

プローブによるスペースプラズマ中の電子の エネルギー分布測定における諸問題*

雨宮 宏**・清水和男**・土手敏彦**

1. ま え が き

ラングミュア・プローブを用いた微小交流重畳法[1]によるプラズマ中の電子のエネルギー分布測定は最近実験室プラズマにおいては電氣的に改良された種々の技巧を用いて多く行われて来た。現象が定常的な場合には、位相検波法や時間平均法 (time average) により信号対雑音比 (S/N) を向上させる事が可能であるし、移動縞[2]やアフターグロー[3]の様な時間変動のある場合においても現象に再現性のある場合には多数回の繰返し測定においてゲート法ないしサンプリング法を用いる事によって測定の信頼度を上げることができる。しかしながら、ロケット搭載プローブによる電離層プラズマの測定の様に、現象が一回限りでしかも出来るだけすみやかな測定を行なう必要性のある場合には、上記の様な方法を採用することはむづかしい。その一つの解決策として考えられる事は測定値に対して後で適当なデータ処理を施す事により歪みの是正を行なう事であるが、この様なデータ処理を成功させる為には、処理の過程で入りこめない因子を、測定時に極力除去することが必要で、このためには測定において高い S/N 比を得ることが必要である。本論文では、先ず微小交流重畳法において高速掃引によって生ずる種々の歪みを理論的に分析し、如何なる処理を与えれば測定データから真に近い値を得られるかの方法を明らかにする。ついで、スペース・チェンバにおいてロケット搭載機器のシミュレーションを行ない、上記の歪みに関する実験結果とこれに付随して得られた実験事実を報告する。

2. 微小交流重畳法における問題点

本節では、プラズマ中に不規則雑音が存在する場合、そしてプローブ電圧の掃引が高速に行なわれるとき、如何なる歪みが生じて、これを如何に処理するかという問題を考える。

2.1 分解能と S/N 比

微小交流重畳法で印加する交流信号 ΔV の型として一般に

$$\Delta V = \sum_{i=1}^{\mu} \alpha_i \sin \omega_i t \quad (1)$$

* 宇宙研特別事業費による論文

** 理化学研究所

を仮定する．従来用いられているものに $\mu = 1, 2, 3$ があり，それぞれ第2次高調波法，ビート法，振幅変調法に対応する．振幅変調法は本質的にはビート法と同一なので前二者について分解能を考える．プローブ特性はシース中での電子の慣性能率を無視する場合，次の H 関数の重ね合せで記述される．

$$H(x) = x \quad x \geq 0 \quad (2a)$$

$$H(x) = 0 \quad x < 0 \quad (2b)$$

即ち，プローブ電流—電圧特性 $i_p(V_p)$ は $f(E)$ をエネルギー分布関数として

$$i_p(V_p) = C \int_0^\infty H(E - eV_p) f(E) / \sqrt{E} dE, \quad C = \text{定数} \quad (3)$$

この線型関係により，交流 ΔV を重畳した時のプローブ電流は各エネルギーの電子によって生ずるプローブ電流の積分で与えられる．第1図は測定系模型図を示す．ここで，分解能関数 T をデルタ関数状のエネルギー分布の場合生ずるプローブ電流の形であると定義すると，あるプローブ電圧において無限長時間測定が行われるとする時 T は次式で与えられる[4]．

$$T(V) = \frac{\omega_m}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_m} H(\Delta V - V) e^{i\omega_m t} dt \quad (4)$$

ここで， ω_m は測定しようとするプローブ電流の変動分の角周波数である． $T(V)$ の形を第2次高調波法およびビート法について計算したものを第2図に示す．ここで， $x = V/\text{最大振幅}$ である．この図から分る様に，単一エネルギーの分布は最大幅が ΔV の尖頭値によって決まる形として測定されることになる．但し，帯域通過フィルタは ω_m のみを通させ他を遮断する点で完全なものであるとする．従って，測定値又はフィルタ出力 i_0 は真の二次微係数 i_p'' と T と次式で結ばれる．

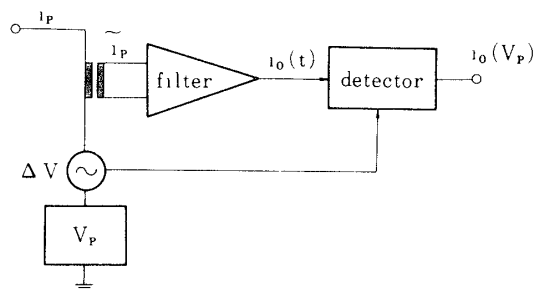


Fig. 1 微小交流重畳法の測定原理図

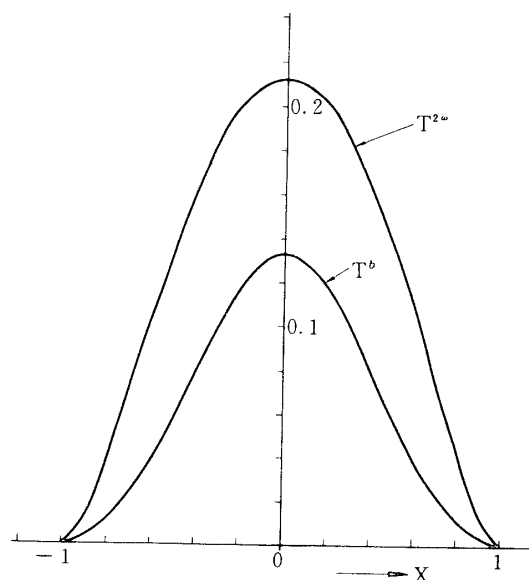


Fig. 2 ビート法と第2次高調波法における分解能関数 T^b , $T^{2\omega}$

$$i_0(V_p) = \int_{-\infty}^{\infty} T(V) i_p'(V_p - V) dV \quad (5)$$

上式は無雑音の理想的な場合に成立するが、現実には空間電位変動 n_V 、プラズマ密度変動 n_N が存在し、前者は T の形を左右に、後者は T の形を上下に振らせる。但し、第1図において、プラズマ以外によって生ずる雑音、例えば、アンプ系入力雑音 n_A は n_V 、 n_N よりはるかに小さいとする。

第1図において、アンプ系出力 i_0 は分解能関数 T の面積

$$O = \int_{-4V}^{4V} T(V) dV \propto (\Delta V)^2 \quad (6)$$

に比例する。一方 i_0 における雑音成分はアンプの伝達関数 $G(\omega)$ の帯域幅を B とする時、 $(n_V + n_N) \cdot B$ に比例する。従って、 i_0 の S/N 比は

$$S/N \propto (\Delta V)^2 / B \quad (7)$$

で与えられる。この事は、なめらかな測定値を得たい時、 B を狭める事と共に ΔV を大きくする事が二乗依存性の故に非常に有効であることを意味する。第2図において、 T のピーク値 $T(0)$ が真の2次微分に関する信号成分に対応し、 T の半値幅 ΔV がほぼ歪みに対応すると考えられる。ビート法と第2次高調波法の分解能関数 T^b 、 $T^{2\omega}$ を比較する時

$$T^b(0) / T^{2\omega}(0) = 0.63 > \frac{1}{2}; \quad \Delta T^b < \Delta T^{2\omega} \quad (8)$$

である事が分る。通常の i_p のテーラー展開に基づく解析ではビート信号は第2次高調波信号の1/2である結果が得られるが、これはプローブ特性を放物線で近似した為で、正確な非線型関数、即ち H 関数、による解析では(8)式の結果を得る。(8)式はビート法の方が信号対歪み比の点で有利であることを示している。

2.2 高速プローブ電圧掃引における帯域通過フィルタ効果

電離層のロケット塔載プローブ特性測定では、空間的な測定の分解能を上げる為に最低、数V/secの電圧掃引速度が必要であろう。この様な高速掃引においては、出力信号は有限振幅歪み以外に、測定周波数スペクトルの拡がり効果とフィルタの周波数特性に由来する有限時間測定歪みをもつ。今、単一エネルギーの電子群を考え、プローブ電圧を段階的に上昇させるとして、1ステップにおいてコイル二次側に現われる信号波形の数を m とする(第3図)。1ステップと ΔV の時間関係を第3図の様に周期的に設定する時、コイル二次側に現われる波形 $f(t)$ は第4図を参照して

$$f(t) = H(\Delta V - V) - H(-V); \quad V = V_p - E/e \quad (9)$$

で与えられる。従って、フィルタ出力における信号は m 個の $f(t)$ のフーリエ変換とフィルタの周波数特性 $G(\omega)$ の積のフーリエ逆変換として与えられ、これを適当な検波回路を通してプローブ電圧 V_p の関数として表現したものが分解能関数となる。第5図は帯域フィルタの伝達関数 $G(\omega)$ として

$$G(\omega) = \frac{i\omega\omega_0/Q}{\omega_0^2 + i\omega\omega_0/Q - \omega^2} \quad (10)$$

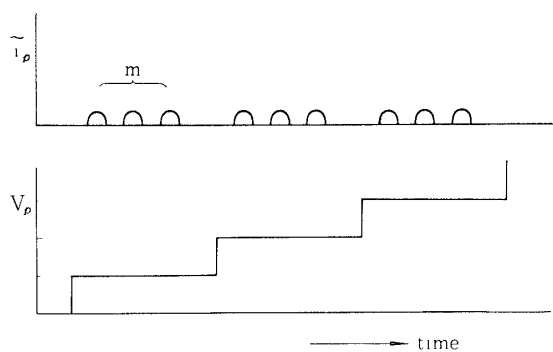


Fig. 3 階段波電圧 V_p と交流プローブ電流波形 i_p の時間図

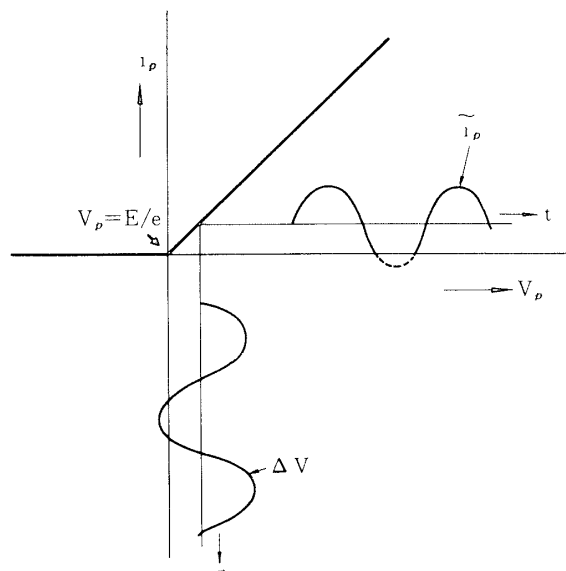


Fig. 4 単一エネルギーに対するプローブ特性 i_p , 重畳電圧 ΔV , プローブ交流波形の関係

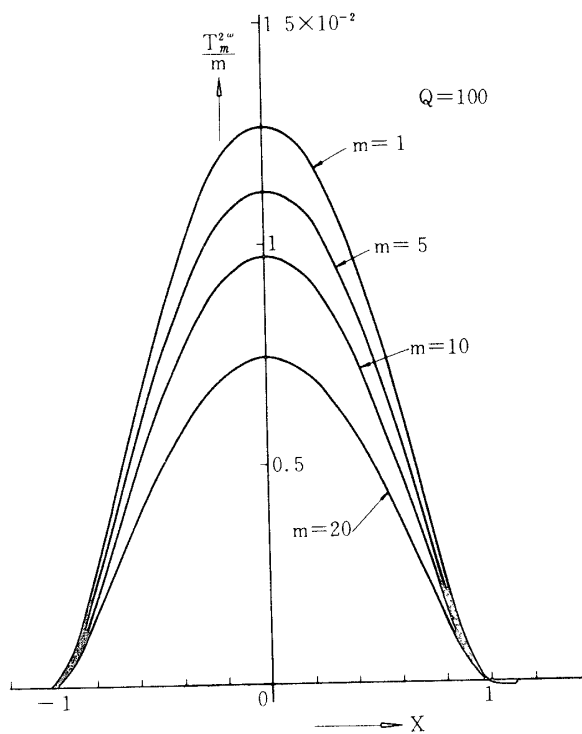
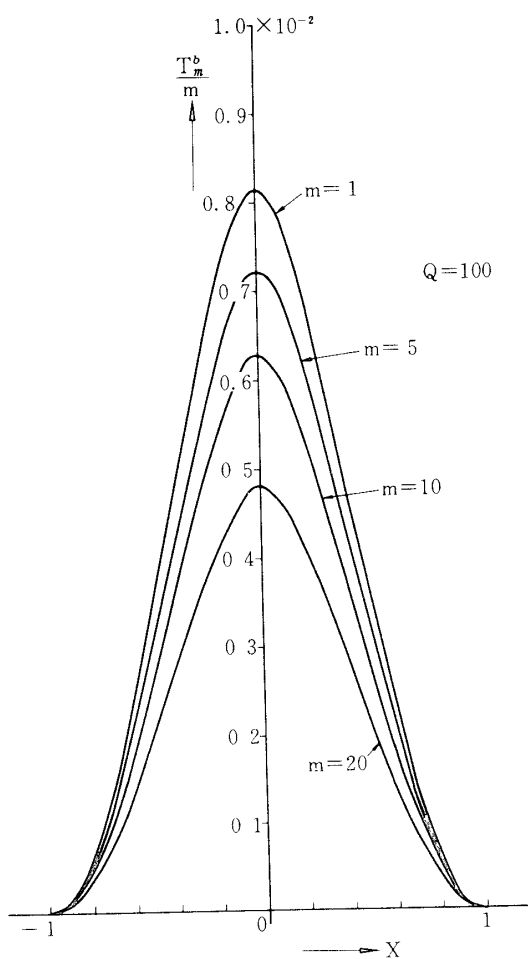


Fig. 5 有限時間測定におけるヒート法と第2次高調波法における分解能関数 T_m^b , $T_m^{2\omega}$

なる形を仮定した時のビート法，第2次高調波法における分解能関数 T_m^b ， $T_m^{2\omega}$ の値を波形の数 m をパラメータとして示す．伝達関数 T_m^b ， $T_m^{2\omega}$ の形は検波の方法にも依存するが，一般に m の増加と共に T の最高値は上昇し，やがて飽和して第2図のものに近づく．尚(10)式において ω_0 は中心周波数， $\omega_0 / 2\pi Q$ は帯域半値幅を与える．更に，同一の m に対して Q を変えた時の分解能関数を計算すると Q の増加と共にその高さが減少する結果がえられる．

以上では V_p の各ステップで平衡が成立した後微小交流を印加すると仮定したが，直線掃引ではこの仮定が成立せず信号は前の情報の重なりにより時間遅れを生ずることになる．第6図は直線掃引と階段状掃引の場合の単一エネルギーの波形を示す．ここで， $\Delta V = -a \sin \omega t$ とし，又(10)式の $G(\omega)$ を用い $\omega_0 = 2\omega$ ， $\theta = 100$ とした．掃引速度は $0.1a\omega / 2\pi\tau$ である．これは $a = 0.1V$ ， $\omega / 2\pi = 1\text{KHz}$ とする時 $2V/\text{sec}$ の掃引速度となり，ほぼロケット塔載プローブの場合に対応する．第6図は直線掃引に於て，ほぼ $0.3a$ の波形のおくれを示している．一方，階段波掃引においては，各ステップでの平衡が成立した後に微小交流を印加するという仮定を用いた為におくれは存在しない．この様な時間遅れは帯域フィルタの半値幅の減少に伴って増大する．半値幅を狭くすることは S/N 比を上げる点で有利であるが，有限時間掃引においては時間遅れ歪をもたらす可能性と，有効な信号を遮断してしまうことによる歪みをもたらす．この物理的意味は，エネルギー分布関数の形によって測定周波数が時間的に変調され，周波数スペクトル上で測定信号がある帯域幅をもつことである．従って，帯域フィルタが狭い帯域幅をもつに従い必要な情報は失われてしまうことになる．この難点を後のデータ処理で修正するのがディコンボリューション処理で，有限時間測定の場合には(5)式の T として第5図の形の T_m^b 又は $T_m^{2\omega}$ を用いることによって真の i_p'' が得られることになる．

3. 実験結果

本節では，微小交流電圧と S/N 比の関係，選択増幅器の帯域幅と検波回路の応答時間のプローブ電流に与える歪み，および，高速掃引において問題となる浮遊容量の除去等についての実験結果を与える．

3.1 実験装置

第7図は本実験の測定系統図である．これはビート法に基づくプローブ電流の2次微係数測定回路とプローブ電流検出回路とから成る．プローブ特性の非線型性に基づいて発生するビート信号(2.04 KHz)は磁気シールドされたピックアップコイルで検出されて，50Hzおよび100Hzの帯域除去フィルタの出力側に現われる．これをプリアンプ(電圧利得16dB，帯域幅100KHz，入力インピーダンス100K Ω)およびリニアアンプで増幅し，帯域通過フィルタを通してロックインアンプの信号端子に加える．ロックインアンプでは帯域通過フィルタの出力信号と後述の参照信号との掛け合せが行われ，所定の時定数 τ の積分出力を生じる．これをオシロスコープの垂直軸に与える．リニアアンプは第7図に示す単一増幅器を信号レベルに応じて2~4段としている．この増幅器の一段当りの電圧利得は20~30dB，その帯域幅は20KHz，また入力インピーダンスは10K Ω となっている．これより増幅器そのものの帯域幅は信号周波数に比較して十分広くなっている．帯域通過フィルタはいわゆる

能動フィルタであって、これの主な特性は第1表にまとめて示してある。

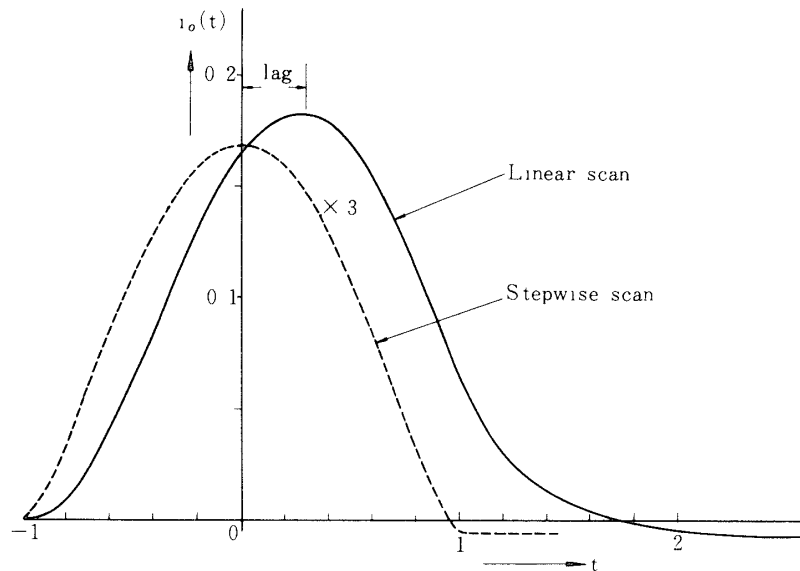


Fig. 6 直線掃引と階段波掃引の場合の単一エネルギー分布に対する出力波形

第1表 帯域通過フィルタの特性

特性 種類	中心 周波数 (KHz)	低域カット オフ周波数 (KHz)	高域カット オフ周波数 (KHz)	帯域外減衰量 (dB/oct.)	通過帯域 利得 (dB)	最大許容 入力 V _{r.m.s.}	雑音レベル dBm
フィルタ1	2.03	1.794	2.29	80	-1.0	3.0	-80
フィルタ2	2.03	1.406	2.91	最大 14.3	-2.1	3.0	-80
フィルタ3	2.03	1.626	2.54	最大 31.2	-2.5	3.0	-80

プローブ電圧には関数発生器でつくられる掃引電圧を用い、これに互に独立した2台の水晶発振器の出力信号を重畳し、先のピックアップコイルの一次巻線を通してプローブ電極に与える。変調回路からはそれぞれの発振器の差の周波数成分が得られ、そしてこれは移相器で移相調整後ロックインアンプの参照信号となる。水晶発振器の発振周波数はそれぞれ7.14 KHzおよび51 KHzとなっている。従って、参照信号周波数は2.04 KHzとなる。尚、プローブ電流の測定時には水晶発振器からの信号は重畳しない。プローブは50mmφの金メッキ球プローブをスペース・チェンバ(後方拡散モード)の中心に配置した。

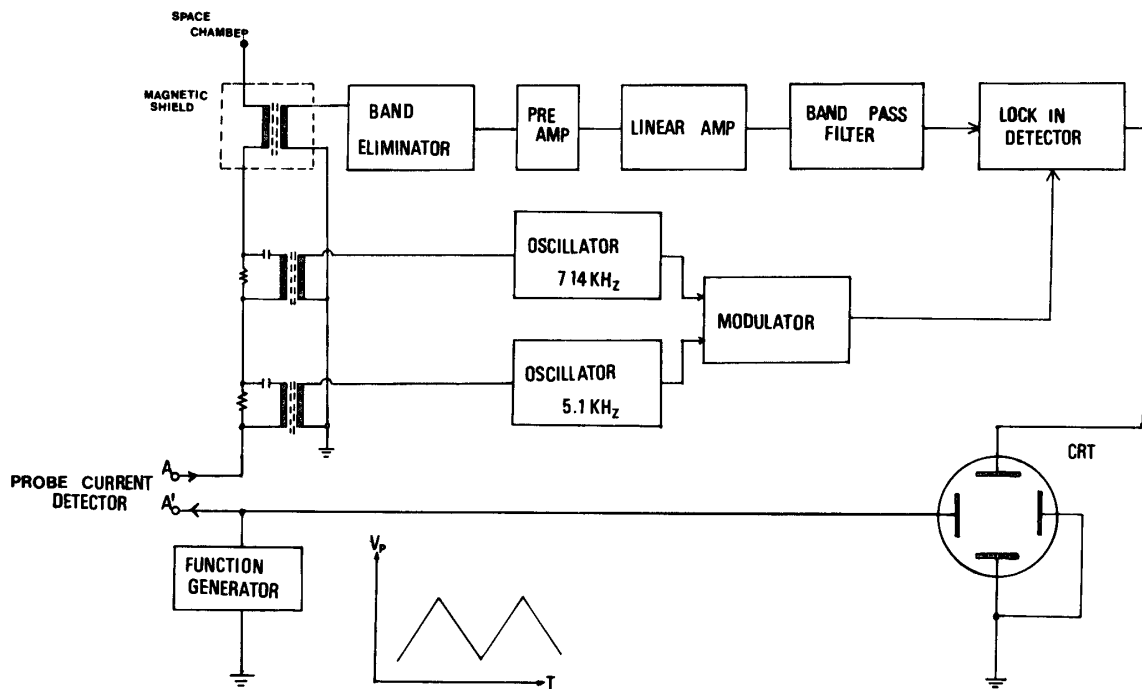


Fig. 7 測定回路のブロックダイアグラム

3.2 交流振幅効果

第8図は交流振幅を変化させた場合のビート信号波形で、三角波掃引速度は1 Hzである。図から明らかな様に、交流振幅を上げるに従いS/N比が良くなることが分る。波形のピーク値は交流振幅と共に増加するが、これは振幅の二乗比 $(0.5 / 0.2)^2 = 6.25$ 倍より小さく、約4.0倍となった。一方ピークの幅が振幅の増加と共に大きくなっている事、即ち歪みが増大している事が分る。又、掃引電圧の往きと帰りでビート信号に若干の遅れが見られる。

3.3 掃引速度効果

第9図は掃引速度を変化したビート信号波形を示す。掃引が大きくなると、交流波形の数が有限である効果が効いて来て、前節で述べた直線掃引における遅れ現象が生ずる事が分る。1.8 V/sec (0.3 Hz) ではまだ遅れはないが、6 V/sec (1 Hz)、18 V/sec (3 Hz) ではそれぞれ約0.2 V、0.6 Vの遅れが見られる。前節で述べた様に、直線掃引の場合にはこの様な遅れ現象は掃引速度の増加と共に増す。即ちロケット塔載プローブの空間的分解能を増す為には必然的に波形の時間遅れ現象を考えねばならなくなる。

3.4 帯域フィルタ効果

実験室プラズマの様に、測定がゆっくりと行われる場合には、測定しようとする周波数のみを通すフィルタであればその帯域通過特性全体の形 $G(\omega)$ に関しては問題とならな

い. これに反し, 高速掃引においては, 測定値は $G(\omega)$ に依存する事になる. 第10図は, フィルタとして(a)非常に狭帯域の $T_{win} - T$ による選択増幅器, (b)ヘテロダイン方式による水晶帯域通過フィルタ, (c)第1表に示す比較的帯域幅の広い帯域フィルタを用いた場合のビート信号波形を示す. 掃引速度は 1 Hz, 交流信号振幅は 0.1 V である. (a)と(b)の狭帯域フィ

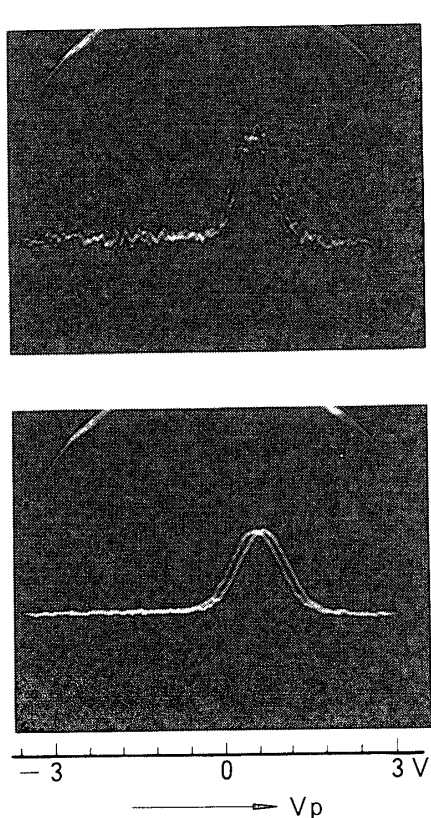
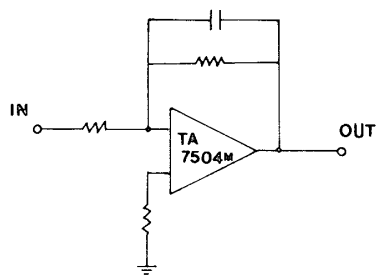


Fig. 8 交流振幅値を変えた時のビート信号波形. 上から振幅 0.2 V, 0.5 V. He, $p = 4 \times 10^{-4}$ Torr. 縦軸上から 0.2 V/div., 1 V/div. 三角波掃引周波数 1 Hz, 検波回路レスポンス 1 m sec



LINEAR AMP

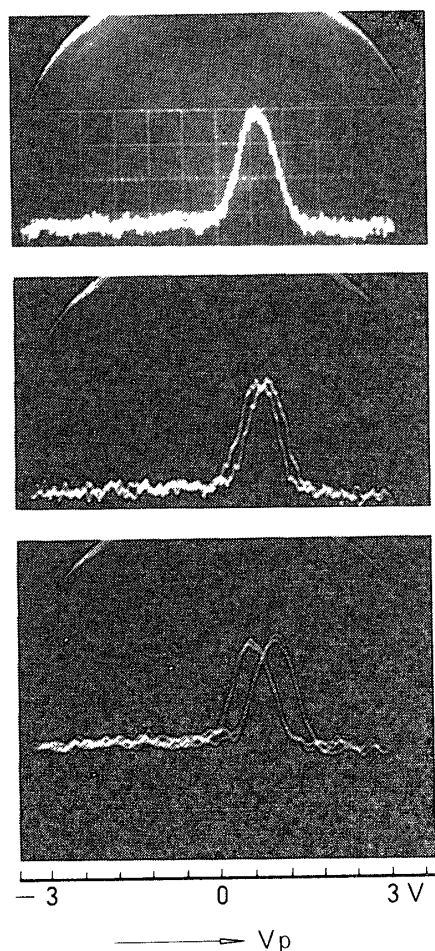


Fig. 9 プローブ電圧掃引速度を変えた時のビート信号波形. 上から 0.3 Hz, 1 Hz, 3 Hz の三角波掃引電圧の場合を示す. 交流振幅 0.2 V, 検波回路レスポンス 1 m sec He, $p = 2 \times 10^{-4}$ Torr.

ルタは長時間測定の場合に有効に用いられるが、高速掃引においては非常に大きい波形遅れと歪みをもたらす事が分る。しかし、(c)に見られる様に帯域幅の広いフィルタ1では波形遅れが少ない代わりに S/N 比が悪くなっている。(a), (b), (c)は同一の検波回路のレスポンス特性(1 m sec)で測定したものであるが、(d)は(c)と同じ帯域フィルタを用い検波回路のレスポンスと1 m sec から10 m sec に下げた場合のビート信号波形である。(d)から分る様に、検波回路のレスポンスも又、遅れと歪みの原因となっている。この事はテレメタチャネルのレスポンスも同様の歪みを生じるであろう事を示唆している。第11図は第1表に示す三種の帯域通過フィルタを用いて測定したビート信号であるが、帯域特性の形は互に異っているが、ビート信号自体の波形は互にきわだった差異がみられない。これは、フィルタ1, 2, 3が所要の情報を通過させるに十分な帯域幅を有している為であろうと考えられる。

3.5 浮遊容量とヒステリシス

プローブ特性が表面の汚染によりヒステリシスをもつ事は表面における等価静電容量によって説明されている[5]。プローブ特性のヒステリシス現象はスペース・プラズマの様に密度が小さくなるに従いプローブへの同軸ケーブルのもつ容量(数百 pF になることがある)によっても発生し、特にこれは掃引周波数の増加に伴ない顕著になる。第12図は、プ

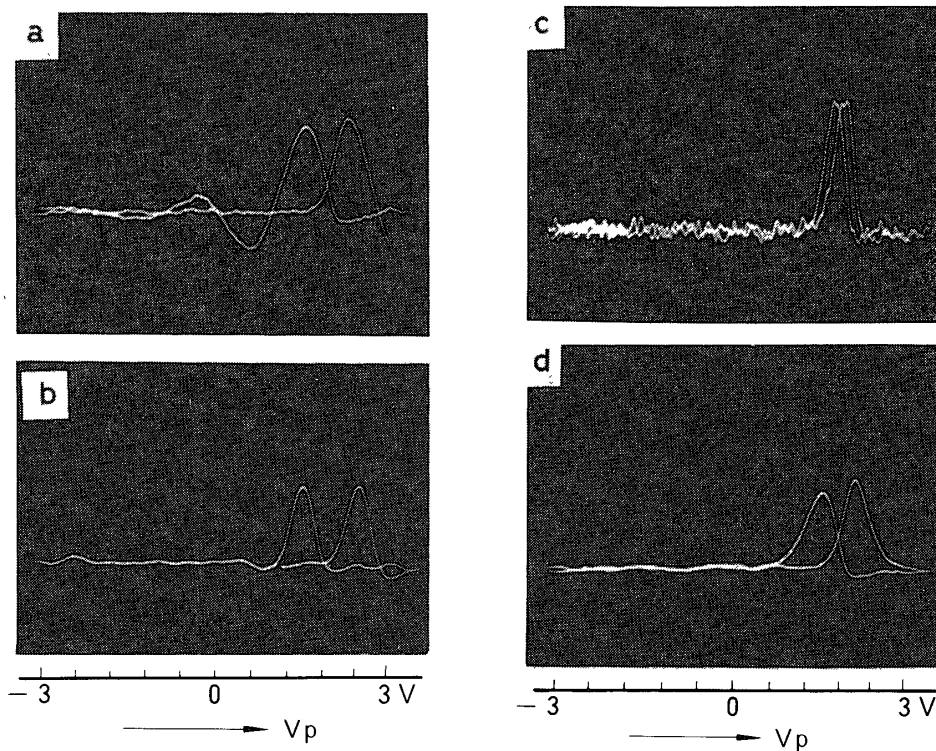


Fig 10 選択増幅器(a) $T_{win} - T$, (b)水晶フィルタ, (c)第1表フィルタ1を用いた場合のビート信号波形. 交流振幅0.1 V, 検波回路レスポンス1 m sec. 三角波掃引周波数1 Hz, He $p = 2 \times 10^{-4}$ Torr. 0.2 V/div. (d)は検波回路のレスポンスを10 m sec とした時の(c)の場合の波形

ローブ特性を三角波で掃引してとったもので、掃引周波数の増加と共にヒステリシスが生じているのが分る。このヒステリシスの原因はプローブへのリードが対接地電極に対してもつ静電容量 C_s による変位電流 $C_s \frac{dV_p}{dt}$ が原因となっている。プローブへの接続を切っても(c)図に示す様に変位電流が存在しているのが分る。又(c)図で三角波の頂点において変位電流が急変する効果も見られる。以上の様に、プローブ電流の少ない場合に高速掃引を行なう事は余分な変位電流による測定誤差（イオン電流飽和領域やセミログプロット）とヒステリシスによるデータ全体のあいまいさをもたらす事が分る。特に、掃引電圧の直線性が悪い場合は変位電流の直線性も悪くなり、本来のプローブ特性以外の非直線性を発生しビート信号に対する誤差にもなる。この様な容量分の補正に対して $T_{win} - T$ 回路による方法が提案されているが [6], 我々は第13図に示す様なプローブ電流検出回路構成によってこれを補償することが出来た。図で C_s がケーブルによる浮遊容量, C_c が補正容量 (バリコン) である。以下、この回路のプローブ電流に対する検出原理を説明する。いま簡単の為各増幅器は次の条件を満たすものと仮定する。

(i) 各増幅器の電圧利得 A_1, A_2 および A_3 は1に比べて非常に大きく、かつ周波数に無関係とする。

(ii) 入力インピーダンスは無窮大で出力インピーダンスは零とする。

(iii) オフセット電圧は無いものとする。

この時、各増幅器の出力電圧 V_1, V_2, V_0 に関して次式が成立つ。

$$V_1 = V_p + R_{f1} C_s \frac{d}{dt} V_p + R_{f1} i_p \quad (11)$$

$$V_2 = V_p + R_{f2} C_c \frac{d}{dt} V_p \quad (12)$$

$$V_0 = \frac{R_2}{R_1} (V_1 - V_2) \quad (13)$$

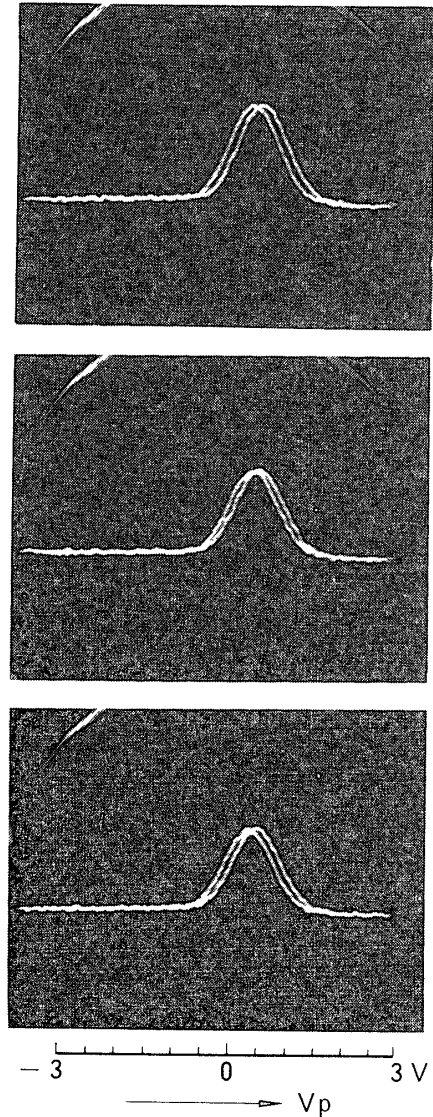


Fig. 11 上から第1表に示す帯域通過フィルタ 1, 2, 3により測定したビート信号波形。He, $P = 2 \times 10^{-4}$ Torr 交流振幅 0.5 V, レスポンス 1 m sec, 掃引周波数 1 Hz, 縦軸 1 V / div.

ここで(ii) および(iii)の条件と、さらに補償用コンデンサの値を

$$C_c = \frac{R_{f1}}{R_{f2}} C_s \quad (14)$$

に選ぶものとすれば、この回路の出力電圧 V_o は

$$V_o = \frac{R_2}{R_1} R_{f1} i_p \quad (15)$$

となって、プローブ電流のみが検出される。

この回路の入インピーダンス Z_{in} は(ii)の条件が満たされるものとする

$$Z_{in} = \frac{R_f}{1+A_1} \quad (16)$$

となる。

実際の回路では各増幅器には全て演算増幅器 $\mu pc156 A$ (入力抵抗 $40 M\Omega$, 直流電圧利得 3×10^5) を使用した。また回路定数は $R_{f1} = R_{f2} = 100 K\Omega$, $R_1 = 2.2 K\Omega$, $R_2 = 100 K\Omega$, $C_c = 0 \sim 550 pF$ (可変) のように選んだ。第14図は以上の回路を用いて得たプローブ特性で(a)は補償前、(b)は補償後で、ヒステリシスが失くなっている。

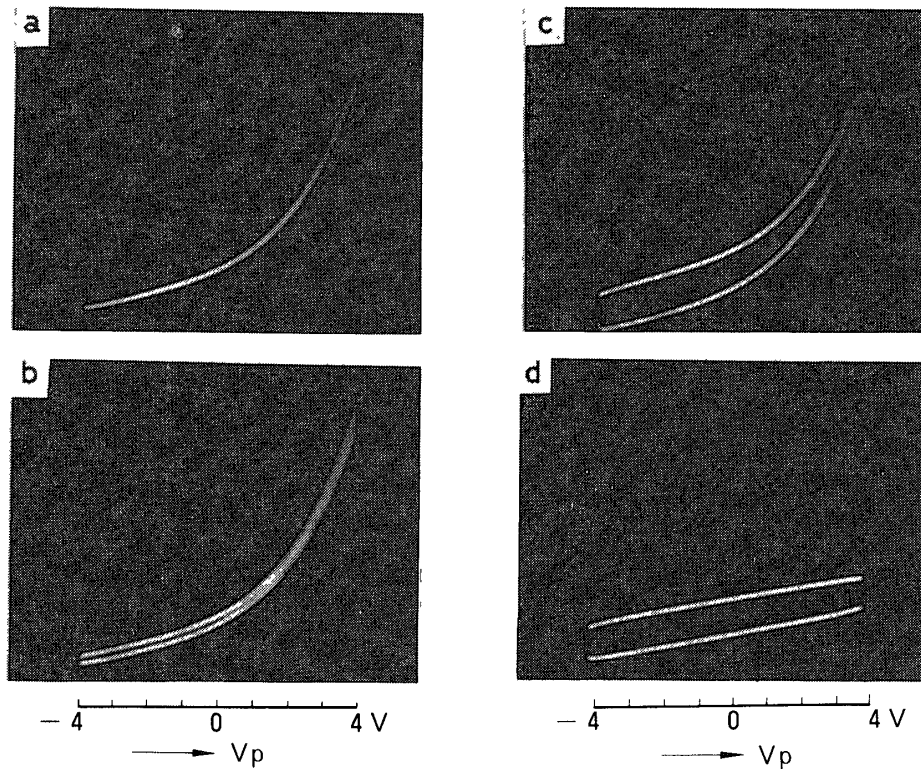


Fig. 12 ケーブルの容量によるプローブ特性のヒステリシス, (a) 掃引周波数 5 Hz, (b) 10 Hz (c) 50 Hz, (d) プローブを接続しない時の変位電流 50 Hz, Ar $P = 3 \times 10^{-4}$ Torr

3.6 相乗り機器の相互干渉

ロケットに搭載される複数個の測定器やプローブが搭載される時、プローブにより周囲のプラズマが乱される可能性が当然考えられる。擾乱はプローブが電流をとることによる電流の渦かつ効果とロケット電位の変動に分けられる。ここでは前者のシミュレーションとして、互に約50cm離れた50mmφ球型プローブを用い、一方の擾乱プローブAに0から2Vに立上る方形波パルスを印加した時、他方の測定プローブBにおけるプローブ特性およびビート信号波形の変化を観測した。プラズマはAr, 圧力 2×10^{-4} Torrであった。第15図はプローブ特性におけるステップ状の変化, (a), とビート信号波形におけるスパイク, (c), を示す。三角波プローブ電圧は-1Vから+2Vまで1Hzで掃引している。(b), (d)はプローブAに何も印加しない時の特性である。この図から分る事は測定プローブBのプローブ電流が大きい程擾乱の度合いが大きい事で、データの有効な部分は比較的乱され方が少ないのは幸である。尚、測定プローブBの信号は実際のロケット搭載機器を用いて行ない、第16図はその選択増幅器の周波数特性の計算値を示す。この測定器では3KHzと4KHzの振幅0.1Vの交流を重畳し、ビート1KHzを検出している。選択増幅器の帯域幅としては必要な情報を除去しない様な値を持たせ、キャリア信号3KHzと4KHzの除去に注意を払っている。比較的プラズマが静かな場合には第17図の様なデータが得られる事が分った。

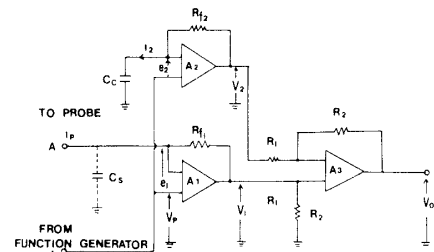


Fig. 13 ケーブルの静電容量補償回路

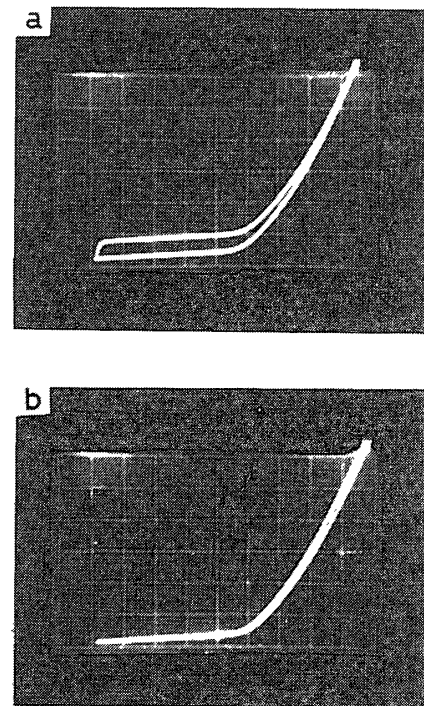


Fig. 14 補償回路なしの場合(a)とありの場合(b)のプローブ特性. 縦軸 $4 \mu\text{A}/\text{div}$. 横軸 $1\text{V}/\text{div}$. Ar,
 $p = 2 \times 10^{-4}$ Torr

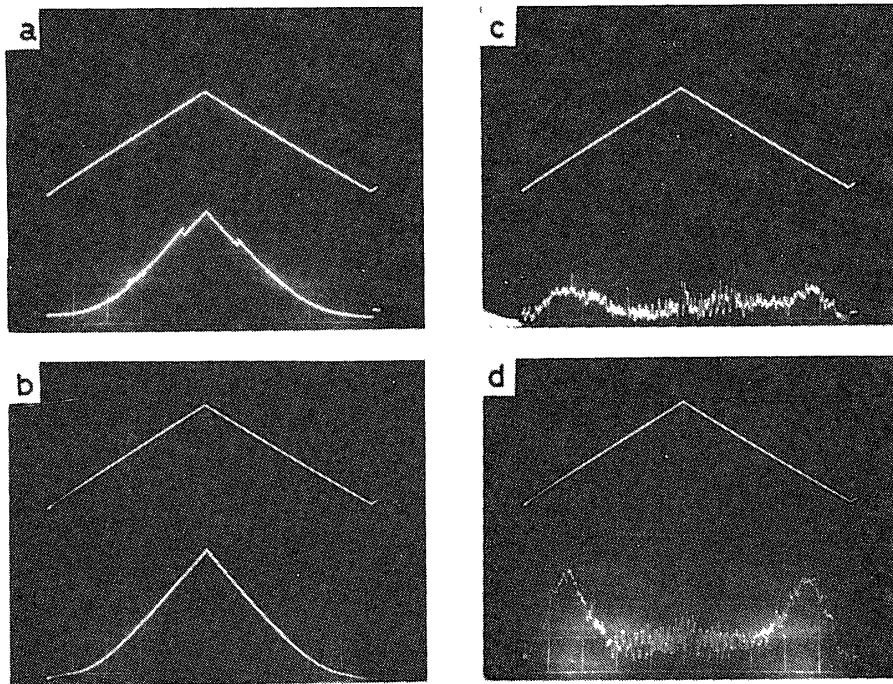


Fig. 15 測定プローブ近傍に配置したプローブに擾乱パルスを印加した時のプローブ波形(a)とビート波形(c), 及び何も印加しない時のプローブ波形(b)とビート波形(d). プローブ $1 \mu\text{A}/\text{div}$, ビート信号 $1.0\text{V}/\text{div}$. 三角波プローブ電圧掃引 $-1\text{V} \rightarrow +2\text{V}$ 1Hz . Ar, $p = 2 \times 10^{-4}\text{Torr}$

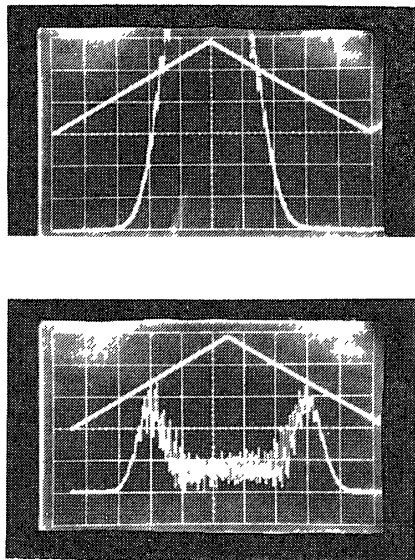


Fig. 17 搭載機器によるプローブ電流 (上), $1 \mu\text{A}/\text{div}$ とビート信号 (下), $0.1\text{V}/\text{div}$ 測定例. Ar, $p = 2 \times 10^{-4}\text{Torr}$.

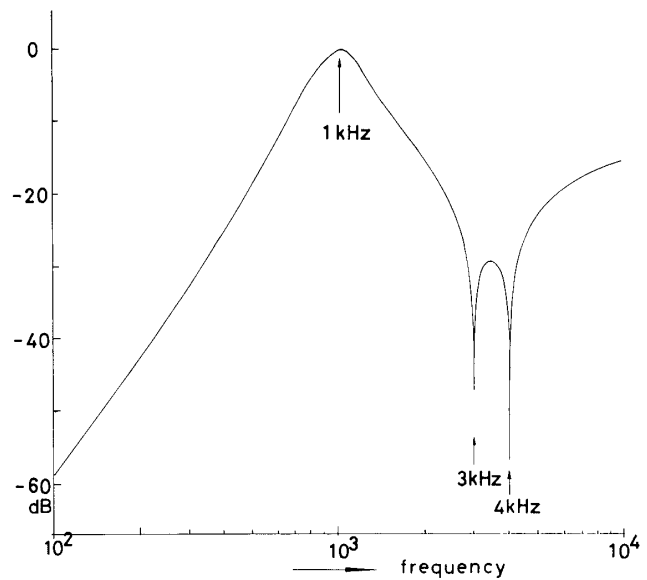


Fig. 16 測定プローブの検出回路の周波数特性.

4. 結 言

以上、微小交流重畳法を用いてエネルギー分布測定を行なう場合の問題点、即ち信号対プラズマ雑音比、プローブ電圧掃引速度効果、有限交流振幅歪、帯域フィルタ効果を理論的に説明し、これに関する実験について記述した。又、プローブの浮遊容量効果、他のプローブによる擾乱効果についても実験的検討を加えた。高速掃引の条件ではプローブにおけるヒステリシスや歪みは、プローブ表面の汚染によるもののみならず、使用するフィルタの周波数特性や検波回路レスポンス、ケーブルの静電容量によっても生じる。ケーブルの静電容量に関しては独立にこれを補償する事が可能である事を示したが、フィルタの周波数特性と検波回路レスポンスによる歪みは掃引速度、信号対雑音比とからみ含っていて互に独立にこれを補償することは困難と思われる。この事は、微小交流重畳法の限界を示すものであろう。一つの解決策として考えられるのは第2節で述べた方式による後のデータ処理による補正であり、これが有効に行われる事がデータの質を向上することにつながるものと期待される。

最後に、本研究の施行中有益な討論に対し、東京大学宇宙航空研究所 伊藤富造教授、中村良治氏、小山孝一郎氏に謝意を表す。又、スペース・チェンバでの実験に際しては 土田静伍氏、細谷和美氏、塔載機器を用いたテストに関し、岩崎通信機 福島武氏、早川勝氏の協力に夫々感謝する。試験機器の作成に関し東京電機大学卒論生飯村 勝君の協力を得た。

1976年10月15日

参 考 文 献

- [1] R. H. Sloan and E. R. R. McGregor: *Phil Mag.* 18 (1934) 53.
- [2] S. W. Raymant and N. D. Twiddy: *Brit. J. Appl. Phys* 2 (1969) 1747.
- [3] Yu. M. Kagen, R. I. Ryaguschchenko, V. M. Milenin, A. Kh. Muratov: *Sou. Phys. (Tech. Phys.)* 20 (1976) 641.
- [4] H. Amemiya: *Jap. J. Appl. Phys.* 15 (1976) 1767
- [5] K. Oyama and K. Hirao: *Plant Space Sci.*, 23, (1975) 1309
- [6] R. L. F. Boyd and F. P. A. Boylett: *Proc. Roy. Soc., London A*296 (1967) 233