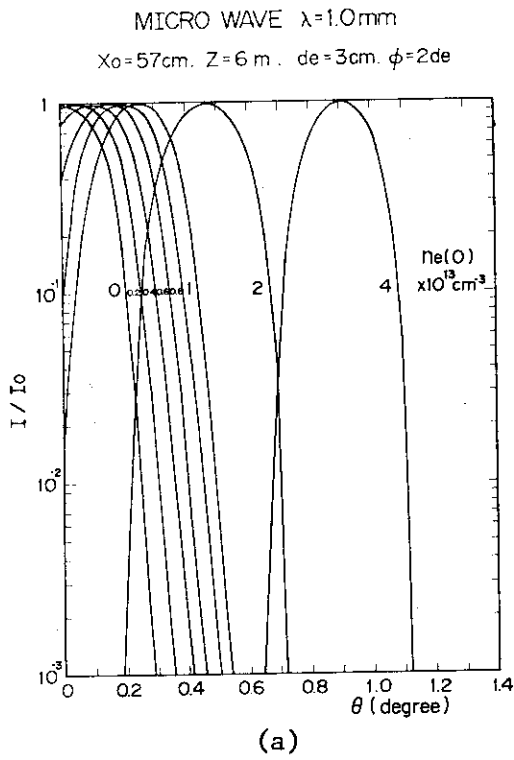
第6図 プローブ・ビームをプラズマ中心側へ角度を持たせて入射させたときの減衰比の角度依存性



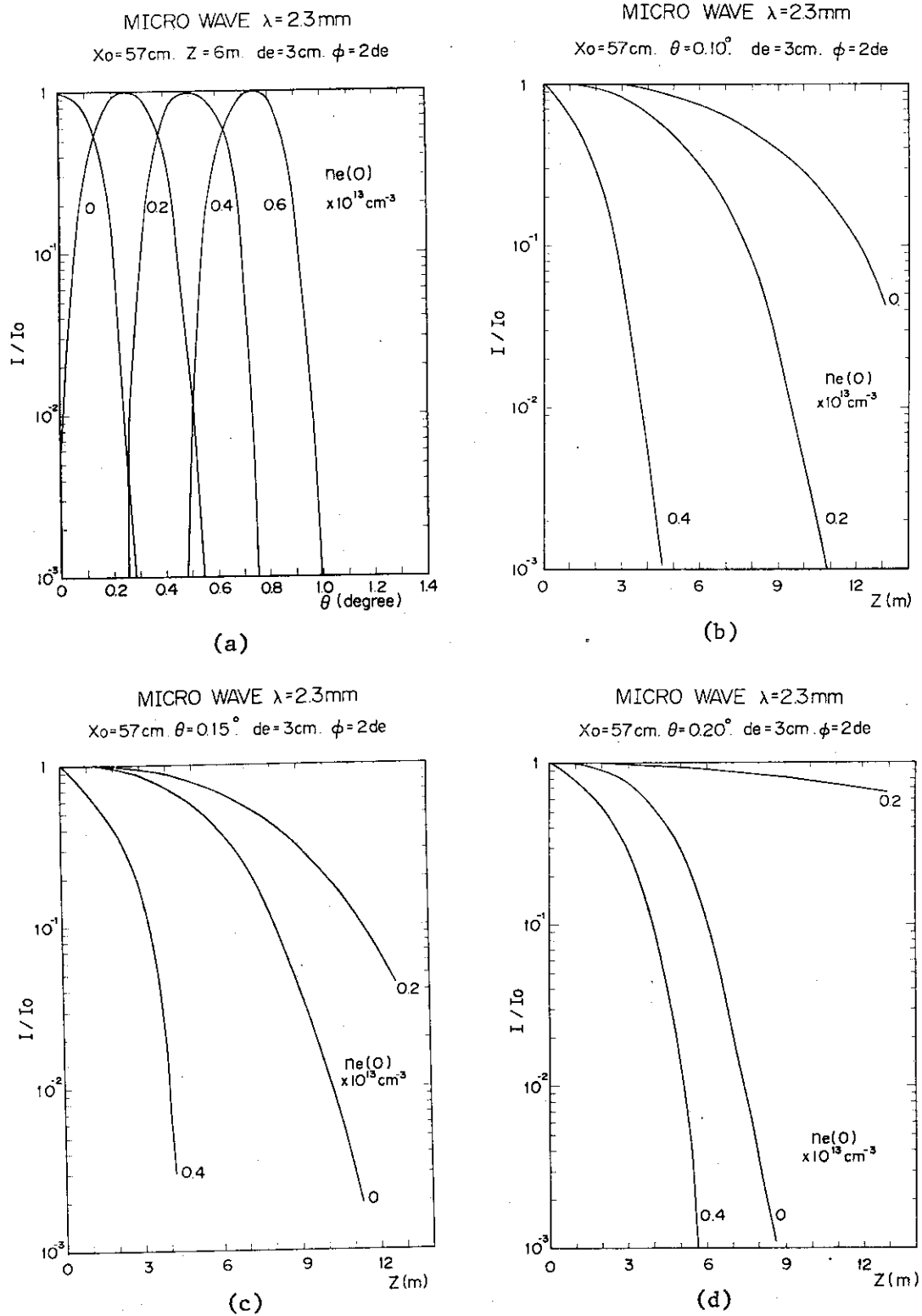
第7図 プローブ・ビームをプラズマ中心側へ角度を持たせて入射させたときの減衰比の距離依存性



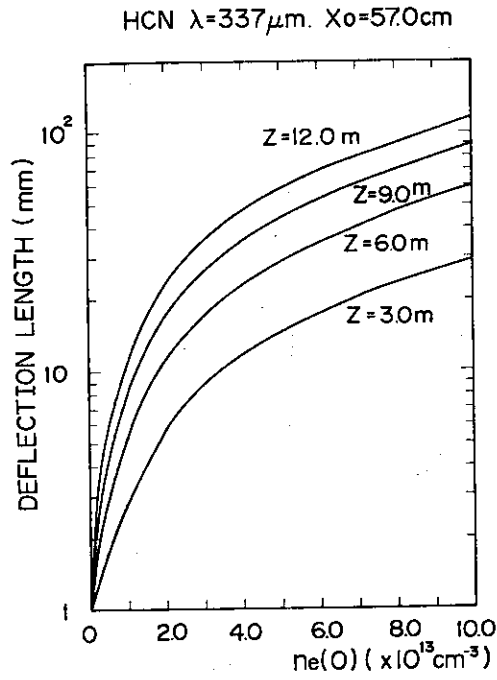
第8図 プローブ・ビームをプラズマ中心側へ角度を持たせて入射させたときの減衰比の角度依存性



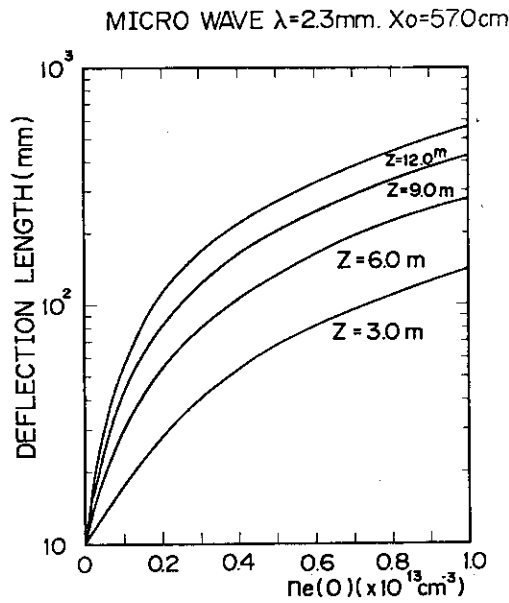
第9図 プローブ・ビームをプラズマ中心側へ角変を持たせて入射させたときの減衰比



第10図 プローブ・ビームをプラズマ中心側へ角度を持たせて入射させたときの減衰比



第 11 図 屈折効果による変位幅



第 12 図 屈折効果による変位幅

4. 遠赤外域シアン (HCN) 及びメチルアルコール (CH₃OH) レーザによる干渉測定例

HCN レーザによる干渉測定は中型トカマク装置ではすでに M. I. T. の ALCATOR⁴⁾ とフォンテネ・ローズの TFR⁵⁾ で行なわれており、データ処理もオン・ラインで実行されている。JT-60 はこれら中型装置よりもさらに一回り大きくなるが、測定を行なう上での基本配置は前述したビームの屈折効果に対する考慮を除いて ALCATOR や TFR で行なわれた方法を参考にすることになる。そこで以下簡単に TFR と ALCATOR 方式を紹介する。TFR で行なわれた干渉計全体の構成図を第 13 図に示す。1 システム 4 チャンネルを単位にして 2 システムで 8 光路の測定を行なう方法を採用している。遠赤外レーザの出力パワーは 150mW の導波管型 CW-HCN レーザである。干渉計の方式としてはマイケルソン方式とマッハ・ツェンダ方式が一般的であるが、前者は干渉計からの反射光がレーザ発振器と干渉してレーザ発振器の出力パワーを乱すのでマッハ・ツェンダ方式を採用している。TFR の干渉フリッジ直視化用の変調は円筒型回転回折格子を回転させそのドップラ効果を利用している。このときの回転回折格子の回転速度は遅くて 360 rpm であるので変調周波数は 10kHz に対応する。次に ALCATOR の HCN レーザによる干渉測定例を第 14 図に示す。HCN レーザは導波管型を採用しておらず凹面鏡と金属メッシュ共振器からなる。ALCATOR の HCN レーザ干渉測定では信号の直視化を行っていない。干渉計に使用する光学部品は遠赤外域 (特に問題としている 100~500 μm) で低損失であることはもちろんのこと、光学系の調整が容易になるように可視領域でも良好な光学特性を持つ光学部品を使用することが望ましい。ALCATOR では集光レンズに遠赤外域 (337 μm) と可視域で同じ屈折率 ($n=1.43$) を示し、低損失の TPX⁶⁾ 材 (商品名、新ポリオレフィン) を使用しているので可視光で遠赤外域の調整が行なえる。一方 TFR はレンズを用いないでガラスにアルミニウム蒸着した球面ミラーと平面ミラーを使用しており、このミラーの損失率は 0.01 である。ALCATOR の測定ポートの窓材は厚さ 1 cm の結晶石英 (337 μm で $n=2.156$) を z 軸カットで使用して複屈折効果を避けている。結晶石英は異常光線に対して極めて小さい吸収率を示す (波数 30cm^{-1} , 温度 300K のとき常光線の吸収率 0.3cm^{-1} に対して異常光線は 0.02cm^{-1})⁷⁾ ので、TFR は結晶石英を異常光線で使用し偏光面の回転を避けるために光学軸を入射電磁波の電気ベクトル面と平行にして使用した。結晶石英ガラスの厚さは大気圧に耐え、しかも反射損失を最小限にするため $3904 \pm 2\text{ μm}$ ^{注3)} である。ビーム・スプリッタは ALCATOR ではメリネックス・シートを使用している。TFR は窓材と同じ結晶石英を用いて光ビームの電気ベクトルが入射面に垂直になるように石英板を配置し、結晶石英板の厚さを入射角が 45° で反射率 0.5 になるよう選んでいる。しかし干渉計の構成上どうしても光ビームの電気ベクトルがビーム・スプリッタの入射面と一致するところがあるので (第 13 図の S_g)、この部分は結晶

注 3) 屈折率 n_1 , 厚さ h の一様な誘電体物質に波長 λ の光が垂直入射したとき反射率が最小になる厚さは $h = m\lambda / 4n_1$ のときである。但し m は偶数である。

石英板の代わりにタングステン・グリッドを使用している。検出器はALCATORが15kGの磁場を印加した液体H₂冷却I_nS₆結晶、一方TFRは室温で使える焦電検出器である。最小検出感度はALCATORの場合1/20フリンジである。これはHCNレーザが不安定(500Hzのリップル)なため、干渉計の光学系は装置と独立して固定しているので機械的振動による雑音は問題ないとする。一方TFRは最小検出感度が1/100フリンジで、これは装置の機械的振動によるものであると報告している。すなわち干渉計の光学系を真空容器に固定したため、トロイダルコイルの強磁場(40kG以上)により真空容器が振動するためとしている。その後この機械的振動を最小限におさえるため干渉計全体を本体装置と独立した支持構造で組立てるように改良された。⁹⁾ 観測窓の大きさは装置の制約上十分な大きさまで取れないことが多い。そこでプラズマ中心に光ビームを収束させる際、観測窓の位置でのビーム径が最小になるように設計する必要がある。ガウス分布ビーム理論によれば最小収束径を d_0 (1/e パワー)とすると、その位置より距離 Z 離れたところでの光ビームの広がり径 d は

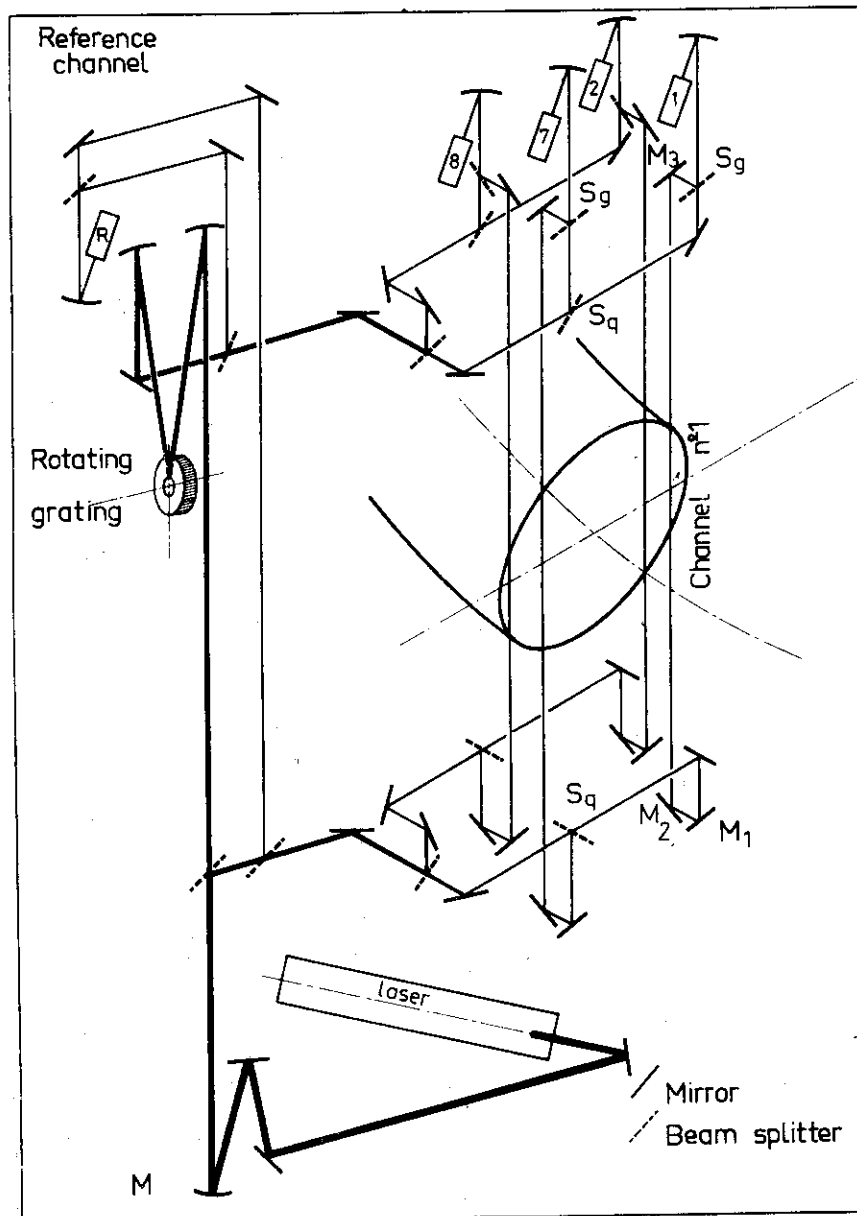
$$d^2 = d_0^2 \left[1 + \left(\frac{4\lambda Z}{\pi d_0^2} \right)^2 \right] \quad (6)$$

で与えられる。¹⁰⁾ (6)式で波長として $337\mu\text{m}$ (HCN)と $1188\mu\text{m}$ (CH₃OH)のときの関係を第15図に示す。観測窓でのビーム径は最小集束径が $d_0/Z^{1/2} = (4\lambda/\pi)^{1/2}$ (mm単位)のときに $d/Z^{1/2} = 2(2\lambda/\pi)^{1/2}$ (mm単位)となり最小値をとる。光ビーム径 d (1/e パワー)の電磁波が観測窓径 ϕ を通過するときのパワー損失を第16図に示す。⁵⁾ これより観測窓が $\phi/d = 2$ を満たすときほとんどパワー損失なしに光ビームを通過させることができる。このように観測窓からプラズマ中心までの距離 Z が大きくなるに従って、プラズマの屈折効果による光ビームの変位(Z に比例)と回折効果による広がり($Z^{1/2}$ に比例)のために必要な観測窓径が大きくなる。第17, 18図にTFRで測定されたHCNレーザによる干渉測定結果の一例を示す。第17図下側の写真の最大変化量は位相変化 2π に相当し、上側のデータは計算機によるオン・ラインでの出力結果である。

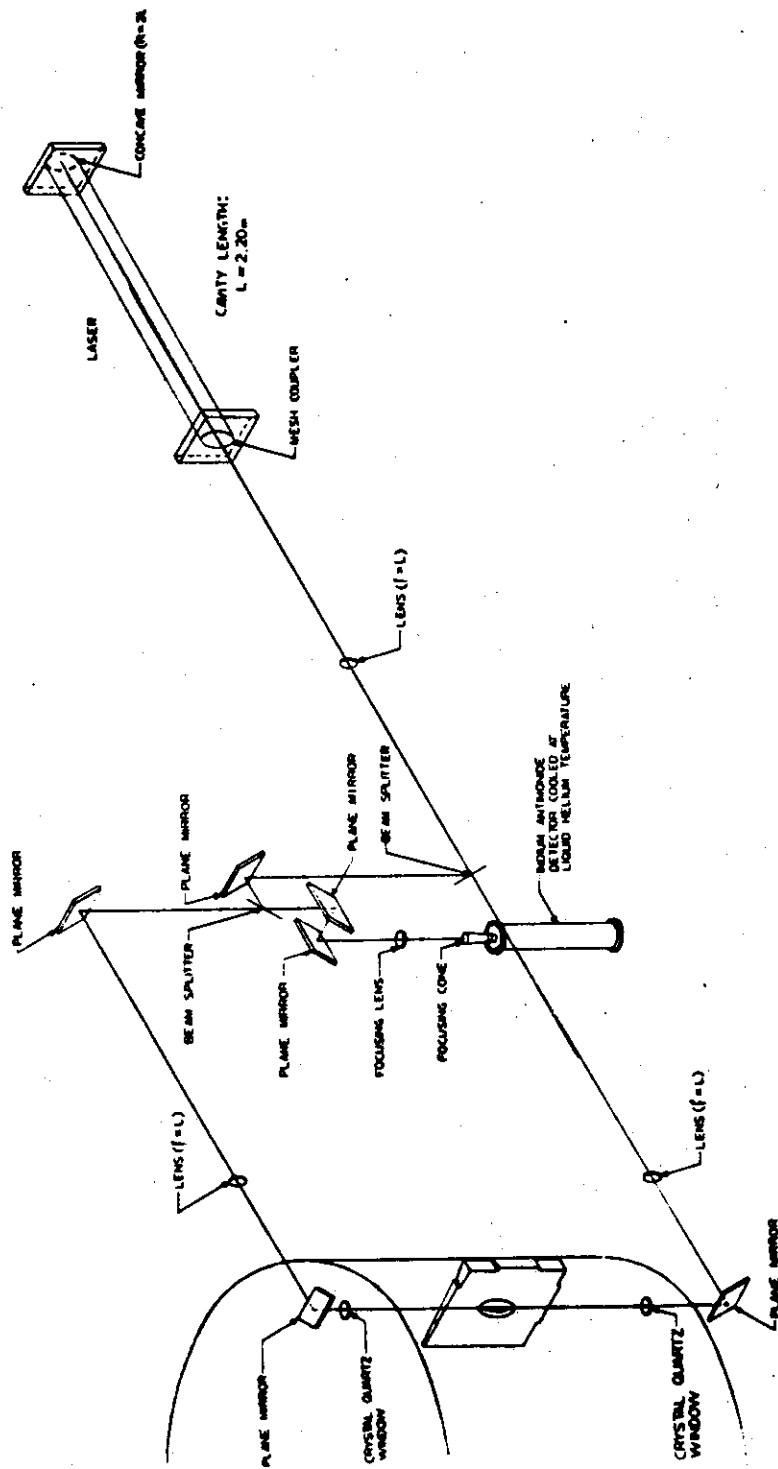
ALCATORでは高密度トカマクの実験を続けておりプラズマの最高中心密度 $n_e(0) = 9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ を得ている。³⁾ それに応じて干渉測定の遠赤外レーザとして $337\mu\text{m}$ HCN ($1/3n_{ce} = 3.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)から $1188\mu\text{m}$ CH₃OH ($1/3n_{ce} = 2.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)に変更した。¹¹⁾ CH₃OHレーザによるALCATORでの測定概略図を第19図に示す。周波数変調は2つの光励起導波管型CH₃OHレーザのうち一方のレーザの共振器の長さを変えることによって利得帯域幅(レーザ発振可能な帯域幅で約8MHz)以内で変調する方法を採用している。変調周波数としてはプラズマの不安定性などによる密度擾乱を観測できるよう1MHzにしている。プラズマによる位相変化量 $\phi(t)$ は簡単なフリップ・フロップ回路で検出している。すなわち第19図に示されているように参照検出器D1の信号が零点を切る時間にフリップ・フロップをオンにして、信号検出器D2の信号が零点を切る時間にフリップ・フロップをオフにする。このフリップ・フロップ回路のパルス出力は変調周波数の周期 τ ごとに現われる。そしてこの一連のパルスを高域ろ波器を通して平均すれば出力がプラズマによる位相変化量 $\phi(t)$ に比例する

$\left(\frac{dt}{\tau} = \phi(t) / 2\pi\right)$ 。一方TFRはこの位相遅れ時間 dt を $0.1 \mu\text{sec}$ の精度で直接測定している。

また西沢らも¹²⁾HCNレーザでSPAC-IIのプラズマをマイケルソン干渉計で測定した。測定配置図を第20図に示す。レンズはポリエチレン、窓材とビーム・スプリッタにはマイラ・シートを使用している。HCNレーザの出力取り出しは結合鏡で2~3 mWの出力を得ている。遠赤外検出器は液体H₂O冷却InSb結晶である。

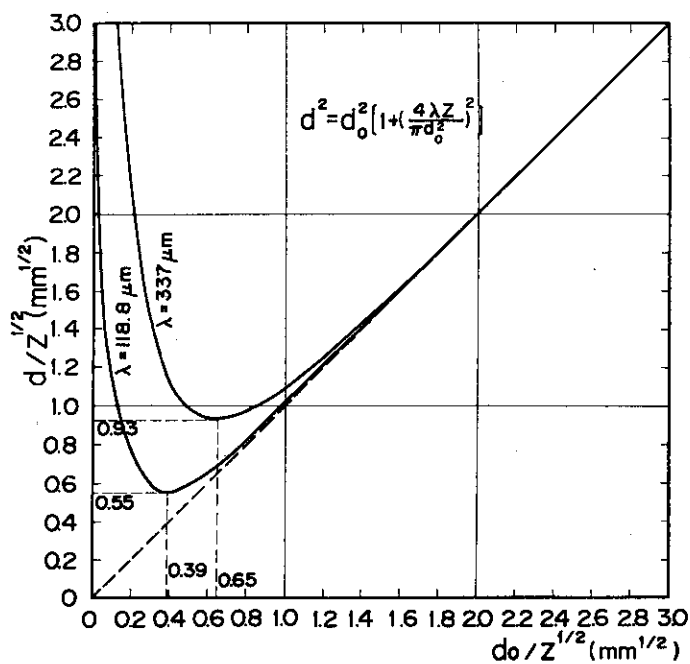


第13図 干渉計構成図 (TFR)

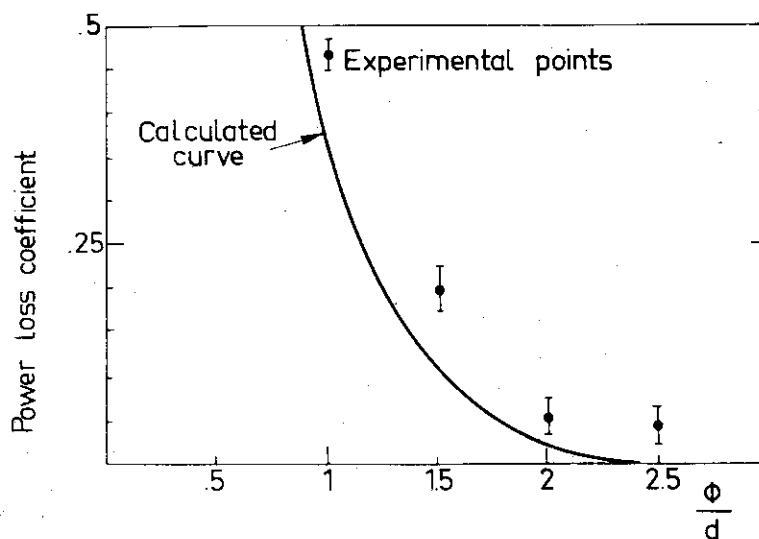


Alcatraz HCN interferometer.

第 14 图 干涉計構成図 (ALCATOR)



第 15 図 ガウス分布光ビームの最小集束径



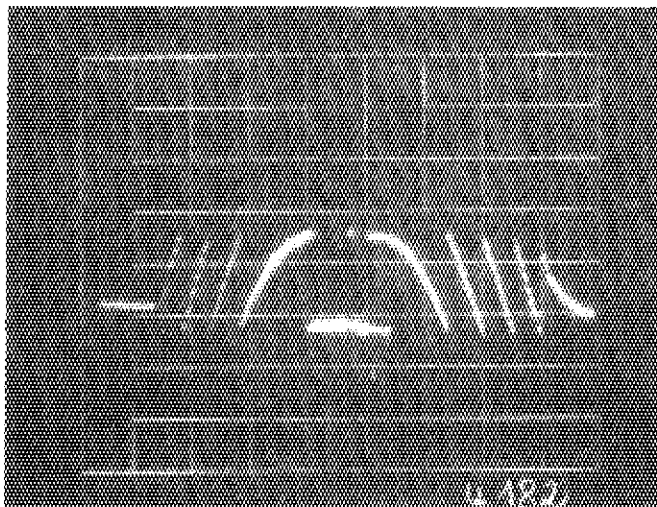
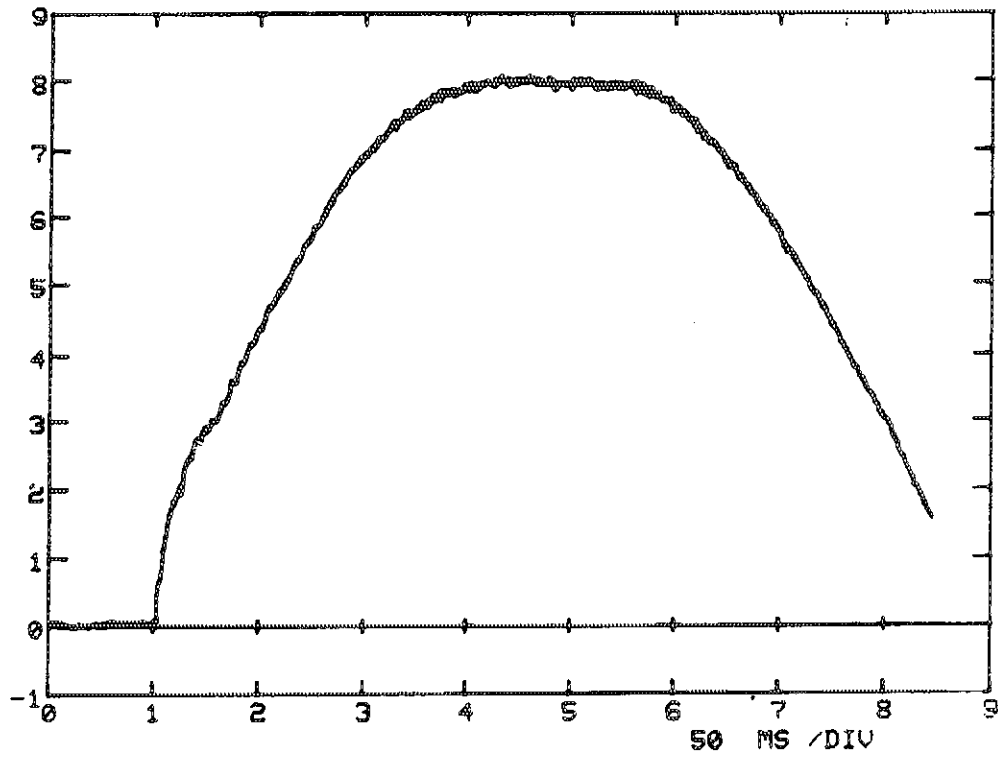
第 16 図 ガウス分布光ビームの観測窓径によるパワー損失

28/ 03/ 1975 ** 13H 46M 28S

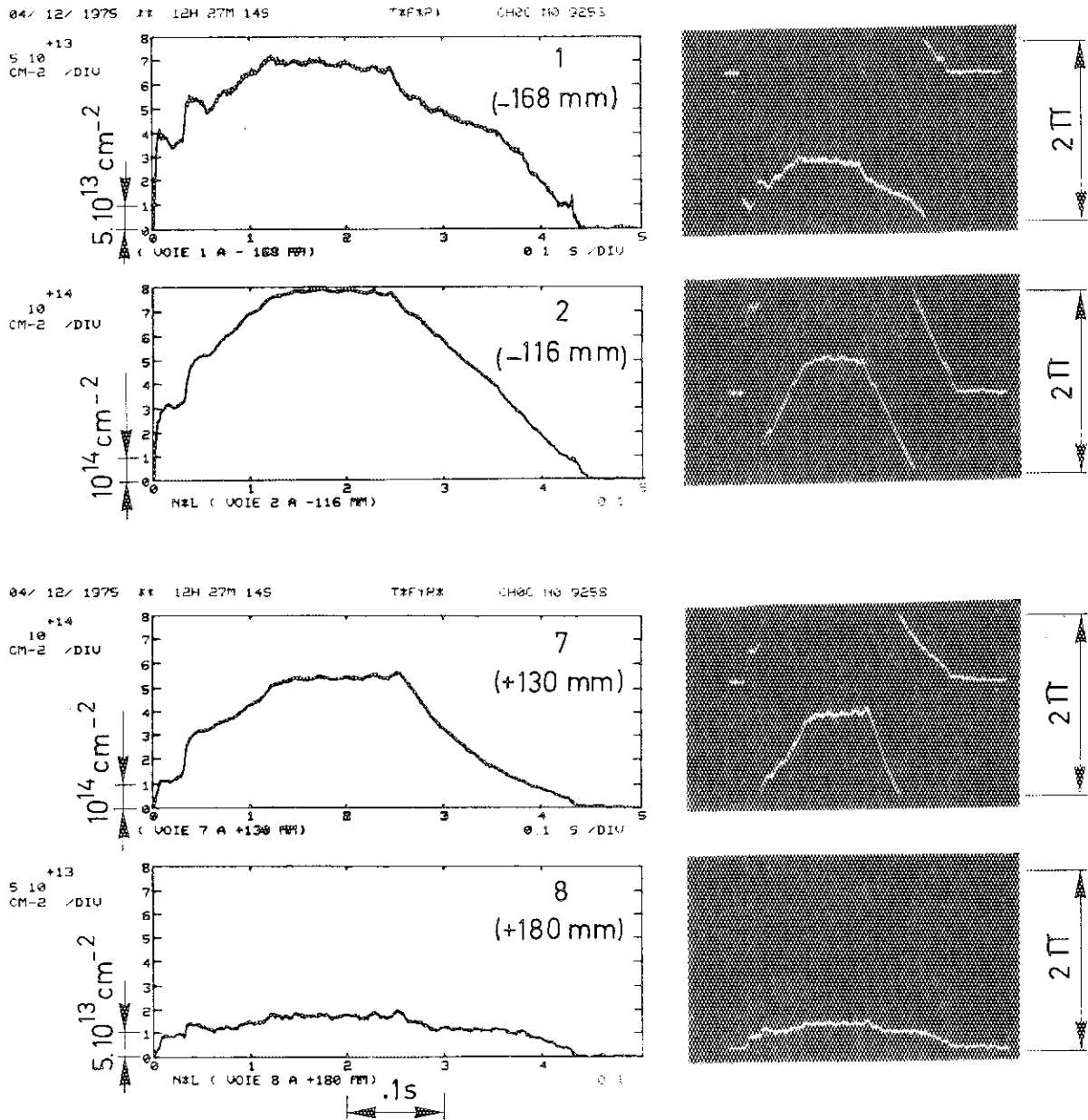
T*F*R*

CHOC NO 4182

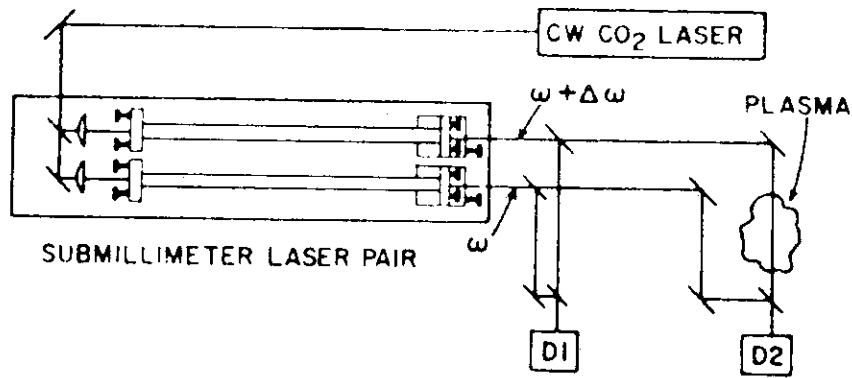
+14
2 10 CM-2 /DIU



第17图 HCN干涉测定例 (TFR)

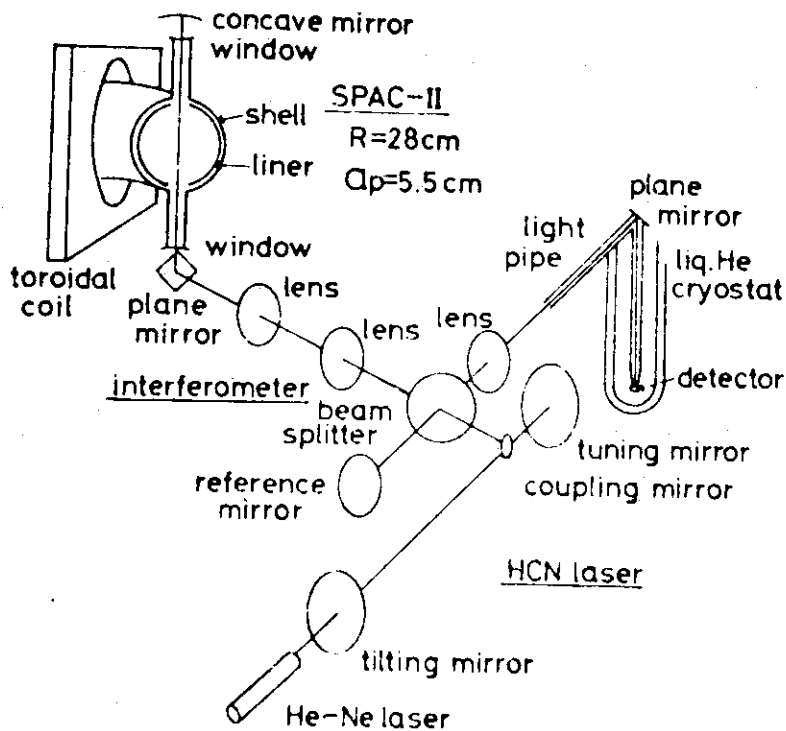


第 18 図 HCN 干渉測定例 (TFR)



Dual beam modulated interferometer system. Two optically pumped lasers are operated at frequencies differing by $\Delta\omega$. Mixing the two outputs in detector $D1$ provides a modulated signal $x \sim \cos(\Delta\omega t)$, while detector $D2$ sees a similar signal $y \sim \cos(\Delta\omega t + \phi)$ with an additional phase shift due to the plasma. The magnitude of this phase shift is then obtained directly from comparison of the two signals.

第19図 CH₃OH レーザによる干渉測定概略図 (ALCATOR)



Schematic diagram of the experimental system.

第20図 HCN干渉測定概略図 (SPAC-T II)

5. 遠赤外域干渉計測用光学材及び素子

遠赤外域においては種々の物質が可視、赤外域およびミリ波域とは透過、反射、吸収特性が異なるので使用目的に応じて最適の材料を選択する必要がある。以下に遠赤外域の干渉計測に必要な光学材及び各種素子について今までに実際に用いられたもの限定してまとめる。

5.1 遠赤外域用光学材

遠赤外域での光学材として今日まで一般的にポリエチレンが使用されている。これはポリエチレンが非結晶物質で屈折率が1.4 ($\lambda = 337 \mu\text{m}$)と小さいので反射損失が少ないからである。また分子が極性を持たないので波数 $10 \sim 200 \text{cm}^{-1}$ 領域での吸収率の平均は 17db/cm ⁶⁾と小さく透過特性が良いことも特徴としてあげられる。一方ポリエチレンの欠点としては可視域で不透明であり、加えて機械的(マイクロフィン効果として問題となる)、熱的(約 100°C で柔らかくなる)に弱いことが挙げられる。

ALCATORで使用されたTPX⁶⁾(商品名、新ポリオレフィン)は機械的(直径2インチの窓では数mmの厚さで1気圧に耐える)、熱的に強く、可視域でも遠赤外域と同じ屈折率($n = 1.43$)を示し透過特性が良い。よって可視域で光学系の調整が行なえるので大変便利である。波数 400cm^{-1} までの吸収率の平均は 26db/cm であり、特にHCNレーザの 29.7cm^{-1} での吸収率は 7.8db/cm と大変少ない。またポリエチレンと同様耐腐食性が強い。

Loewenstein¹³⁾らは遠赤外域での光学素材として4つの結晶物質(石英、サファイア、Ge及びSi)の光学定数について調べた結果を報告している。半導体(Ge, Si)は形が大きくて純度の高いもの(低吸収率となる)は天然ではなかなか存在せず価格も高い。また屈折率は 300°K のときGeが4.0, Siが3.4と大きいので反射による損失が大きい。逆にこの高屈折率を利用してビーム・スプリッタにすると入射光の電気ベクトルの方向に関係なく反射率0.5を得ることができる利点がある。結晶石英は固く透過特性も良いが 250cm^{-1} 以上で不透明になる。また屈折率が遠赤外域と可視域で異なり(それぞれ2.2と1.5)特に遠赤外域では反射による損失が大きい。この高屈折率を利用して結晶石英に対する光の入射角を調節することによって(石英板の前面と後面からの反射の位相を調節する)反射率を0から50%以上まで調節できる(第21図参照¹⁴⁾)。このように結晶石英は遠赤外域でのビーム・スプリッタとして分割比を任意に調節できて大変便利である。また結晶石英は遠赤外域での特徴として低吸収率(特に異常光線は常光線よりも1桁小さい)で機械的・熱的強度が大きい。このことから前述したようにTFRとALCATORでは窓ガラスにこの結晶石英を使用している。しかし結晶石英の最大の問題点はその価格と品物不足であり、合成結晶石英は最大 $75 \text{mm}\phi$ までしか製作できていない。最後にTFR, ALCATORおよびSPAC-IIで $337 \mu\text{m}$ HCNレーザ干渉計に使用した光学材を第1表にまとめて示す。

5.2 信号出力直視化用変調方式

通常の干渉信号出力方式の欠点として干渉計の検出信号の分解能が干渉信号の位相変化量に依

存することがあげられる。すなわち位相変化量を ϕ とすると出力信号は $I \propto (1 - \cos \phi)$ であるので検出分解能 $dI/d\phi$ は $dI/d\phi \propto \sin \phi$ となり $\phi = m\pi$ (m は正数)で分解能が零になる。これを解決するためには周波数変調方式を採用して干渉計の一方の光ビームを周波数変調すればよい。変調角周波数を ω_M としてレファレンス信号の検出器出力は $I_R \propto \cos(\omega_M t)$ となりプローブ信号は $I_P \propto \cos(\omega_M \cdot t + \phi(t))$ となり位相変化量 $\phi(t)$ は $\phi(t) = \omega_M \cdot \Delta t$ で与えられる。但し Δt は上記2つの信号の位相遅れ時間である。このようにプラズマによる位相変化量 $\phi(t)$ が位相時間遅れ Δt に比例するのでこの方式により分解能が位相変化量 $\phi(t)$ に依存しなくなる。さらに位相の時間変化を直接表示できるので、電子密度の時間変化を直視化でき実時間で電子密度の情報を利用できることになる。

現在までに高温トカマク・プラズマ診断用として開発されてきた遠赤外干渉計測用変調方式は第4節で述べたように円筒回転回折格子によるドップラ効果方式(TFR)⁵⁾とダブル・レーザによる変調方式(ALCATOR)¹¹⁾とがある。TFR方式では第13図に示したように回転円筒格子による変調周波数は

$$f_M = 2R\dot{\theta} \sin \alpha / \lambda \quad (7)$$

で与えられる。ここで R は回転円筒格子の半径、 $\dot{\theta}$ は回転速度、 α は円筒格子の表面の接線方向と格子の反射面とのなす角度、そして λ はレーザ光の波長である。このとき格子のピッチ間隔を往復する光路長は λ の整数倍にする必要があるので格子数 n は

$$n = \frac{4\pi R \sin \alpha}{m\lambda} \quad (8)$$

としなければならない。但し m は正整数である。TFRでの円筒回転格子($R = 60\text{mm}$, $n = 1800$, $\alpha = 5.36^\circ$)の回転速度は遅く 360rpm であるので変調周波数は $f_M = 10.8\text{kHz}$ になる。一方ALCATORは第19図に示したように2台の CH_3OH レーザのうち一方の共振器長を微小変化させることによって周波数変調する。変調周波数は共振器の長さ $l = 1\text{m}$ 、レーザの発振周波数 $f = 2.5 \times 10^{12}\text{Hz}$ ($\lambda = 118.8\mu\text{m}$)のとき

$$\frac{\Delta f}{\Delta l} = \frac{f}{l} = \frac{2.5 \times 10^{12}\text{Hz}}{1\text{m}} = 2.5\text{MHz}/\mu\text{m} \quad (9)$$

で与えられる。共振器の長さはミラーに取り付けてあるマイクロ・スクリー・ネジで変化させることができ、その精度は $0.025\mu\text{m}$ である。ここでは変調周波数として $f_M = 1\text{MHz}$ にしてある。

プラズマの密度測定的时间分解能を $1\mu\text{sec}$ 程度まで上げようとする変調周波数を 1MHz 程度にしなければならない。回転円筒格子方式でこれだけの変調周波数を得るためには円筒格子の R と α にも依存するが、回転数を 36000rpm 以上にしなければならない。現在でもこの程度の回転速度は可能であるがそのときの回転速度の安定度が問題になってくる。一方レーザ共振器変調方式はレーザ発振の利得帯域幅を利用して変調をかけているので、レーザ発振強度と変調周波数とのかね合いになる。すなわちレーザの出力パワー利用効率は変調周波数を大きく取ればそ

れだけ悪くなる。118.8 μm CH₃OH レーザのドップラ幅の計算値は6.4 MHzであり、変調周波数が1 MHz であるから出力パワー利用効率は96%とかなり高いことがわかる。ALCATORの118.8 μm CH₃OH レーザの発振可能な利得帯域幅は約8 MHzであった。¹¹⁾ 上記2方法を比較したときレーザ共振器変調方式はそのマイクロ・スクリー・ネジの精度と(9)式より最低変調周波数は60 kHz 以上になる。一方回転回折格子による方式は温度変化に対する影響をほとんど受けないので小さい変調周波数を得るときには有利と考えられる。逆に大きい変調周波数を得るときには回転回折格子の高速回転時の安定度と、レーザ共振器変調方式の温度変化影響度とのかね合いになる。

5.3 遠赤外検出器

遠赤外干渉測定用の検出器を選択するときの基準となる項目を挙げると検出器の感度(検出率 D^* 或は雑音等価入力 NPE)、波長特性、周波数特性およびその使用温度などである。このうち使用温度は室温で使用できる検出器もあるけれども多くは液体窒素(77K)や液体ヘリウム(4.2°K)温度まで冷却する必要がある($kT \ll h\nu$)。しかし検出器の冷却は技術的に困難な問題を特に含んでいることもないので検出器の選択留意事項として最後に考えれば良いと思われる。そこで特に考慮しなければならない項目を記すと以下ようになる。検出器の D^* はもちろんできるだけ高いことが理想である。これは干渉計として多チャンネル化を考えているので1チャンネル当りの遠赤外レーザ出力パワーが少なくなる上に、プラズマの屈折効果によりプローブ・ビームが湾曲して検出器に入る実効パワーが少なくなるからである。それ故 S/N 値を大きくとるためには D^* を大きくしなければならない。^{注4)} さらに最小検出干渉フリンジ数を決める要因でもあるので D^* が大きいことが望ましい。次に波長特性については遠赤外レーザとして337 μm HCN か118.8 μm CH₃OHを現在考えているのでこれらの波長領域で D^* の高いものでなければならない。そして干渉計測用としては S/N 値の観点から必要のない波長領域で感度が落ちている方が良い。最後に検出器の周波数特性については信号出力直視化用の変調周波数とも関係するが、プラズマの電子密度の巨視的時間変化を観測するには $f \approx 10 \text{ kHz}$ 以下で十分であるし、またMHD的な現象による密度擾乱や現象的に早い不安定性も観測できる時間分解能を与えるには $f \approx 1 \text{ MHz}$ 以上を考える必要がある。

赤外・遠赤外検出器は熱的検出器と量子的検出器に大別される。^{15, 16)} 前者は赤外線熱に変換してそれにより生ずる各種の物理的性質の変化を検出するもので、熱起電力を測る熱電対、抵抗の温度変化を測定するボロメータ、気体の膨張変化を測るニューマチック検出器、焦電効果や誘電率変化を利用する焦電(パイロエレクトリック)検出器などがある。熱的検出器は熱変化をもとにしているため一般に広い波長領域にわたって一様な感度特性を示す。しかし時定数がミリ秒程度と比較的長いので速い現象の測定には不向きである。後者はこれに対して光子の励起によって生ずるキャリアーの変化を直接検出するもので、一般的に感度が高く時定数もマイクロ秒以下と非常に早い特徴がある。しかし波長感度に長波長限界があり使用波長域が狭いので測りたい波

注4) 検出器自身の雑音よりも他の要素による雑音の方が大きくなるときには検出器の D^* をそれ以上大きくしても効果は少ない。

長に応じて検出器の種類を選択することが必要となる。また多くの場合低温での使用が必要である。

5.3.1 熱的検出器

(1) ボロメータ

ボロメータは物質の温度により抵抗値が変化することを利用した検出器であり、その性質上波長依存性がない反面周波数特性が良くない欠点を持っている。ボロメータの種類には金属ボロメータ、サーミスタ・ボロメータ、超伝導ボロメータおよびCb, Ge, Si, InSb, ボロメータなどがある。金属ボロメータ (Ni, Au, Pt 等) の検出率 D^* は $10^8 \sim 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$, サーミスタ・ボロメータの D^* は $\sim 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ の程度であるがいずれも時定数はミリ秒程度である。超伝導ボロメータは超伝導体とその遷移温度 T_c で抵抗が急激に零になり非常に大きな dR/dT を持つことを利用している。CbN の感度は $D^* \sim 10^{11} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 程度である。しかし時定数がミリ秒程度であり、また dR/dT が大きいので温度を $10^{-5} \text{ }^\circ\text{K}$ 以内で一定に保つ必要がある。Cb, Ge, Si, InSb などは更に感度が良くなり $D^* \sim 10^{12} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ である。中でも InSb は極低温にすると電子と格子の相互作用が著しく小さくなり、また電子系の比熱も小さいので時定数が 10^{-7} sec 程度になる。それ故遠赤外干渉測定にも広く利用されている。^{4, 12)} 第2表にCb, Ge, Ga, Si ボロメータの特性を示す。¹⁷⁾

(2) ニューマチック検出器

赤外線放射によって生ずる気体の膨張を検出する一種の気体温度計で、気体の膨張を可撓鏡を用いて光学的に測定するゴーレイセルがある。これは主に定常測定用で遠赤外レーザの定常出力モニタに利用されることが多い。

(3) 焦電 (パイロエレクトリック) 検出器

これは自発分極を持つ強誘電体結晶の温度変化により分極値が変化する焦電効果を利用して¹⁸⁾いる。代表的な焦電効果素子材料の特性を第3表に示す。焦電検出器の特徴はキュリー温度が室温以上のものを選べば室温使用が可能であることである。しかし焦電素子は抵抗が大きいので周波数特性が良くない。焦電検出器の雑音は主に素子の厚さに反比例する。薄いウエファを作るのに今までは機械的研磨で $20 \mu\text{m}$ 厚が限度であった。最近イオン・ビーム研磨法 (500eV の Ar イオン・ビーム) により最低 $6.3 \mu\text{m}$ 厚で $1 \times 1 \text{ mm}^2$ のウエファ (LiTaO₃)¹⁹⁾ を作ることができ、検出率 $D^* = 8.5 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ (30 Hz) を得たという報告がある。このイオン・ビーム研磨法の特徴は薄いウエファを製作できる他に、表面がきれいで機械的研磨のように表面に損傷を与えない点にある。

TFR では検出器として室温で使用できるこの焦電検出器を使用している。⁵⁾しかし周波数特性も良くないことから変調周波数として $f_M = 10 \text{ kHz}$ で観測している。これでもプラズマの電子密度を巨視的な時間変化で見ると十分に観測できる。

5.3.2 量子的検出器

(1) 外部光電効果形光検出素子

外部光電効果とは物質中の電子が入射光のエネルギーを吸収して真空準位以上に励起されて

物質外に放出される光電子放出効果である。外部光電効果を起こすのに必要な最小の光量子エネルギーは、半導体ホトカソードの禁制帯幅と電子親和力の和で決まる。外部光電効果はその性質上、長波長領域（ $1.2 \mu\text{m}$ 以上、 1eV 以下）では光電陰極面の仕事関数以下となり量子効率が極端に悪くなる。よって現在考えている波長領域（ $100 \sim 500 \mu\text{m}$ ）の検出器としては使用できない。

(2) 内部光電効果形光検出素子

内部光電効果は光照射によって半導体の価電子帯から伝導帯まで電子を励起して電子-正孔対を作るか（真性形、或は固有型と呼ぶ）、または比較的深い不純物準位から電子（正孔）を伝導体（価電子帯）に励起して発生したキャリアを利用するものである（外因性形、或は非固有型と呼ぶ）。これは更に半導体中にpn接合のような空乏層があって内部電界が存在しているときの光起電力効果と内部電界がなくキャリアの増加による導電率の変化を利用する光伝導効果とにそれぞれ分類できる。

真性形光伝導効果検出素子の代表的なものはSi, Ge, PbS, InSb, InAsなどの半導体の他に $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $\text{Zn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$ などの3元合金（カルコゲナイド化合物）がある。検出可能な長波長限界はエネルギー禁制帯幅 E_g で決まる。上述の半導体はせいぜい $6 \mu\text{m}$ ぐらいまでの近赤外域どまりであり、一方3元合金は $9 \sim 14 \mu\text{m}$ の範囲に感度を持つ。光学吸収は遷移確率と結合状態密度の積に比例するので真性形の方が外因性形よりも感度が高い。従って今まで外因性形の検出器しかなかった $6 \mu\text{m}$ 以上の近赤外域をおおうこの3元合金による検出器の開発が進められている。この種の化合物の E_g は温度と組成比 x によって大きく変化するので最高感度波長を変えることが可能である。遠赤外域での例としては 4.2K で 10^{18}cm^{-3} ぐらいの自由電子をもつInSb²⁰⁾ に $160 \sim 270 \mu\text{m}$ の遠赤外線を照射し光伝導を観測している。この光伝導は自由電子が伝導帯内のより高い準位に光励起されホット状態になるためオームの法則からずれたことにより生ずるとしている。しかしその後の実験²¹⁾ でこれには外因性形光伝導成分がかなり入っているとも言われている。第4表に代表的な真性光伝導効果形光検出素子の特性を示す。^{15, 16)}

外因性形光伝導効果検出素子は不純物準位から電子（正孔）が励起され不純物準位に残された正孔（電子）は印加電圧によって動かないので、1種類の自由担体、あるいは不純物の励起準位担体（ホッピング光伝導）のみが伝導に関与する。これらは不純物準位を用いるので検出器の応答はスペクトル幅が狭い特性を示す。スペクトル幅は準位の深さと遷移に関係するので孤立した深い不純物を利用するほど広い検出スペクトル幅を得ることができる。しかしピーク値は幅の増えた分だけ減る。現在遠赤外検出器として使用されている結晶はGe, Si, GaAsおよびInSbなどである。これらの特性としてはおおよそ不純物濃度 $10^{14} \sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 、使用温度 4.2K 、使用可能波長 $100 \sim 10000 \mu\text{m}$ 、最大感度 $D_{\text{max}}^* \approx 2 \times 10^{11} \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ である。なかでもn型のInSbは活性化エネルギーが 0.66meV ($1900 \mu\text{m}$) という小さい値なので遠赤外検出器として有効である。InSbは活性化エネルギーが非常に小さいのでほんのわずかの熱や電場で励起され自由電子になる。このため自由電子励起光伝導効果と不純物励起光伝導効果とを区別するのが困難である。InSbに弱磁場（伝導帯がランダウ準位に分裂しない程度）を加えると不純物の波動関数が磁場により押し縮められ不純物準位が深くなり、今ま

で伝導帯中にいた電子は不純物準位に凍結されその分だけ不純物励起光伝導の割合が増えるので検出感度が増加する。実際にはこの他に磁気抵抗効果による変化も加わるので複雑である。更に印加する磁場を強くすると伝導帯はランダウ準位に分裂し、そのときの温度と磁場の強さにも関係するが電子はランダウ量子数 $n = 0$ に付随した不純物準位、或は $n = 0$ のランダウ準位に存在する。このような状態で電子が光励起されると電子は $n = 1$ のランダウ準位かそれに付随した不純物準位に励起される。励起準位がランダウ準位の場合には電子は直接光伝導を、また不純物準位のときはホッピング光伝導を起こす。このように InSb は磁場を印加することによって感度を上げたり最大感度波長を変えることが可能である。第 5 表に代表的な外因性形光伝導効果検出素子の特性を示す。¹⁵⁾

現在高温トカマク・プラズマの遠赤外干渉測定で InSb 検出器を使用したのは西沢らと¹²⁾ ALCATOR⁴⁾ の $337 \mu\text{m}$ HCN レーザのときである。ALCATOR では InSb に 15 kG の磁場を印加して使用している。さらに最近では HCN レーザから $118.8 \mu\text{m}$ CH_3OH レーザに変更したのにもない検出器として波長領域 $80 \sim 130 \mu\text{m}$ ($75 \sim 125 \text{ cm}^{-1}$) で良い感度¹¹⁾ を持ちしかも数 MHz まで応答する液体 He 冷却 Ge:Li を使用している。周波数応答特性を良くするためにバイアス定常電流 $40 \mu\text{m}$ を流している。その後 Ge:Li から Ge:Ga に変更している。この Ge:Ga の NEP は $10^{-12} \text{ WHz}^{-1/2}$ で前述した CH_3OH レーザ 2 mW の出力パワーで S/N 値 100 以上を得ている。²²⁾

光起電力効果検出器は接合部付近に光を照射し、その結果発生した電子と正孔が接合部まで拡散し接合部のポランシャルの差により分離されることを利用したものである。この型の検出器として pn ホトダイオード、pin ホトダイオード、金属-半導体接触 (ショットキー障壁) ダイオード、点接触型などが挙げられる。これらは入射光が基礎吸収端以上のエネルギーでないと感度がなく、検出波長領域は主に近赤外域に限定される。しかしショットキー型及び点接触型のダイオードはマイクロ波、ミリ波で使用されていたのをさらに小型化して遠赤外での検出に用いるようにしたものである。これはよく研磨処理された半導体または金属の表面に極めて細い針 (ホイスカ) をたて、2つの接触面の間に生ずる電位障壁を利用するものである。ホイスカは赤外に対するアンテナとして働き、接触面がそれを検波するというモデルで説明される。これらは透過的受光面積が小さいので感度自体はまだ低い。しかし本質的に応答速度が早いので周波数混合などに不可欠な素子である。この型式の検出器は、最近高温トカマク・プラズマのイオン温度測定用遠赤外散乱測定の検出器として候補に挙げられている。²³⁾

最後に代表的な遠赤外検出器の特性を第 22, 23 図に示す。²⁴⁾ 第 22 図は検出率 D^* の波長依存性を示し、第 23 図は雑音等価入力 NEP と感度 S の周波数特性を示している。結論として遠赤外干渉測定用検出器としての必要条件、すなわち使用波長 $100 \sim 500 \mu\text{m}$ で周波数特性 1 MHz 以上のものは Ge 結晶 (Ge:Ga, Ge:Li), GaAs および InSb (磁場印加) などの光伝導効果形検出器になると予想される。これらは現在のところ検出率は $D^* = 10^{11} \sim 10^{12} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ の値を持つ。また焦電検出器は取扱いが簡便なため TFR のように電子密度の巨視的時間変化のみを観測するとき、あるいは素子の小型化等により周波数特性が良くなれば、干渉計測用として使用する遠赤外レーザの波長に関係なく用いることが可能と思われる。

5.4 遠赤外レーザ

よく知られているようにレーザ発振はレーザ媒質のある2つのエネルギー準位間の反転分布を利用して共振器によりコヒーレント光として取り出される。^{25, 26)} このエネルギー準位には原子や分子の電子エネルギー準位 E_e 、分子の振動エネルギー準位 E_v および分子の回転エネルギー準位 E_r がある。これらのエネルギー準位の大きさには一般に

$$E_e > E_v > E_r$$

の関係があり、電子エネルギー準位 E_e は可視域あるいは紫外域に、振動エネルギー準位 E_v は近赤外域あるいは普通赤外域に、そして回転エネルギー準位 E_r が最も小さく遠赤外域に相当する。このことから遠赤外レーザはいろいろな分子の回転エネルギー準位を利用している。現在までに高温トカマク・プラズマの干渉測定に使用された遠赤外レーザは $337 \mu\text{m HCN}$ と $118.8 \mu\text{m CH}_3\text{OH}$ であるが、それぞれのエネルギー準位は第24, 25図に示すようになっている。^{27, 28)} 遠赤外レーザのレーザ準位の励起方法は放電励起型と光励起型がある。導波管を使用しない遠赤外レーザの共振器はフレネル数が小さい ($F \approx 1$) ので回折損失が大きくなる。この回折損失を少なくするためには、 $1/e$ パワー・モード体積が共振器の2つのミラーで囲まれる体積よりも小さくする必要があるので最近導波管型レーザが使用されるようになってきた。ガラス導波管は遠赤外域での損失が大きいため金属導波管が一般に使用される。しかし HCN レーザのような放電励起型には金属導波管は適さないため円筒型パイレックス・ガラス誘電体導波管が使用される。

フォンテネ・ローズ研究所では干渉測定用の放電励起型 HCN レーザの開発を続けてきた。まず始めに非導波管型でフレネル数 $F = 1.7$ の長さ 2.6m 、直径 7.5cm のパイレックス・ガラス管内に直径 7.5cm 、曲率 3m の球面ミラー (Au ないし Al 蒸着) を取り付け、 $\text{N}_2 : \text{CH}_4 = 1 : 1$ 混合比による HCN レーザ (ガス圧 400mTorr 、放電電圧 1kV 、電流 $1 \sim 2\text{A}$) の時間的な安定性について調べた。²⁹⁾ 共振器の熱膨張を少なくするために水冷熔融石英でミラーを支持することにより $1 \mu\text{m}/^\circ\text{C}$ まで下げることができ、更に冷却水の温度変化を $1^\circ\text{C}/\text{h}$ 以下とした。また電極も水冷銅電極にしてある。出力パワーの取り出しは $53 \mu\text{m}$ 厚のポリエチレン・ビーム・スプリッターである。スプリッターの傾き角 49° (プリユスタ角 55°) として 99.5% 以上の偏光度で最大出力を得ている。出力パワーの横モード測定に普通の検出器をスキャンして調べる以外に直接液晶カメラでも測定を行なっている。

次に最近第26, 27図に示すような長さ 2.4m 、内径 5cm の円筒ガラス管で平面ミラーと金属メッシュ・フィルター (格子定数 $100 \mu\text{m}$ 、波長 $337 \mu\text{m}$ で透過率 7% 、損失 2%) による導波管型 HCN レーザの特性について報告している。³⁰⁾ ガスの混合比は $\text{N}_2 : \text{CH}_4 : \text{He} = 3 : 8 : 36$ 、圧力は 1.5Torr および流量は $100\text{cm}^3/\text{min}$ (STP) である。放電電流は 1.3A でガラス管は 130°C のオイルで冷却される。出力パワーは、金属メッシュ・フィルタと 1mm 厚のポリエチレン窓 (プリユスタ角) を使用したとき $90\text{mW} \pm 10\%$ であり、回折損失を少なくするために凹面鏡 (曲率半径 2.5m) を使用して $53 \mu\text{m}$ 厚のポリエチレン・ビーム・スプリッターと組合せたとき $100\text{mW} \pm 10\%$ であった。この内径 5cm のパイレックス・ガラス誘電体導波管型レーザの実験結果は、そのモード、位相定数および強度分布が Marcatili と Schmelzter³¹⁾ の円筒誘電体導波管の伝播理論に一致すると報告している。また出力ミラーから離れたところで

のEH₁₁モードの回折が、出力パワー取り出し口のところで20.5mm (1/e強度) 径を持つガウス分布ビームからの回折と一致することが確認された。この導波管型レーザ(2m^L × 5cm^φ)は小型の非導波管型レーザ³²⁾(1m^L × 5cm^φ)と比較して放電体積は2倍にしか増えていないのに5倍の出力パワーが得られた。この相異は非導波管型の1/e強度径が17mmのガウス分布ビームであるのに対して、導波管型の1/e強度径が大きく28mmの零次ベッセル関数になる点である。このように単位長さ当りのモード体積比は(28/17)² ≃ 2.7になる。導波管型は非導波管型に比べて単位モード体積当りの出力パワーは小さい(90 μW/cm³に対して83 μW/cm³)が、単位放電長さ当りの出力パワーは2.5倍大きい。このように導波管レーザは単位放電体積当りの出力パワーが大きくレーザ発振効率が良い。これは同じ大きさのレーザ共振器によるTEM₀₀モード体積よりもEH₁₁導波管型モード体積の方がより大きいからである。

このような開発により現在まで出力パワーが30mW(1m^L × 5cm^φ)、100mW(2m^L × 5cm^φ)及び170mW(3m^L × 5cm^φ)の337 μm CW-HCN 導波管型レーザを製作した。これら導波管型レーザの実験結果と簡単なモデルを仮定して放電励起CW-HCN 導波管型レーザ発振器における出力パワーの比例則を求めた。³³⁾ 単位長さ当りの増倍率をg(W)、共振器内の単位面積当りの光強度をW、そしてレーザ光の出力パワーをPとしてそれぞれ次式で定義される。

$$g(W) = \frac{g_0}{\left(1 + \frac{W}{W_s}\right)} \quad (10)$$

$$W = W_s \left(\frac{g_0 L}{a+t} - 1 \right) \quad (11)$$

$$P = t S W_s \left(\frac{g_0 L}{a+t} - 1 \right) \quad (12)$$

ここでLは放電の長さ、tはレーザ結合損失、aはその他のすべての共振器損失、そしてSがレーザビームの実効的断面積である。実験結果からは不飽和増倍率g₀と飽和光強度W_sは放電管内径dに逆比例することが示された。すなわち

$$g_0 = \frac{0.46}{d(\text{cm})} \text{ m}^{-1} \quad (13)$$

$$W_s = \frac{1350}{d(\text{cm})} \text{ mW/cm}^2 \quad (14)$$

である。これらを導く際、g₀とW_sは放電管内の径方向および縦方向に一樣であると仮定している。更にEH₁₁モードが損失の少ないただ一つのスポットからなる直線偏光を得ることができるので出力モードとして選ばれた。このときSは

$$S = \frac{\pi}{4} (0.555d)^2 \quad (15)$$

で与えられる。(12)式より最適の出力パワー P_0 はレーザ結合損失が

$$t_0 = (g_0 L a)^{1/2} - a \quad (16)$$

のときに与えられる。

$$P_0 = S W_0 [(g_0 L)^{1/2} - a^{1/2}]^2 \quad (17)$$

そしてHCNレーザの波長 $\lambda = 337 \mu\text{m}$, パイレックス放電管温度約 400°K のときの最適出力は次式で与えられる。

$$P_0 = 327 \left[\{0.46L (\text{m})\}^{1/2} - \left\{ a_0 d (\text{cm}) + \frac{0.423 (L+L') (\text{m})}{(d (\text{cm}))^2} \right\}^{1/2} \right]^2 \text{ mW} \quad (18)$$

ここで L' は導波管型放電管の全長から放電の長さ L を差し引いた長さ, a_0 は全共振器損失 a のうち導波管内の伝播損失 (内部損失) を差し引いたミラーでの反射, 散乱損失およびミラーとパイレックス導波管との間の結合損失など (外部損失) を表わす。外部損失 a_0 は導波管の長さ L と径 d には依存せず, むしろレーザ・ミラーの幾何学的構造, 配置および精度に関する。(18)式からの結果を第28, 29, 30, 31図に示す。第28図は最適出力 P_0 の導波管内径 d 依存性を表わしたものである。条件は放電の長さ $L = 2\text{m}$ で外部損失 a_0 が1%, 2%, 3%および4%のときである。これより出力パワー P_0 は外部損失 a_0 に強く依存し, レーザ製作の際には極力外部損失 a_0 を小さくしなければならない。また最適出力 P_0 を得るには最適放電管径 d_0 が存在する。これは全共振器損失のうち導波管径 d が小さくなると内部損失 a_1 が大きくなり, d が大きいと外部損失 a_0 が大きくなるからである。第29図は放電の長さ L に対する最適放電管径 d_0 と最適出力パワー P_0 を表わしている ($L' = 0.4\text{m}$)。これより1Wの最適出力パワーを得るには外部損失 $a_0 = 2 \sim 3\%$ のとき $7 \sim 8\text{cm}$ 径のパイレックス管で放電の長さ $11 \sim 12\text{m}$ を必要とする。第30図は第29図のレーザ放電長 L が5mまでの最適出力パワー P_0 を拡大して示したものである。第31図はレーザ放電長 L に対する最適結合損失 t_0 を表わしている。ここで与えられる最適結合損失 t_0 の値が各レーザ放電長 L に対する最適導波管内径 d_0 に対応する。最適導波管内径 d_0 は導波管壁の複素屈折率を $\hat{\eta}$, その実数項を k_l とすると

$$d_0 = \left[\frac{2k_l (\hat{\eta}, \lambda) (L+L')}{a_0} \right]^{1/3} \quad (19)$$

で与えられる。これから最適導波管径 d_0 は導波管の全長 $L+L'$, 導波管壁の屈折率 $\hat{\eta}$ および外部損失 a_0 の関数である。このように同じ長さ $(L+L')$ のレーザを考えたとき導波管径 d_0 は長さの $1/3$ 乗に依存し (a_0 が $L+L'$ に依らない), 一方非導波管型共振器の最適径 d_0 は長さの $1/2$ 乗に依存する (フレネル数 $F = d_0^2 / \lambda (L+L')$)。これらの比例則はHCNレーザ以外の導波管型放電励起レーザにも当てはまる (例えば $119 \mu\text{m}$ H_2O レーザ)。しかし光励

起型レーザにはこの比例則は当てはまらない。

フォンテネ・ローズ研究所以外でも HCN レーザについて研究されており、なかでも Bičanić³⁴⁾らは NH_3 , $\text{C}_6\text{H}_5\text{N}(\text{CH}_3)_2$, CH_4 , N_2 , CO , C_2H_4 , C_2H_2 , $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$ などを使用して約 40 種類の混合ガスで $337 \mu\text{m}$ CW-HCN レーザ出力パワー (TEM₀₀) について調べた。結果は第 32 図に示すように $\text{C}_6\text{H}_5\text{N}(\text{CH}_3)_2$ と NH_3 を 1 対 1 の混合比のときが最も出力パワーが大きい。またレーザ放電管の温度を変えたときの出力パワー変化を第 33 図に示す。これよりレーザ放電管温度には最適値があり、この場合には約 80°C 前後である。

現在までに得られた $337 \mu\text{m}$ CW-HCN レーザの最高出力は 600mW である。³⁵⁾これは放電管 (水冷) の長さ 6.5m , 内径 10cm , 非導波管型共振器は球面金蒸着ガラス・ミラー (曲率 8.50m) と出力取り出し銅平面結合鏡 (外径は両方とも 9cm) からなる。結合孔を 4mm から 60mm まで変化させたとき最大出力パワーは $21 \sim 25\text{mm}\phi$ のときに 600mW 得られた。このときの出力ミラー透過率は約 30% である。条件は $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$ 0.2Torr と N_2 0.2Torr , 放電電圧 2700V , 電流 1.2A のときである。結合孔が $25\text{mm}\phi$ のときレーザ・ビームの発散角は 17mrad である。結合孔が 26mm 以上になると TEM₀₀ モードから多モードに移る。

今までは放電励起型 HCN レーザが干渉測定に使用されていたが、最近光励起型導波管レーザの研究が進み大きい出力パワーが得られるようになり注目され始めた。M. I. T. の ALCATOR は始め $337 \mu\text{m}$ HCN レーザを使用していたが、最近光励起導波管型 $118.8 \mu\text{m}$ CH_3OH レーザを使用している。³⁾これは第 19 図に示すように $9.69 \mu\text{m}$ p(36) CW- CO_2 レーザ (出力 12W) で長さ約 1m , 内径 12mm の石英導波管内の CH_3OH 分子を光励起する。この励起光は共振器の後部ミラーにある 1mm の孔を通して入れられる。光励起型の特徴として共振器の出力側ミラーは出力レーザ光に対してある程度の透過率を持ち、励起光に対しては完全な反射特性を持たなければならない。M. I. T. の場合はキャパシティブ・グリッド³⁶⁾と呼ばれる z 軸カット結晶石英基板に金属メッシュを通して λ を 2500 \AA 蒸着させたものを使用した。格子定数が $76 \mu\text{m}$ で正方距離が $20.8 \mu\text{m}$ のときレーザ光の $118.8 \mu\text{m}$ に対しては反射率 80% , 励起光の $9.69 \mu\text{m}$ に対してはほぼ完全な反射率を示した。出力パワーは動作圧力が 200mTorr のとき 2mW , ビーム発散角は 20mrad 以下である。また周波数安定度は約 25kHz である。 $118.8 \mu\text{m}$ CH_3OH レーザのドップラ幅の計算値は 6.4MHz , レーザ発振動作の起こる利得帯域幅は約 8MHz であった。Hodges³⁷⁾らは長さ 2.0m , 内径 38mm の誘電体導波管レーザで $118.8 \mu\text{m}$ CH_3OH 400mW の出力パワーを得た。光励起の方法は $9.69 \mu\text{m}$ p(36) CW- CO_2 レーザ (60W) を後部ミラーの穴 $3.5 \sim 5\text{mm}$ 径を通して共振器内に注入する。この後部ミラーからの遠赤外エネルギー損失は $2 \sim 4\%$ である。出力ミラーは Si を基板にした 12mm の穴径を持つハイブリット出力結合である。これは Si 基板上に波長 $9.5 \sim 10.5 \mu\text{m}$ 領域に対して高反射率 (98%) の誘電体を蒸着し、更にその上に $12\text{mm}\phi$ の結合孔を残して Au を 5000 \AA 蒸着したものである。誘電体蒸着膜は $100 \mu\text{m}$ 以上の光に対してはほとんど減衰を示さない。遠赤外光に対して Si 基板が約 50% の反射率を持つ。結合孔の孔径が $8 \sim 20\text{mm}\phi$ の範囲で EH₁₁ モードの出力特性を示した。内径 $5 \sim 40\text{mm}$ の導波管型で調べたところ最適動作圧力はその径に逆比例することが示された。また出力パワーは導波管径にはわずかに依存するのみで、むしろ共振器の長さ按比例する。第 34 図に共振器長が 1m と 2m のときの CO_2 光励起入力パワーに対す

る出力パワーを示す。しかし共振器長を3 mにしても2 mのときの10 ~ 20%しか出力パワーが増えない。これは光励起入力パワーが小さいためと考えられている。

Evenson³⁸⁾らは同じCH₃OH石英導波管型レーザで30 WのCO₂レーザ光励起により波長70.6 μm, 100 mWの出力パワーを得た。石英導波管の長さは4 m, 内径14 mmである。共振器は1 mm φの結合孔を持つ銅平面ミラーとSi出力ミラーからなる。

山中(正)により最近の光励起導波管型遠赤外レーザについてのまとめが報告された。³⁹⁾まず始めに第35図に示すように各種の比較的小型の光励起型導波管の減衰定数を計算した。この減衰定数を計算する際は各導波管の形に応じて最も損失の少ないモードを採用している。これより波長が数10 μmから数100 μmの範囲で減衰の少ない導波管としては、平行平面型では無限の幅を必要とするので熔融石英か金属(例えば銅)の円筒型になる。光励起非導波管型分子レーザの効率が悪い(数%以下)のは、励起分子の回転緩和率が早く振動緩和率が遅いためである。これを改善するには分子の拡散率が $1/pd^2$ に比例するので、小さい径の導波管を使用して励起分子が拡散により壁で冷される効果を大きくすることである。動作圧力を高くすると出力パワーが急激に減少するのは励起分子の拡散による振動緩和率が防げられるからである。よって動作気体圧力は導波管の径に逆比例する。しかし導波管径を最適値よりも小さくするとモード体積の消滅と導波管損失により出力パワーが著しく減衰する。励起分子の振動緩和率を高める他の方法としてはバッファ・ガスの使用もある。共振器のミラーのうち後部ミラーはほとんどの場合光励起用CO₂レーザ光入射のため孔のあいた平面ミラーである。一方出力側ミラーは今までのいろいろな種類のもが考案された。結合孔による出力パワーの取り出しは低損失であるけれども、レーザ・ビームの発散が大きく横モードの悪性が悪い性質を持っている。それに比べて金属メッシュ・ミラー(インダクティブ・グリッド, キャパシティブ・グリッド及びハイブリッド金属メッシュ誘電体ミラー(MMD))はミラー全面にわたって様な反射及び透過特性を持つので横モード特性は良い。しかしながらその構造上どうしても損失は増加するので、使用目的によりその方式を決定しなければならない。

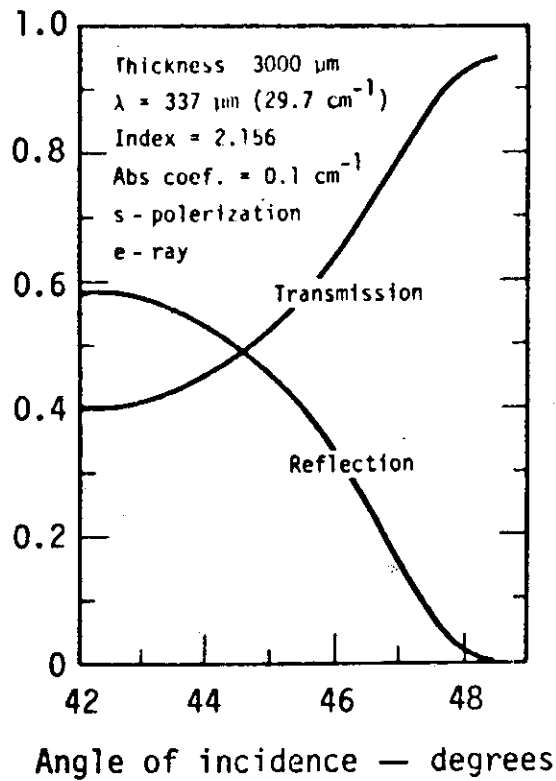
遠赤外レーザで高出力の連続出力パワーを得るためには以下のような方法が挙げられる。

- (1) 高出力パワーを得るためには動作ガス圧力が高いことが必要である。しかしこのときカット・オフ圧力が $p_c \propto 1/d$ より小径の導波管を使用すべきである。導波管型は光励起ビームの閉じ込め効率が良いので、結果的に高動作ガス圧に必要な高光励起ビームになる。しかし上述したように導波管径を最適値よりも小さくするとモード体積の消滅により大きな導波管損失を起こす。
- (2) 長い導波管の使用がレーザ体積を増し、しかも励起レーザ光を良く吸収する。
- (3) 光励起パワーは大きいことが必要である。このとき強い光励起により励起分子が加熱されるので、このために導波管を冷却する必要がある。
- (4) 振動緩和率を上げるためにバッファ・ガス(例えばレーザではC₆H₁₄)を加える。

また光励起導波管型レーザで出力光の周波数安定性を良くするには極めて安定な周波数と出力パワーを持つCW-CO₂レーザで光励起する必要がある。

高出力パワーを得る今後の見通しとして西原⁴⁰⁾らは、光ビームは中心に向かって自己収束するのでそれを補正するようにわずかに曲率を持つ平行平板型導波管をレーザ共振器として使用すること

を挙げている。そして横方向から冷えた新しい分子ガスを流すことにより高出力化が期待される。



Transmission and reflection vs. angle of incidence for crystal quartz beam splitter (calculated).

第 21 図 結晶石英板の透過・反射率の入射角依存性

第 1 表 HC N 干渉計の光学材

	LENS	WINDOW	BEAM-SPLITTER	MIRROR
TFR	CONCAVE MIRROR (Al) 99%	CRYSTAL QUARTZ (3904±2 μm) 96±1%	CRYSTAL QUARTZ and TUNGSTEN WIRE GRID	ALUMINIZED GLASS MIRROR 99%
ALCATOR	TPX	CRYSTAL QUARTZ (1cm) Z-cut	MELINEX SHEET	PLANE MIRROR
SPAC-II	POLYETHYLENE	MYLAR SYEET (100μm) 70%	MYLAR SHEET	PLANE and CONCAVE MIRROR

第2表 ボロメータの特性

"Liquid Helium Cooled Bolometer" by G. Chanin
Presented at the JSRO Conference in Nordvisk, Holland June, 1971

TABLE : TYPICAL OPERATING CHARACTERISTICS OF INFRA-RED BOLOMETERS

	Carbon-Resistors	Ga-doped Germanium	Silicon
	Allen-Bradley	Texas Instruments	Molelectron Si-
	10.000 Ω	0.120 ohm cm	
Size (mm)	rectangle 2 x 5 x 0.08	rectangle 2 x 5 x 0.100	octagon 5 x 5 x 0.4
Operating temp (deg K)	4.2°K	4.2°K	1.80°K
Impedance (ohm)	3.05 MΩ	3.42 MΩ	5.22 MΩ
ϵ/k (deg K)	-	17.6	12.4
$\alpha = 1/R \frac{dR}{dT}$ (deg K) ⁻¹	0.64	1.0	0.7
Responsivity S (kV/watt)	195 kV/watt	213 kV/watt	23
Conductance Ge (μW/deg)	10	33	9.4
Time Constant τ (msec)	30	40	100
Noise at 10 Hz (nV Hz ^{-1/2})	= 200	67	< 10
Noise Equiv. Power N E P (watt Hz ^{-1/2})	10 ⁻¹²	3 x 10 ⁻¹³	< 3 x 10 ⁻¹³
Specific Detectivity D* (cm Hz ^{1/2} watt ⁻¹)	10 ¹¹	3 x 10 ¹¹	> 1.3 x 10 ¹²

第3表 焦電効果検出器の特性

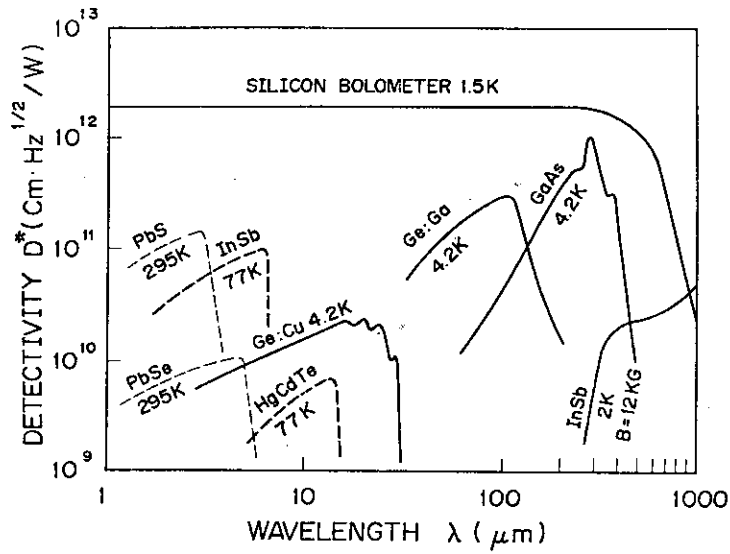
PYROELECTRIC DETECTOR	CURIE TEMPERATURE T_c (°C)	DIELECTRIC CONSTANT ξ	$\frac{dP_s}{dT}$ ($\frac{\text{coul}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$)	DENSITY ρ ($\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$)	SPECIFIC DETECTIVITY D^* ($\text{cm Hz}^{1/2}/\text{W}$) (15Hz)
TGS	52	40	3.5×10^{-8}	1.7	1.1×10^9
$\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	—	10.3	7.8×10^{-9}	2.05	$> 6 \times 10^8$
LiNbO_3	1190	43	4×10^{-9}	4.6	2×10^8
$\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6$	130	~500	6×10^{-8}	~5.0	2.5×10^8 (500Hz)
PbTiO_3	470	200	~ 6×10^{-8}	7.78	1.7×10^9

第4表 真性光伝導効果形光検出器の特性

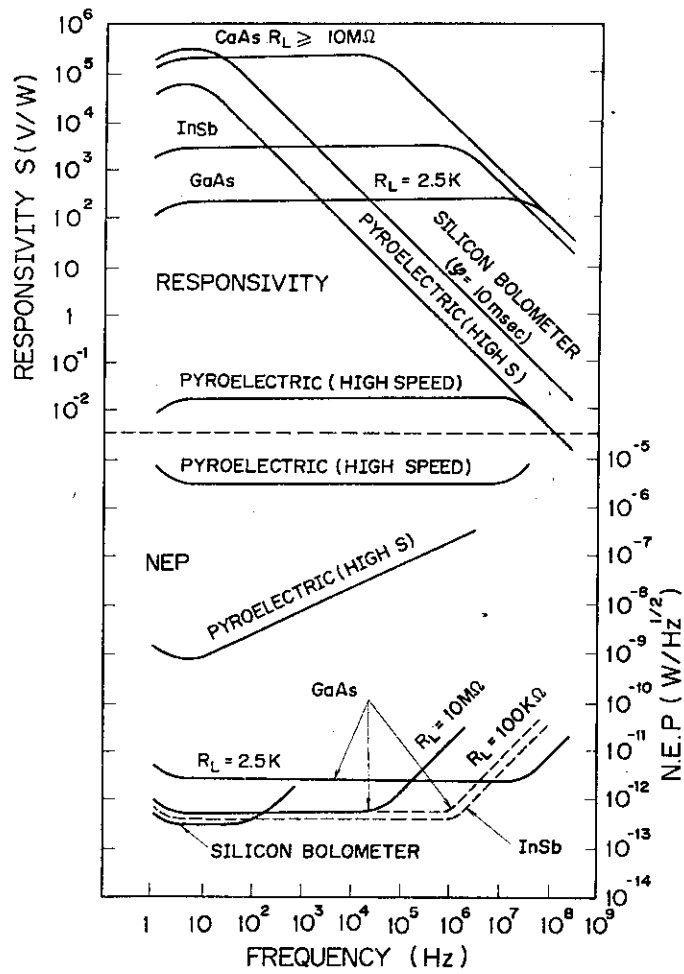
INTRINSIC PHOTOCONDUCTIVE DETECTOR	OPERATING TEMP. T (K)	PEAK RESPONSE WAVELENGTH λ_m (μm)	TIME CONSTANT T (μs)	SPECIFIC DETECTIVITY D^* ($\text{cm Hz}^{1/2}/\text{W}$)
Si	78	0.9	1 ~ 300	1×10^{13}
InSb	78	5.3	~1	3×10^{11}
InAs	78	3.3	5	4×10^{10}
PbS	78	3.0	1 ~ 5×10^3	2×10^{11}
$\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$	78	12	4	6×10^{10}
$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.17-0.2$)	4.2	14	1.2	1.7×10^{10}

第5表 外因性形光伝導効果形光検出器の特性

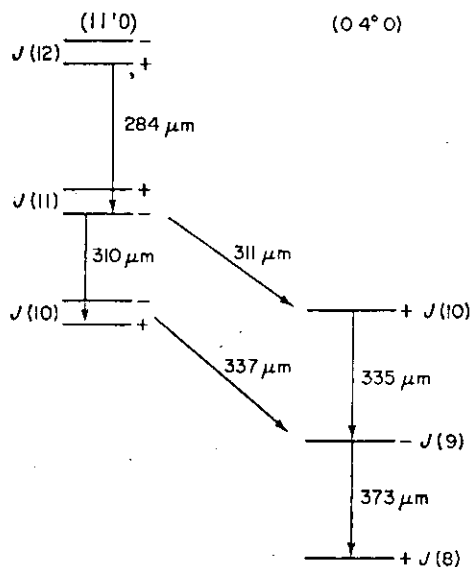
EXTRINSIC PHOTOCONDUCTIVE DETECTOR	OPERATING TEMP. T (K)	LIMITED RESPONSE WAVELENGTH λ_{max} (μm)	TIME CONSTANT T (μs)	SPECIFIC DETECTIVITY D^* ($\text{cm Hz}^{1/2}/\text{W}$)
Ge:Ga	4.2	~135	~ 10^{-2}	2×10^{11} (108 μm)
Ge:In	1.5~4.2	~160	10^{-3} ~ 10^{-1}	3×10^{11} (120 μm)
Ge:B	1.5~4.2	~160	10^{-3} ~ 10^{-1}	3×10^{11} (120 μm)



第 22 図 遠赤外検出器の波長感度特性

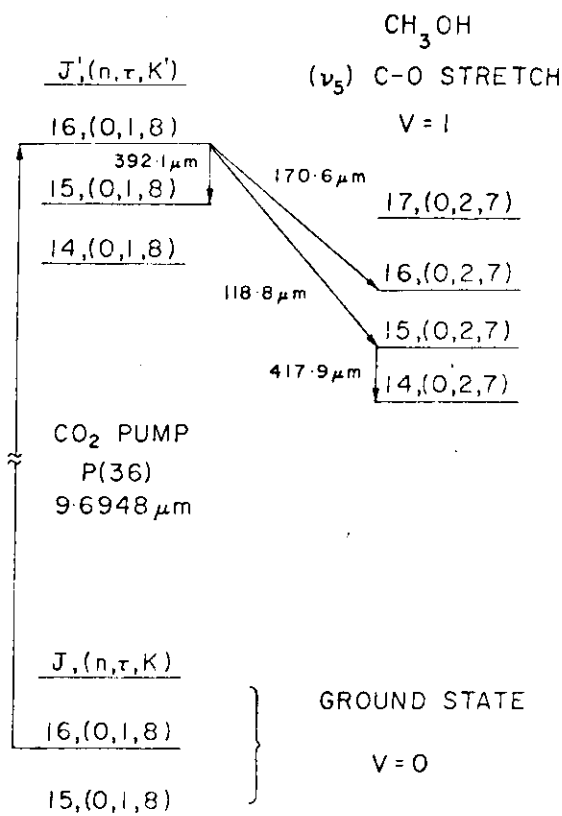


第 23 図 遠赤外検出器の周波数特性



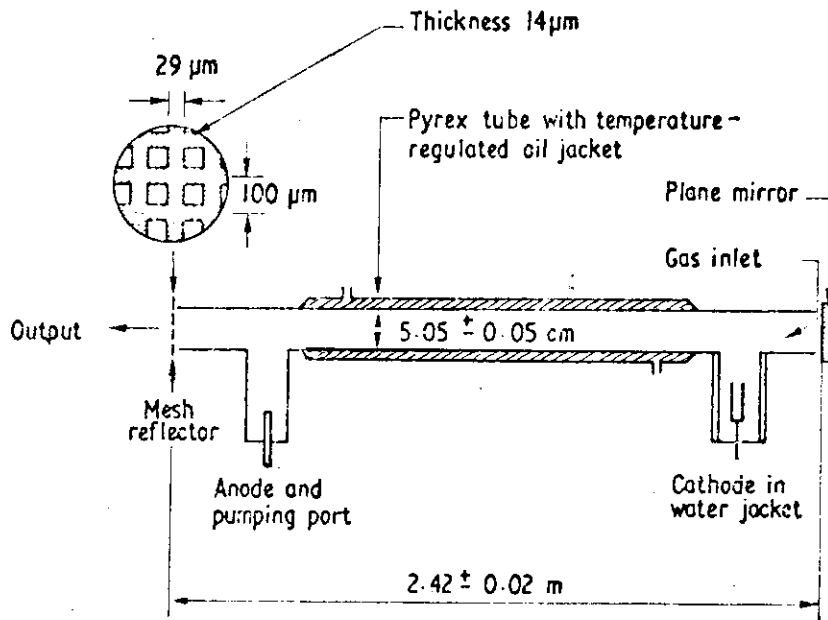
Rotation-vibration energy levels of HCN near 2900 cm^{-1} and the origin of laser action in HCN vapour.²⁷⁷ The *l*-type doubling for the $(11^1 0)$ state is shown greatly exaggerated.

第 24 図 337 μm HCN レーザのエネルギー準位



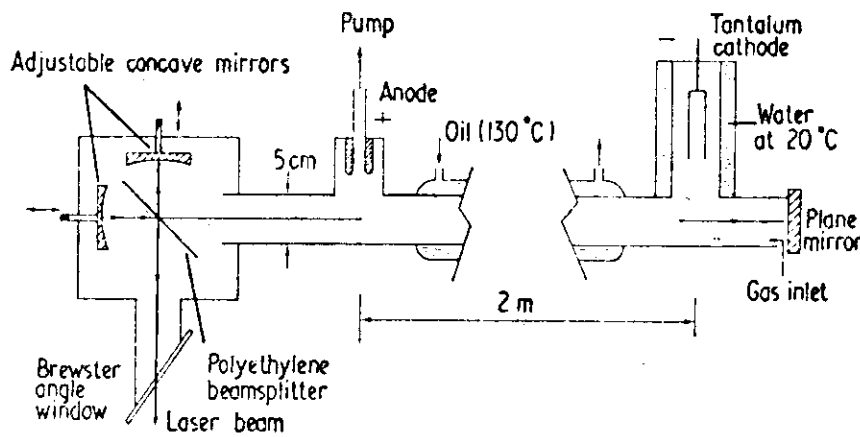
Partial energy level diagram for CH_3OH showing several laser line assignments

第 25 図 1188 μm CH_3OH レーザのエネルギー準位



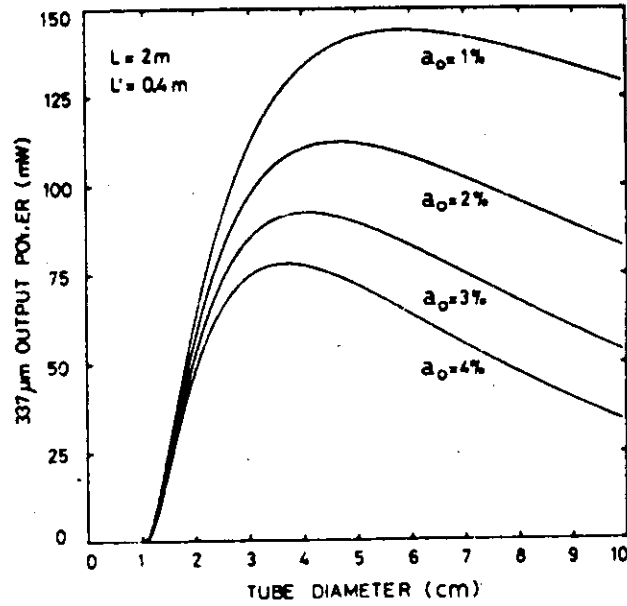
Schematic representation of the laser used to study the modes of propagation of 337 μm radiation in a cylindrical Pyrex tube.

第 26 図 導波管型 HCN レーザの構成図



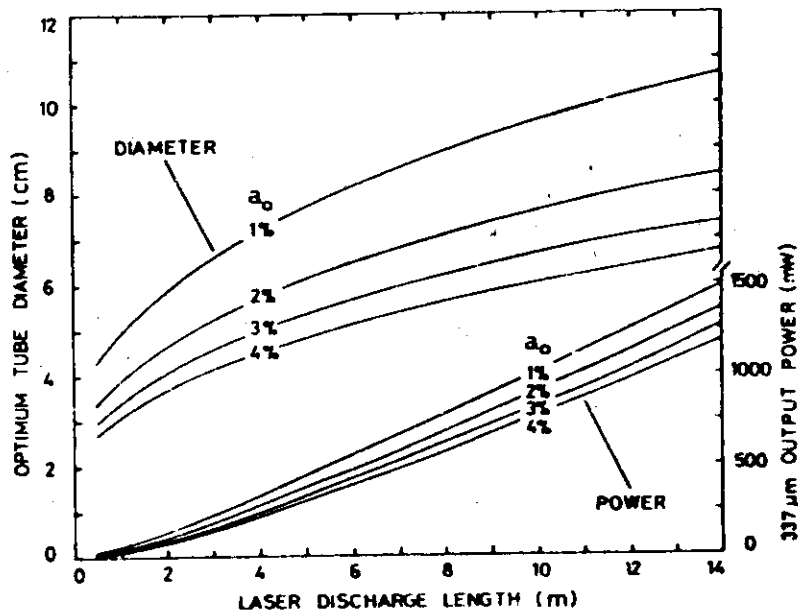
Complete design of the 100 mW 337 μm waveguide laser with details of the beam splitter output coupling.

第 27 図 導波管型 HCN レーザの構成図



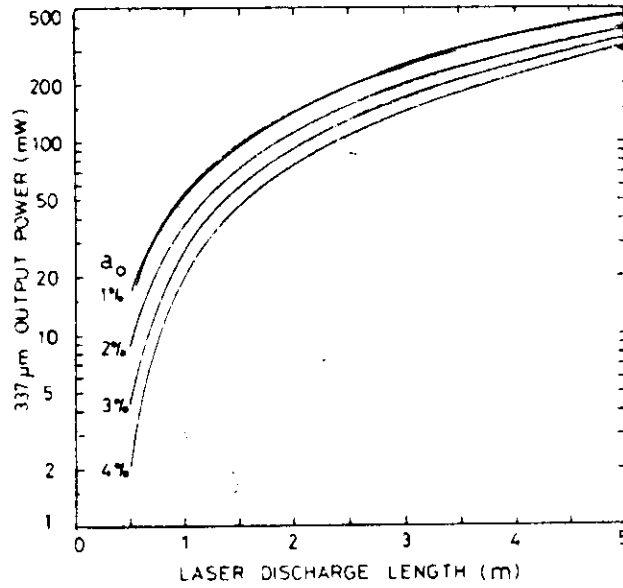
Output power as a function of tube diameter of a 337- μ m waveguide laser with a fixed discharge length of 2 m in a 2.4-m long Pyrex tube for external loss a_0 of 1%, 2%, 3%, and 4% per single pass. The values given by the curves correspond to optimum gas discharge conditions and cavity coupling for each combination of external loss and tube diameter. It is seen that there is an optimum tube diameter that decreases slowly with increasing external loss.

第 28 図 最適出力パワーの導波管内径依存性



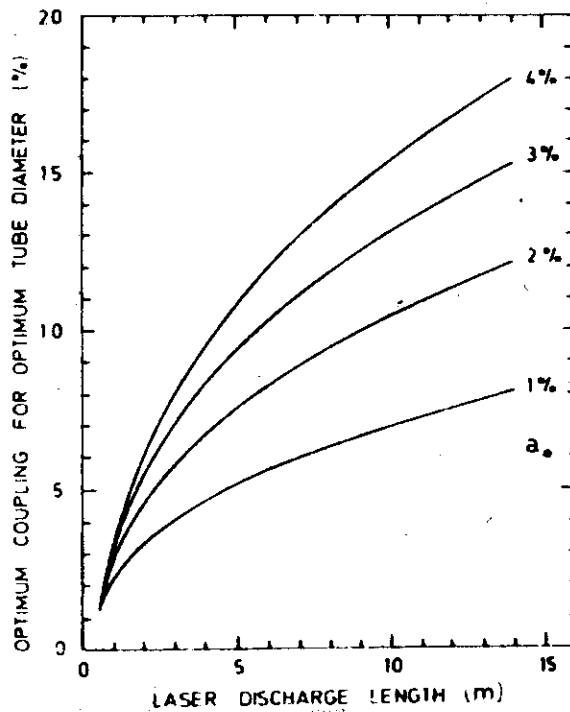
Optimum tube diameter and corresponding optimum output power as a function of discharge length of a 337- μ m waveguide laser for external losses of 1%, 2%, 3%, and 4% per single pass. Optimum discharge conditions and cavity coupling are assumed. The curves are extrapolated to show what would be required to produce powers of the order of 1 W at 337 μ m.

第 29 図 最適導波管内径と出力パワーの放電長依存性



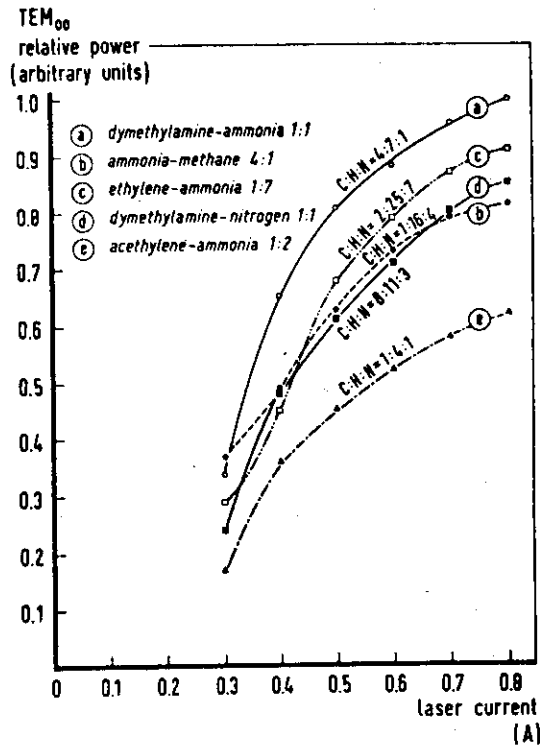
Optimum output power as a function of discharge length of a 337- μm waveguide laser for external losses of 1%, 2%, 3%, and 4% per single pass. These are the same as the power curves of Fig. 5 but shown on a logarithmic scale to give better precision in designing lasers with discharge lengths up to 5 m. They agree quite well with the 30-mW, 100-mW, and 170-mW power levels obtained from waveguide lasers of lengths 1-m, 2-m, and 3-m lengths, respectively ($a_0 = 2\%$).

第 30 図 最適出力パワーの放電長依存性



Optimum coupling as a function of discharge length of a 337- μm waveguide laser for external losses of 1%, 2%, 3%, and 4% per single pass. The values given by the curves correspond to the optimum tube diameter for each discharge length (Fig. 5).

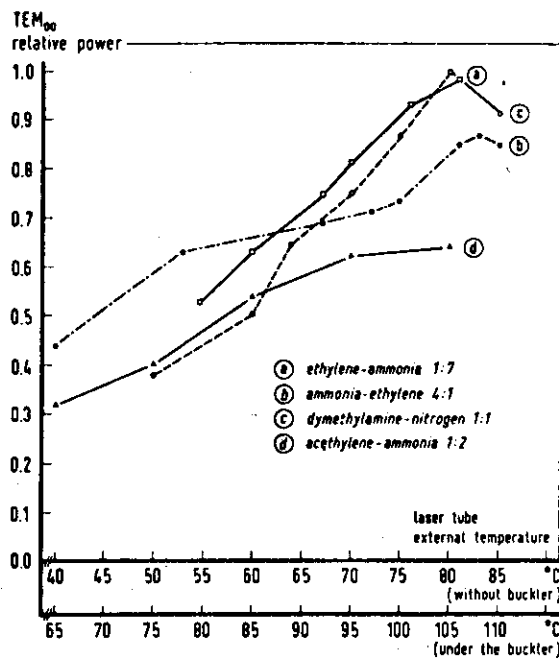
第 31 図 最適結合損失の放電長依存性



The TEM₀₀ mode relative power at 337 μm plotted vs the laser current for some of the investigated media. The remaining parameters of the striated discharge are as follows: pressure ~1 torr, flow 11 l/min air at standard temperature, and external tube temperature 105°C.

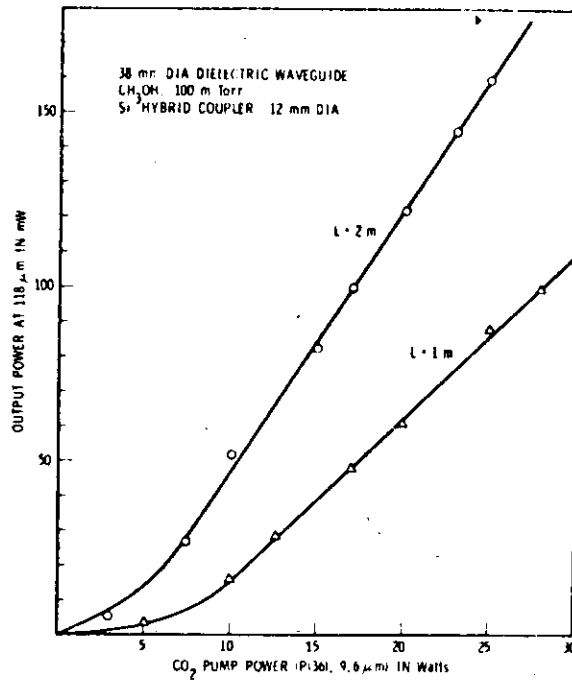
第 32 図 HCN レーザ出力パワーのガス混合比依存性

C.W. power characteristics of HCN laser system at 337 μm



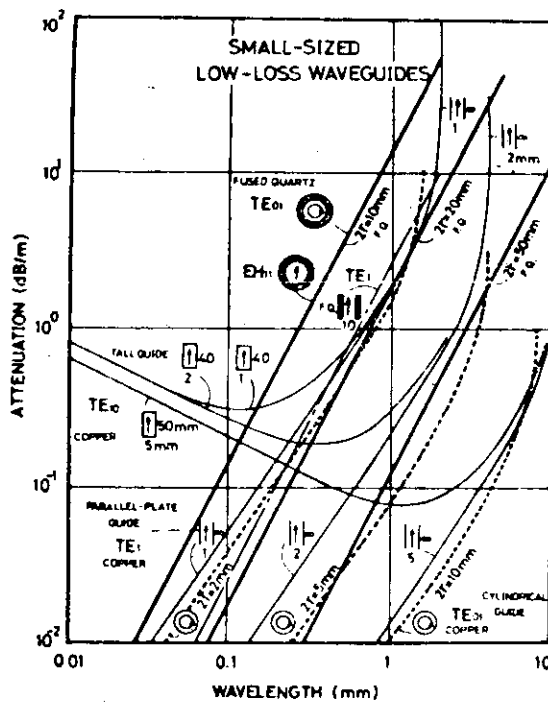
Temperature dependence of the TEM₀₀ relative power at 337 μm for few laser media we have studied at laser current 0.6 A, pressure ~1 torr and flow of 11 l/min air reduced to standard temperature.

第 33 図 HCN レーザ出力パワーの放電管温度依存性



CW output power at 118 μm for 1' and 2 m long, 38 mm dia. dielectric waveguide laser.

第34図 118.8 μm CH₃OH レーザ出力パワーの 9.6 μm CO₂ レーザ
 光励起パワー依存性



Some small-sized, low-loss waveguides for optically pumped waveguide lasers.

第35図 光励起導波管の減衰定数

6. S/N 値および最小検出フリッジの評価

6.1 S/N 値の評価

遠赤外干渉測定において出力信号の S/N 値を決める要因としては遠赤外レーザ発振器の出力パワーとその変動、プローブ・ビームの減衰、プラズマからの輻射、遠赤外検出器および増幅回路系の雑音、変調周波数の安定性、機械的振動などが考えられる。以下に各項目について検討をして問題点を整理するが、機械的振動については、出力信号だけでは本質的に干渉信号と分離が不可能な擬似信号となるので、この節では述べて次節の最小検出フリッジ数の評価のところで検討する。

6.1.1 遠赤外レーザ発振器の出力パワー変動およびプローブ・ビームの減衰による S/N 値

遠赤外レーザ発振器の出力を平面波の電場 $E_0 \cos(\omega t)$ で表わし、ミラー、ビーム・スプリッタなどの干渉計光学材の透過係数を α 、プローブ・ビームのプラズマによる屈折、吸収などによる透過係数を β 、干渉計から検出器に入るまでの透過係数を γ 、遠赤外レーザ発振器の出力パワー変動を $\delta \cos(\omega_f t)$ とする。このときプローブ・ビームとレファレンス・ビームの電場 E_p 、 E_r はそれぞれ次のように書ける。

$$E_p = E_0 (\alpha \beta \gamma)^{1/2} (1 + \delta \cos(\omega_f \cdot t))^{1/2} \cos((\omega + \omega_M)t + \phi(t)) \quad (20)$$

$$E_r = E_0 (\alpha \gamma)^{1/2} (1 + \delta \cos(\omega_f \cdot t))^{1/2} \cos(\omega t) \quad (20)'$$

ここで ω_M は変調角周波数、 $\phi(t)$ はプラズマによる位相変化量を表わしている。これよりプローブ・ビームがプラズマを通過して位相変化を受けた信号出力 I_s と、プラズマを通過しないレファレンス信号 I_R はそれぞれ次式になる。

$$I_s = I_0 \alpha \gamma \left(\frac{1 + \beta}{2} + \beta^{1/2} \cos(\omega_M \cdot t + \phi) \right) (1 + \delta \cos(\omega_f t)) \quad (21)$$

$$I_R = I_0 \alpha \gamma (1 + \cos(\omega_M \cdot t)) (1 + \delta \cos(\omega_f t)) \quad (21)'$$

もし周波数変調を行わず干渉信号を直接測定するときには(21)式において $\omega_M = 0$ とした信号を検出することになる。さらに遠赤外検出器の信号を増幅器で AC のみを増幅するとき、信号は $S = I_0 \alpha \gamma \beta^{1/2} \cos \phi(t)$ 、発振器の変動による雑音は $N = \frac{1}{2} I_0 \alpha \gamma (1 + \beta) \delta \cos(\omega_f t)$ にそれぞれ対応する。よって干渉信号を直接測定するときの S/N 値は次式で表わされる。¹²⁾

$$\frac{S}{N} = \frac{2 \beta^{1/2}}{(1 + \beta) \delta} \quad (22)$$

これより S/N 値はプローブ・ビームのプラズマ中を通過するときの透過係数 β (プラズマによる屈折効果を含む) の平方根に比例し, 遠赤外レーザー発振器の出力パワー変動 δ に反比例することを示す。 $\beta = 0.01$, $\delta = 0.01$ のとき $S/N = 20$ になる。プラズマの屈折効果によるプローブ・ビームの減衰は避けられないので (垂直ポート内に導波管を挿入してこの影響を減少させる方法も検討する必要がある), 遠赤外レーザー発振器の出力パワーを極力安定化 (1%以下) させる必要がある。

周波数変調をかけて位相差を検出する場合には(21)および(21)'式のAC部分に注目して

$$I_s = I_0 \left\{ \beta^{1/2} \cos(\omega_M \cdot t + \phi) (1 + \delta \cos(\omega_f t)) + \frac{1 + \beta}{2} \cdot \delta \cos(\omega_f t) \right\} \quad (23)$$

$$I_R = I_0 \left\{ \cos(\omega_M \cdot t) (1 + \delta \cos(\omega_f t)) + \delta \cos(\omega_f t) \right\} \quad (23)'$$

になる。ここでもし遠赤外レーザー発振器の出力パワー変動の周波数が変調周波数よりもはるかに小さいとき ($\omega_M \gg \omega_f$) には高域ろ波器を使用して(23)'式の第2項を削除することができる。この出力波形にはまだパワー変動が振幅変化の形で残っているので更に振幅制限器を通すことにより $\delta \cos(\omega_f t)$ の項もおとすことができる。よってこのときには $\phi(t) = \omega_M \cdot \Delta t$ として, プラズマによる位相変化量は I_s と I_R の位相時間遅れ Δt に線型に比例することが示される。このように周波数変調測定は I_s と I_R の位相の遅れ時間 Δt を測定することになるので, プローブ・ビームが減衰しても直接測定するときよりも S/N 値が大幅に改善される。またプラズマの密度測定の時間分解能を 100kHz にするとその占有周波数帯幅は約 10 倍の 1MHz 程度となる。よって変調周波数を 2MHz にし, 占有周波数帯幅として片側 1MHz にすれば両側占有周波数帯幅は $1 \sim 3 \times 10^6$ Hz になる。このとき遠赤外レーザー発振器の出力パワー変動のような低い角周波数雑音 $\omega_f = 10^2 \sim 10^3$ Hz^{4, 12)} などに対しても S/N 値が改善される。このように周波数変調測定は信号の直視化の観点のみならず S/N 値改善の上からも必要なことである。

6.1.2 プラズマからの輻射による S/N 値

プラズマからの輻射には励起輻射, 再結合輻射, 制動輻射, シンクロトロン輻射が重要となり, 特に JT-60 のように高温・高磁場プラズマの遠赤外領域の輻射としてシンクロトロン輻射が強くなる。ここでは制動輻射とシンクロトロン輻射の影響を調べる。プラズマの単位体積から単位立体角, 周波数幅 $d\nu$ 内に輻射される制動輻射エネルギーは

$$w(\nu) \cdot d\nu = 5.0 \times 10^{-54} Z^2 \left(\frac{1}{T_e/e} \right)^{1/2} n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) d\nu \quad (24)$$

(W/m³ · sterad)

となる。但し T_e/e は eV の単位である。ここでプラズマ・パラメータとして中心の温度と密度が $T_e/e = 10$ keV, $n_e = n_i = 1 \times 10^{20}$ m⁻³ の値を持つ 2 乗分布を仮定する。さらに平均

Zを2とし、周波数 $\nu = 1 \times 10^{12}$ Hz ($\lambda = 300 \mu\text{m}$) から $\nu + d\nu = 3 \times 10^{12}$ Hz ($\lambda = 100 \mu\text{m}$) までの制動輻射エネルギーは $2.1 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2 \cdot \text{sterad}$ になる。U4ポートから見込むプラズマの体積は $4.8 \times 10^{-2} \text{ m}^3$ 、立体角は 1.3 m sterad になるので遠赤外検出器に入る制動輻射エネルギーは $1.3 \mu\text{W}$ になる。また不純物に対する励起輻射および再結合輻射については経験的に制動輻射エネルギーよりも1~2桁大きいものと考えられる。

次にシンクロトロン輻射エネルギーを求める。プラズマの温度が $T = 10 \text{ keV}$ 、すなわち $m_e c^2 / kT = 50$ のときシンクロトロン輻射スペクトルは $\omega / \omega_{ce} > 5$ の条件のもとでは

$$I(\omega) \approx 0.5 A B(\omega) \exp\left(-2.2 \frac{\omega}{\omega_{ce}}\right) \quad (\text{W/m}^2 \cdot \text{sterad}) \quad (25)$$

で近似される。⁴⁾但し

$$A = \frac{\omega_p^2 L}{\omega_{ce} \cdot C} \quad (26)$$

$$B(\omega) = \frac{kT \omega^2}{4\pi^3 c^2} \quad (27)$$

である。Lはプラズマの厚さである。トロイダル磁場 $B = 50 \text{ kG}$ 、遠赤外レーザ波長 $337 \mu\text{m}$ HCNのとき $\omega / \omega_{ce} = 6.4$ になる。(25)~(27)式に上述したプラズマ・パラメータ及びU4ポートでの測定条件を入れると遠赤外検出器に入るシンクロトロン輻射エネルギーは最大約 4 mW になる。このように遠赤外域でのプラズマからの輻射はシンクロトロン輻射が最も大きくなり、プローブ・ビームがプラズマを通過するときの減衰を考慮するとS/N値として大変厳しい条件になる。ここでの計算はシンクロトロン輻射のバンド幅を遠赤外検出器自身の感度幅 $100 \sim 300 \mu\text{m}$ ($1 \sim 3 \times 10^{12} \text{ Hz}$) としたが、直接測定の場合シンクロトロン輻射を軽減する方法は遠赤外レーザ波長での狭帯域遠赤外フィルタの使用を考えなければならない。しかし光学フィルタによる減衰比はせいぜい1~2桁程度である。一方周波数変調測定は一種のヘテロダイン検波になり、上述したように周波数帯域幅が $2 \times 10^6 \text{ Hz}$ と大変狭いので減衰量が 10^{-6} にもなりシンクロトロン輻射に対する雑音も無視できるようになる。

6.1.3 遠赤外検出器のS/N値

遠赤外検出器自身の雑音に対して $S/N = 100$ を得るのに必要な入力パワーを算出する。遠赤外検出器のうち波長が $100 \sim 500 \mu\text{m}$ 、周波数 1 MHz 以上の領域でNEPの小さいのは第22, 23図より光伝導の Ge:Ga , Ge:As , InSb などである。これら遠赤外検出器の雑音等価入力値は現在のところ $\text{NEP} \approx 10^{-12} \text{ WHz}^{-1/2}$ である。遠赤外検出器に入る入射パワーを P_{in} 、帯域幅をBで表わすとき次の関係がある。

注5) 遠赤外検出器自身の感度幅に相当

$$P_{in} = \frac{S}{N} \cdot NEP \cdot B^{1/2} \quad (28)$$

ここで遠赤外検出器の周波数帯域幅として $B = 1 \text{ MHz}$ とするとき $S/N = 100$ を得るのに必要な入力パワーは $P_{in} \approx 0.1 \mu\text{W}$ になる。さらにプラズマによる減衰などを考慮したときの1チャンネル当り必要な遠赤外レーザー発振器出力パワー P_o は次のように書ける。

$$P_o = \frac{2}{\alpha r \cdot B^{1/2}} P_{in} \quad (29)$$

これよりも $\alpha r \approx 0.1$, $\beta \approx 0.01$ のとき1チャンネル当り必要な出力パワーは $P_o \approx 20 \mu\text{W}$ になる。また焦電検出器では $B = 10 \text{ kHz}$ として $NEP \approx 3 \times 10^{-8} \text{ WHz}^{-1/2}$ であり $S/N = 100$ の条件では $P_{in} \approx 0.3 \text{ mW}$, $P_o \approx 60 \text{ mW}$ になる。

6.2 最小検出フリンジ数の評価

6.2.1 機械的振動によるフリンジ変化

干渉計が設置されている建家の振動が干渉計の各ミラーを微小振動させる。これが干渉計の疑似信号になるので最小検出フリンジ数を悪くする一因になる。特に干渉計を一体構造にできず、しかもJT-60のような干渉計の光路長が長い場合にはこの機械的振動による影響が大きくなる。この機械的振動の影響を軽減する方法はALCATORやTFRの経験から干渉計の支持構造を装置本体と独立にすること、および防振装置の使用などである。更に積極的な方法としてプラズマの閉じ込め時間が短い装置(ピンチ装置)は、観測時間における機械的振動による位相変化量が少ないので、干渉計の疑似信号がある決めた位相レベルのときにプラズマ生成の起動をかけプラズマを生成して干渉信号を観測する。そしてこの干渉信号から機械的振動による位相変化分を差し引いてプラズマによる位相変化量を求める方法である。⁴²⁾この方法は機械的振動が再現性の良い周期的な振動であるためかなり良い精度で測定が行なえる方法である。しかしトカマク装置のようにプラズマ維持時間の長い場合には適用できない。G.A.ではDoublet-III用の干渉測定として $10.6 \mu\text{m CO}_2$ と $0.63 \mu\text{m He-Ne}$ レーザーの2レーザー法を提案した。⁴³⁾すなわちプラズマの密度測定は $10.6 \mu\text{m CO}_2$ レーザーで行ない、 $0.63 \mu\text{m He-Ne}$ レーザーで機械的振動によるミラーの変位をモニターし、その信号出力で干渉計のミラーにフィード・バックさせ機械的振動を補正する。またプラズマ生成の間、モニタ信号のミラー変化が計算機に記憶されデータ解析に使用される。

JT-60の干渉測定は光路長が10m以上と非常に長くなる。機械的振動のうち垂直方向の振動は防振装置を取り付けることによってある程度減衰させることが可能であるが、水平方向の振動に対しては防振が難しい。またJT-60の干渉測定における目標精度を1/100フリンジに置くときには、遠赤外レーザーとして $337 \mu\text{m HCN}$ か $1188 \mu\text{m CH}_3\text{OH}$ を使用するとき干渉計が受けるミラー変位を数 μm 以内におさえなければならない。従ってJT-60の干渉測定においては機械的振動に対する対策が重要な問題の一つとなるので、あらかじめJT-60実験室の

振動の周波数と大きさ、および防振装置と防振対策（G・A.の2レーザ法など）をどの程度まで実施しなければならないかを検討する必要がある。

6.2.2 プローブ・ビームの湾曲によるフリンジ変化

第3節で述べたようにプラズマによる屈折効果を最小限におさえるためにプローブ・ビームをプラズマ中心側へ最適角 θ_1 を持たせて入射させることを考えている。プラズマの密度が時間変化するときそれに応じてプローブ・ビームも湾曲変化する。このときプローブ・ビームは光路長の変化とプラズマの測定点の変化を受けるので実測値は測定位置コードの線密度と異なる。よって測定位置コードの線密度を求めるためには実測値を補正しなければならない。JT-60の場合どの程度の影響を受けるかを Hosea と Jobs⁴⁴⁾ による方法で調べると次のようになる。測定位置コードとして $X_0 = 57\text{cm}$ 、垂直ポートの長さ $Z = 5.0\text{m}$ 、プラズマ中心の最高密度が $n_e(o) = 10 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ の2乗分布とする。このときプローブ・ビームの最適角度は $\theta_1 = 0.14^\circ$ になることを第3節で示した。まず始めに真空のときにはこのプローブ・ビームは $\theta_1 = 0.14^\circ$ により真空容器中心側につれる。このとき測定位置コードの光路長に対するづれた光路長の差は $1/9.6$ フリンジに相当する。プラズマの中心密度が $n_e(o) = 3.0 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ のときプラズマによる屈折角がプローブ・ビームの入射角と同じ 0.14° になりプローブ・ビームは測定位置コードに戻ってくる。このときの実測フリンジは測定位置コードのフリンジ数よりも $1/14$ フリンジ大きな値を示す。またプラズマの中心密度が最高の $n_e(o) = 10 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ のとき屈折角は 0.54° になりプローブ・ビームは外側へづれる。このときの実測フリンジ数は逆に $1/5.5$ フリンジ少ない値を示す。このようにプローブ・ビームの湾曲により測定フリンジ数は測定位置コードの干渉フリンジ数に対してオーダ $1/10$ フリンジ前後の誤差を含んでいる。 $1/100$ フリンジまで検出する場合にはこの効果を補正することが必要となるが、密度分布がわかっていなければ補正できない。このため1コードの測定だけでは補正ができないので多チャンネル測定による空間分布を測定したのち計算機による補正を行うか、レーザ散乱などにより別途分布測定することが必要となる。

7. JT-60 の構成例と問題点

JT-60 の干渉測定は装置本体の設計上分布測定に必要な数のポートを1ポート・セクションに取り付けることができない。そのため隣り合った2ポート・セクションを使用して測定することを考えている。これによってアーベル逆変換に必要なデータとして十分とは言えないが5~7コードの測定を行なえる予定である。JT-60における干渉測定概念図を第36図に示す。ここではJT-60の架台を骨組構造のときの構成で示してあるが、JT-60の架台が骨組構造になるかコンクリート架台構造になるか現在まだ決定していない。コンクリート架台構造のときは垂直ポートの下部測定のための地下測定室を新たに設けるため、垂直ポートの長さがさらに長くなる。骨組構造のときは垂直ポートのゲート・バルブが上・下部架台よりそれぞれ1m前後に取り付き、垂直ポートの長さはプラズマ中心より約5mになる。垂直ポートの上部測定は上部架台の上に測定天井プレートを設置しその上で行なう予定である。トラス中心からの主半径距離をRで表わすとき、基本的な垂直ポートの位置と内径はU2 (R 2460, ϕ 60), U4 (R 3030, ϕ 180), U6 (R 3600, ϕ 120)の予定である。トラス中心軸から真空容器中心まではR 3030としている。この他に分布測定用として円および楕円ポートU1 (R 2160, ϕ 60), U23 (R 2530, 60 \times 200), U4' (R 2970, ϕ 180), U46 (R 3355, 120 \times 590), U56 (R 3480, 120 \times 340)などを4つのセクションに取り付ける方向で設計している。

JT-60の遠赤外干渉測定装置として現段階で考えている構成を以下に述べる。まず始めに遠赤外レーザについては、遠赤外レーザの波長の選択は前述したようにプラズマによる屈折効果と干渉フリンジ数(波長に比例)、および機械的振動による疑似信号(波長に反比例)との相反する制約がある。よって遠赤外レーザの波長は対象とするプラズマ発生装置に対して最適波長が存在する。しかし現段階ではJT-60実験室の機械的振動に対する資料がないので最適波長を算出することはできない。現在までに中型トカマク装置TFRとALCATORで使用された遠赤外レーザは337 μ m HCNと118.8 μ m CH₃OHである。これらは上記の諸効果に対して波長の比すなわち2.8倍の違いを示す。遠赤外レーザの決定は上記の最適波長に近くしかも出力パワー、出力変動(1%以下)、ビーム発散角、横モード(TEM₀₀あるいはEH₁₁)などの条件が満たされたものでなければならない。出力パワーについては第6節で述べたように遠赤外検出器として焦電効果型検出器を使用すると1チャンネル当りP₀ \approx 60mWになり多チャンネル測定を行うにはかなり厳しい条件になる。一方光伝導型検出器を使用すれば現在の遠赤外レーザ発振器の出力パワーで十分なS/N値が得られる。

周波数変調方式については第5.2節で述べたように円筒回転折格子によるドップラ効果法と共振器の利得帯域幅以内で変調発振させる方法がある。大きな周波数変調を得るには共振器変調による方法が簡単であることを述べたが、今のところ変調周波数の温度変化に対する安定性に問題が残る。プラズマの密度測定の時間分解能を上げるために変調周波数が高いことが望ましく、また第6.1.1節で述べたように信号検出のS/N値改善の観点からも高い周波数変調を行なうこ

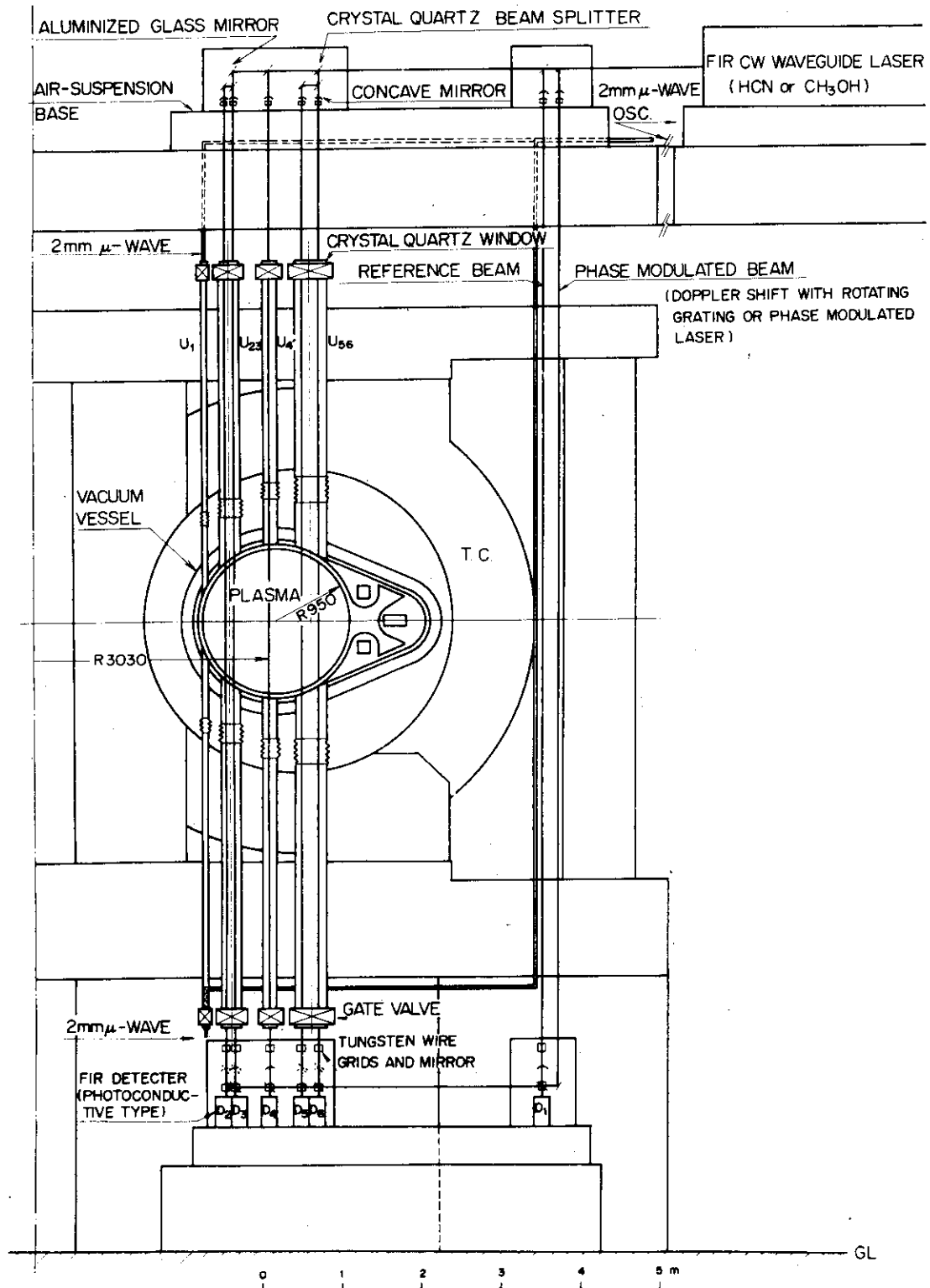
とが理想である。よって回折格子の高速回転での安定性と共振器変調における温度変化に対する安定性についてのかね合いでどちらの方式が良いか決まる。

干渉型式はマッハ・ツェンダ干渉計がレーザ発振器への光のもどりが無いこと、さらにJT-60の場合マイケルソン干渉計では干渉フリンジ数が多くなりすぎることからマッハ・ツェンダ干渉計が適切であろう。遠赤外干渉計の光学材については第5.1節で述べたようにミラーと凹面鏡(レンズ)は A_0 ないし A_1 が適している。またビーム・スプリッタは結晶石英を使用するとその入射角により透過率と反射率を任意に変えられる特徴がある。測定ポートの入射窓はポートをベーク(400°C以下)するので高温に耐え、しかもプローブ・ビームはプラズマによる損失が大きいので極力低損失の材料を使用しなければならない。よって入射窓としては結晶石英の異常光線使用が良い。しかしながらJT-60の場合のような大きな測定ポートに合う結晶石英を入手することは今のところ困難であると思われる。遠赤外検出器については第5.3節で述べたように、周波数特性とレーザ波長での検出率の優れている光伝導効果型検出器のGe:Ga, Ge:Li, Ge:AsおよびInSbなどの使用を考えている。これらのうちどれを使用するかは使用する遠赤外レーザの波長に依存する。

その他の問題点としてプラズマの屈折効果によりプローブ・ビームが湾曲し、ビームがポートにあたり乱反射して位相を乱すことが予想される。これを防ぐためにはポート内に乱反射防止用のバッフルなどを取り付けることが考えられるが、かえってポート径を小さくしてしまう。そこで導波管をポート内に挿入することも考える必要があるかもしれない。

また遠赤外レーザ光の空気による吸収については、遠赤外からミリ波にかけて(20 μ mから2mm)は大気による吸収スペクトルがある。この吸収スペクトルは H_2O による幅の比較的広い吸収スペクトルと O_3 による幅のきわめて狭い吸収スペクトルからなる。地上付近のみを考えるとときにはこの H_2O による吸収スペクトルを考慮すれば良い。⁴⁵⁾337 μ m HCNレーザは H_2O による吸収スペクトルがなく、しかも干渉計の光路長が10m位では空気による吸収はほとんど問題にならない。しかし100 μ m近辺には H_2O による強い吸収帯があるのでこの近辺の遠赤外レーザ発振器を使用するときには、レーザ光を赤外不活性ガス(N_2 , Arなど)中か真空にしたパイプ中⁴⁷⁾を通さなければならない。また遠赤外レーザ光を長い距離伝播させるとき、モード変換が起こるとそこで大きなパワー損失を起こす。よって遠赤外レーザ光を導波管内に通して伝播させることがパワー損失を防ぐためにも、またJT-60本体周辺の空気の対流による擾乱を避けるためにも必要となる可能性がある。

最後にミリ波干渉計測の技術的問題についてまとめておく。2mmおよび4mm波干渉測定は現在すでにJFT-2, 2a⁴⁸⁾での実績があり特に問題はないが、遠赤外干渉測定と同じくJT-60のように大型装置では干渉計の光路長が長い(10m以上)のでマイクロ波ビームの回折による拡がりやプラズマによる屈折効果、さらに機械的振動についても新たに考慮しなければならないであろう。



第36図 JT-60の干渉測定概念図

8. 結 論

臨界プラズマ試験装置 (JT-60) の遠赤外干渉測定装置について検討した結果下記の結論が得られた。

- (1) JT-60 主プラズマの電子密度が $n_e = 2 \sim 10 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の範囲のとき、ミリ波によるプラズマ中心を通るコードの干渉測定は 40 ~ 200 フリンジ数になる。一方遠赤外レーザ (例えば $\lambda = 100 \sim 300 \mu\text{m}$) を使用すれば、干渉フリンジ数は約 2 ~ 20 になる。磁気リミタ部プラズマの干渉測定は、そこでの密度にもよるがミリ波測定で数フリンジと予想される。また予備電離プラズマはミリ波測定でも 1 フリンジ以下と考えられる。以上のことから主プラズマの測定は遠赤外レーザを使用し、主プラズマの周辺部と磁気リミタ部プラズマおよび予備電離プラズマはミリ波を使用しなければならないことが示される。
- (2) JT-60 はプラズマ半径が大きいためプローブ・ビームの受ける屈折効果は大きくなる。プラズマの中心密度が最大値 $n_e(o) = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ のとき、プローブ・ビームの屈折角は 2 mm 波で約 2.6° 、337 μm HCN レーザで約 0.6° になる。このようにプローブ・ビームの受ける屈折効果は、ミリ波のときはもちろんのこと遠赤外レーザのときでさえ厳しい条件になる。JT-60 の干渉測定ではこの屈折効果を最小限におさえるため、プローブ・ビームをあらかじめ屈折方向と逆方向に傾けて入射させることを考えている。計算結果によれば傾き角の最適角は $\theta_i = 0.14^\circ$ になる。このとき垂直ポートの長さが $Z = 8 \text{ m}$ を越えるとプローブ・ビームの湾曲効果による減衰が 1 桁以上になる。
- (3) 干渉型式はマッハ・ツェンダ干渉方式を採用する。これはマイケルソン干渉方式と比較して、干渉フリンジ数が半分になることおよびレーザ発振器への反射がないことが特徴として挙げられる。
- (4) 遠赤外レーザ発振器の波長は、干渉フリンジ数、屈折効果および機械的振動に対する制約から $\lambda = 100 \sim 300 \mu\text{m}$ 近辺が妥当と考える。現在この領域の遠赤外レーザ発振器には放電励起導波管型 HCN レーザ (337 μm) と光励起導波管型 CH_3OH レーザ (118.8 μm) がある。放電励起 HCN レーザ発振器の製作は、世界的にかなりの経験があり出力パワーの比例側が与えられる段階にまで達している。一方光励起型は最近急速に発展してきた分野であり今後さらに進歩すると考えられる。また光励起型 CH_3OH レーザはその発振波長の選択が 100 μm から 300 μm までかなり自由に選ぶことができ、発振波長の自由度が大きい特徴がある。
- (5) 干渉計の光学材については、ミラーとレンズは Al ないし Au を蒸着した平面鏡と凹面鏡を、ビーム・スプリッタと観測窓は結晶石英を考えている。結晶石英をビーム・スプリッタに使用すると、その入射角を調節することによって透過・反射率を任意に変えられる。また観測ポートは 400 $^\circ\text{C}$ までベーキングされることおよびプローブ・ビームの損失を最小限にするために、観測窓は結晶石英を使用することが理想と考える。
- (6) 周波数変調方式には現在のところ回転回折格子によるドップラ効果法と共振器の長さを変

える方法とがある。それぞれ一長一短があって回折格子による方法は高速回転に問題があり、また共振器長を変える方法は温度変化による熱膨張に問題がある。

- (7) 遠赤外検出器は周波数特性を数 MHz 以上まで要求すると光伝導効果形検出器 (Ge:Ga, Ge:Li, GaAs および InSb) がよい。これらは波長感度特性があり使用する遠赤外レーザー波長に合ったものを採用する必要がある。
- (8) S/N 値を評価するときの雑音源としてはプラズマからのシンクロトロン輻射と機械的振動による影響が一番大きいと予想される。しかしシンクロトロン輻射に対する S/N 値は周波数変調方式によって大幅に改善され、雑音としてはほとんど無視できるものと思われる。周波数変調測定は信号出力の直視化という観点からだけでなく、低周波領域の雑音を避けることができ S/N 値を大幅に改善できることから JT-60 の測定方法として必要になる。一方機械的振動は疑似信号になるので信号出力以後では識別がつかない、よって極力干渉計の各ミラー間の振動をおさえなければならない。最悪の場合は干渉フリンジ検出用の遠赤外レーザーとは別に、機械的振動による位相変化量をモニターする赤外ないし近赤外レーザーとの組合せ干渉計が必要になる。
- (9) 最小検出フリンジ数については機械的振動を無視してもプローブ・ビームが湾曲するので最大約 1/5 フリンジの誤差を含んでいる。またプラズマの密度分布が正確に知られていなければ、プラズマによるプローブ・ビームの屈折変化量も求められない。そこで 1/10 (あるいは 1/100) フリンジ以上の精度で干渉フリンジ数と密度分布を求めるためには、計算機を利用して最適解を求めることが必要になる。

結論をまとめると、JT-60 への遠赤外干渉測定の適応性を検討した結果、現在の技術水準でも JT-60 の干渉測定は十分行なうことができると判断される。しかしここで言う技術水準とは世界的水準での話しであり、日本の場合は遠赤外レーザー発振器や検出器を始めとしてすべての遠赤外技術が外国に比べてかなり遅れている。このような現状を考えると JT-60 の遠赤外干渉測定を遂行するための技術開発にかなりの困難がともなうことを覚悟しなければならない。またこの報告書でも JT-60 の干渉測定に使用する各要素について何を使用するかを決定できなかった場合が多いが、これから S/N 評価と技術開発の面から各要素に何を使用するかの最終決定が製作開始まぎわまで持越されることになると考えられる。

遠赤外干渉測定については原研での実績がない上に、日本では西沢らによる比較的小型装置での経験しかない。しかしながら近いうちに中型装置の JIPP-TII による HCN, CH₃OH レーザ干渉測定が行なわれる予定であるので、JT-60 の干渉測定は諸外国の実績に加えてこれらの経験を参考にして設計することが望ましい。

最後に今後の課題としては干渉計各要素の検討をさらに進めて最終的に何を使用するのが最も適切であるかを決定すること、またこの報告書では評価検討を行なうところまで進まなかった機械的振動の対策、レーザー・ビームの伝播方式および周波数変調測定における干渉信号のパワースペクトルの検討を行なう必要がある。

謝 辞

有益な御意見，御指導をいただいた古川充二 J T - 60 開発室長をはじめとする開発室の各氏，および核融合研究部プラズマ実験計測グループの各氏に感謝の意を表わします。また遠赤外干渉測定全般について，および今後の遠赤外レーザの見透しについて貴重な御意見をいただいた大阪大学工学部山中正宣助教授に深く感謝いたします。終始本検討に対して激励をいただいた当開発部森 茂部長に深く感謝いたします。

文 献

- (1) 例えば Huddleston R.H. and Leonard S.L. : "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press, New York and London (1965).
Spitzer L., Jr. : "Physics of Fully Ionized Gases", Interscience, New York (1962).
- (2) Shmoys J. : J. Appl. Phys., 32, 689 (1961).
- (3) Apgar E., Coppi B., Gondhalekar A., Helava H. Komm D. et al : 6th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Berchtesgarden, Oct. 1976) IAEA-CN-35/A5.
- (4) Brossier P. and Blanken R.A. : IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, MTT-22, 1053 (1974).
- (5) Véron D., Certain J. and Crenn J.P. : EUR-CEA-FC-799 (1975).
- (6) Chantry G.W., Evans H.M. Fleming J.W. and Gebbie H.A. : Infrared Phys., 9, 31 (1969).
- (7) Loewenstein E.V., Smith D.R. and Morgan R.L. : Appl. Opt., 12, 398 (1973).
- (8) Born M. and Wolfe E. : "Principles of Optics", Pergamon Press, Oxford (1975).
- (9) Véron D., Certain J. and Crenn J.P. : Second International Conference and Winter School on Submillimeter Waves and their Applications (Puerto Rico, Decem., 1976) 206.
- (10) Kogelnik H. : Bell Syst. Tech. J., 44, 455 (1965).
- (11) Wolfe S.M., Button K.J., Waldman J. and Cohn D.R. : Appl. Opt., 15, 2645 (1976).
- (12) Nishizawa A., Masuzaki M. and Mohri A. : Japanese J. Appl. Phys., 15, 1753 (1976).

謝 辞

有益な御意見、御指導をいただいた古川充二 J T - 60 開発室長をはじめとする開発室の各氏、および核融合研究部プラズマ実験計測グループの各氏に感謝の意を表わします。また遠赤外干渉測定全般について、および今後の遠赤外レーザの見透しについて貴重な御意見をいただいた大阪大学工学部山中正宣助教授に深く感謝いたします。終始本検討に対して激励をいただいた当開発部森 茂部長に深く感謝いたします。

文 献

- (1) 例えば Huddleston R.H. and Leonard S.L. : "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press, New York and London (1965).
Spitzer L., Jr. : "Physics of Fully Ionized Gases", Interscience, New York (1962).
- (2) Shmoys J. : J. Appl. Phys., 32, 689 (1961).
- (3) Apgar E., Coppi B., Gondhalekar A., Helava H. Komm D. et al : 6th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Berchtesgarden, Oct. 1976) IAEA-CN-35/A5.
- (4) Brossier P. and Blanken R.A. : IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, MTT-22, 1053 (1974).
- (5) Véron D., Certain J. and Crenn J.P. : EUR-CEA-FC-799 (1975).
- (6) Chantry G.W., Evans H.M. Fleming J.W. and Gebbie H.A. : Infrared Phys., 9, 31 (1969).
- (7) Loewenstein E.V., Smith D.R. and Morgan R.L. : Appl. Opt., 12, 398 (1973).
- (8) Born M. and Wolfe E. : "Principles of Optics", Pergamon Press, Oxford (1975).
- (9) Véron D., Certain J. and Crenn J.P. : Second International Conference and Winter School on Submillimeter Waves and their Applications (Puerto Rico, Decem., 1976) 206.
- (10) Kogelnik H. : Bell Syst. Tech. J., 44, 455 (1965).
- (11) Wolfe S.M., Button K.J., Waldman J. and Cohn D.R. : Appl. Opt., 15, 2645 (1976).
- (12) Nishizawa A., Masuzaki M. and Mohri A. : Japanese J. Appl. Phys., 15, 1753 (1976).

- (13) Loewenstein E.V., Smith D.R. and Morgan R.L. : Appl. Opt., 12, 398 (1973).
- (14) Frank A.M. : Second International Conference and Winter School on Submillimeter Waves and their Applications (Puerto Rico, Decem., 1976) 214.
- (15) 吉永 弘 編集：“応用分光学ハンドブック”，朝倉書店，東京（1973）
- (16) 酒井善雄：電学誌，94，269（1974）
- (17) Information furnished by Far Infrared Division of Molelectron Corporation, July, 1970.
- (18) 山香英三：応用物理，41，640（1972）
- (19) Stokowski S.E., Venables J.D., Byer N.E. and Ensign T.C. : Infrared Phys., 16, 331 (1976).
- (20) Putley E.H. : Appl. Opt., 4, 649 (1965).
- (21) Yamamoto J., Yoshinaga H. and Fujita J. : Japanese J. Appl. Phys., 9, 101 (1970).
- (22) Wolfe S.M., Button K.J., Waldman J. and Cohn D.R. : Second International Conference and Winter School on Submillimeter Waves and their Applications (Puerto Rico, Decem., 1976) 204.
- (23) Hutchinson D.P. and Vander Sluis K.L. : ORNL-TM-5071 (1975).
- (24) Kunz L.W. and Madey J.M.J. : Molelectron Corporation Report.
- (25) 稲場文男，霜田光一 他編集：“レーザハンドブック”，朝倉商店，東京（1973）
- (26) 山中正宣，吉永 弘：日本物理学会誌，28，477（1973）
- (27) Chantry C.W. : "Submillimeter Spectroscopy", Academic Press, London and New York (1971).
- (28) Danielewicz E.J. and P.D. Coleman : Second International Conference and Winter School on Submillimeter Waves and their Applications (Puerto Rico, Decem., 1976) 32.
- (29) Lesieur J.P., Sexton M.C. and Véron D. : J. Phys. D : Appl. Phys., 5, 1212 (1972).
- (30) Belland P., Véron D. and Whitbourn L.B. : J. Phys. D : Appl. Phys., 8, 166 (1975).
- (31) Marcatili E.A. and Schmeltzer R.A. : Bell Syst. Tech. J., 43, 1783 (1964).
- (32) Belland P. and Véron D. : Opt. Commun., 9, 146 (1973)
- (33) Belland P., Véron D. and Whitbourn L.B. : Appl. Opt., 15, 3047 (1976).
- (34) Bićanić D.D. and Dymanus A. : Infrared Physics, 16, 601 (1976).
- (35) Kotthaus J.P. : Appl. Opt., 7, 2422 (1968).

- (36) Ulrich R. : Infrared Phys., 7, 37 (1967).
- (37) Hodges D.T., Foote F.B. and Reel R.D. : Second International Conference and Winter School on Submillimeter Waves and their Applications (Puerto Rico, Decem., 1976) 26.
- (38) Erenson K.M., Jennings D.A., Petersen F.R., Mucha J., Howard C. and Charlton R.M. : *ibid.* S-6.
- (39) Yamanaka M. : *ibid.* 36.
- (40) Nishihara H., Inoue T. and Koyama J. : Appl. Phys. Lett., 25, 391 (1974).
- (41) Hirshfield J.L., Baldwin D.E. and Brown S.C. : Phys. Fluids, 4, 198 (1961).
- (42) 前島良紀 : 私信
- (43) Baker D.R. : First Topical Conference on Diagnostic of High Temperature Plasmas (Knoxville, Jan., 1976) E-5.
- (44) Hosea J.L. and Jobes F.C. : MATT-1176 (1975).
- (45) Kundy V.G. : Second International Conference and Winter School on Submillimeter Waves and their Applications (Puerto Rico, Decem., 1976) 101.
- (46) Möller K.D. and Rothschild W.G. : "Far-Infrared Spectroscopy", John Wiley & Sons, New York (1971).
- (47) 山中正宣 : 私信
- (48) 船橋昭昌, 高橋興起, 下村安夫, 狐崎晶雄, 永島孝, 熊谷勝昭 : JAERI-M 6166, "トカマクプラズマ診断用直視干渉測定装置" (1975)
- (49) 野田信明, 西沢章光 : 私信