

宇宙空間における電子ビーム放射実験

昭和61年8月

宇宙科学研究所

佐々木進

COPIES	100
325701	500
100000	100

... ..

... ..

... ..

[illegible]

宇宙空間でのプラズマ物理現象では その殆ど全てが熱平衡からはずれた電子の集団運動がその主役を果たしていると言っても過言ではない。その中でも電子ビームは オーロラ 磁気圏波動 (AKR HISS ELF) 太陽, 木星, 電波星からのふく射などのオリジナルソースとして最も重要な役割を果たしている。

電子ビームを宇宙空間で人為的に発生させ これら宇宙空間プラズマ現象を制御された形で励起して 実験室実験と同じセンスで研究しようとする意図のもとに宇宙空間での電子ビーム放射実験が1960年代に提案された。1969年に NOAAのHESSのグループによる最初のロケット実験が行なわれ 人工オーロラの生成に成功した。その翌年にはMINNESOTA大学のグループにより 電子エコー (ビームが磁気共役点で反射してもどってくる現象) の検出に成功した。これら華々しい成果に刺激されて 世界各国で宇宙空間での電子ビーム実験が開始され 1970年代半ばから1980年代初めにかけて最盛期をむかえた。

我が国でも 1973年に京都大学のグループが先鞭をつけて以来 宇宙研を中心に早い時期から積極的に参加し 河島教授らのロケット実験 (RPC, CBEシリーズ) 衛星実験 (EXOS-B) 大林教授らのスペースシャトル実験 (SEPAC) 平尾教授らのテザーシリーズのロケット実験 (TPE, CHARGE) を実施してきた。現在では単独の機関としては世界で最も多くの宇宙空間電子ビーム放射実験を実施した実績を持っている。

宇宙空間に於ける電子ビーム放射実験は ただ実施すれば新しい成果のあがる時代は過ぎ去り 現在一つの曲がり角にきている。これまでの電子ビーム放射実験では 多くの新しい現象が発見され 多くの予測されたことが確認されたがそれ以上に多くの謎が依然として残されたままになっている。今後は これら残された問題に対する的をしばった精密な実験 新しい発見を求めてのより大電力の実験 通信などの応用に結びつくような理工学実験が求められている。

この分野の研究はその重要性から今後も引き続き行なわれると予測されるがこれを機会に これまで蓄積された宇宙空間での電子ビーム放射実験に関連する知見をまとめてみた。電子ビーム放射実験のデータを処理したり 新たに電子ビーム放射実験を計画する時参考になるよう 基本的なことも含めて各項目ともできるだけ計算例や具体的な事例を記述するよう努めた。なお不完全な部分については 今後追加改定していく予定です。

1	宇宙空間における電子ビーム放射実験の歴史	5
2	電子ビーム放射の基本的過程	
2-1	電子ビームの生成	8
2-1-1	温度制限電流	
2-1-2	空間電荷制限電流	
2-2	電子ビームの伝搬	12
2-2-1	電子ビームのエネルギーとビーム速度	
2-2-2	ラーモア運動	
2-2-3	自己電場による拡散	
2-3	電子ビームによる電離現象	18
2-3-1	電離層の主要な中性ガスとその電離定数	
2-3-2	平均自由行程と電離時間	
2-3-3	プラズマの生成とビームの中和	
2-3-4	下部電離層へのビームの侵入とプラズマ生成	
2-3-5	ビームプラズマ放電現象	
2-4	電子ビームによる発光現象	24
2-4-1	電離層の主要な衝突励起の過程	
2-4-2	衝突励起による光強度	
2-4-3	人工オーロラの発生	
2-4-4	帰還電子衝撃による飛しょう体の発光	
2-5	電子ビームによる波動励起	28
2-5-1	加速運動によるふく射	
2-5-2	チェレンコフふく射	
2-5-3	遷移ふく射	
2-5-4	ビームプラズマ不安定性	
2-5-5	変調電子ビームによるふく射	
2-6	電子ビームによる飛しょう体の帯電現象	56
2-6-1	真空中における帯電	
2-6-2	プラズマ中における帯電	
2-6-3	帯電の自己緩和	

2-6-4 帯電中和法

3 電子ビーム発生装置

3-1	電子銃	68
3-1-1	カソード形式とカソード材料	
3-1-2	電極構造	
3-2	電子銃電源	71
3-2-1	加速電源（高圧電源）	
3-2-2	カソード電源	
3-3	主要な Failure Mode とその対策	73
3-3-1	高電圧放電	
3-3-2	1次電源リーク	
3-3-3	フィラメント切損	

4 電子ビーム放射実験の方法

4-1	Throw Away Detector(TAD) 方式	75
4-2	親子ロケット方式	76
4-3	テザーロケット方式	77

5 電子ビーム放射実験の物理計測手段

5-1	帯電計測	79
5-1-1	フローティングプローブ	
5-1-2	エミッシブプローブ	
5-1-3	チャージプローブ	
5-2	プラズマ計測	91
5-2-1	ラングミュアプローブ	
5-2-2	熱電子エネルギー分析器	
5-2-3	高周波プローブ	
5-3	高エネルギー粒子計測	104
5-3-1	リターディングポテンシャルアナライザー	
5-3-2	静電エネルギーアナライザー	
5-3-3	シンチレーションカウンター	

5-3-4	半導体粒子検出器	
5-4	波動計測	113
5-4-1	アンテナ	
5-4-2	ELF/VLF/LF受信機	
5-4-3	HF受信機	
5-4-4	地上観測	
5-5	電場計測	118
5-6	光学計測	120
5-6-1	フォトメーター	
5-6-2	分光器	
5-6-3	地上光学観測	
5-7	画像計測	123
5-7-1	搭載TVカメラによる観測	
5-7-2	搭載写真機による観測	
5-7-3	TVカメラ/スチルカメラによる地上観測	
5-8	レーダー計測(地上観測)	126
	参考文献	127

1 宇宙空間における電子ビーム放射実験の歴史

西暦年	国籍	実験名／機関	電子ビーム	主な結果
1969 1	米	Hess Group	8.7KV 0.49A 1s	人工オーロラ地上観測
1970 8	米	ECHO-1	43KV 0.07A 16ms	電子エコー検出
1972 9	米	ECHO-2	40KV 0.05A	エコー観測されず ビームの大気による反射 ホイスラー観測
1972 10	米	Hess Group	22.8KV 155mA	南半球での人工オーロラ
1973 1	日	K-9M-41	3V	U型VLFエミッション
4,6	ソ連	ZARNITZA-1	10KV 0.5A	オーロラ レーダーエコー
1974 4	米	ECHO-3	37KV 0.08A	エコー観測
10	米	PRECEDE	2.5KV 0.8A	帯電 大気光研究
1975 1,2	ソ連／仏	ARAKS	27KV 0.5A	エコー 電磁波の地上観測
4	米	EXCEDE-2	3KV 10A	低高度での大電流ビーム 放射 大気光の地上観測
9	日	K-10-11	0.3KV 3.7mA	ロケットポテンシャル
9	ソ連	ZARNITZA-2	9KV 0.45A	地上よりビームプラズマ 放電が観測された
1976 1	米	ECHO-4	40KV 0.08A	ロケットでのエコー観測 オーロラ及び電磁波の地上 観測 エコー電子による オーロラは検出できず
1	日	K-10-12	0.2KV 2mA	ロケット電位制御
2	ノルウェー	POLAR-5	10KV 0.1A	親子ロケット方式 U L Fエミッション検出
8	日	K-9M-57	3KV 0.1A	帯電 大気光
	米	EXCEDE	3KV 1A	大気光

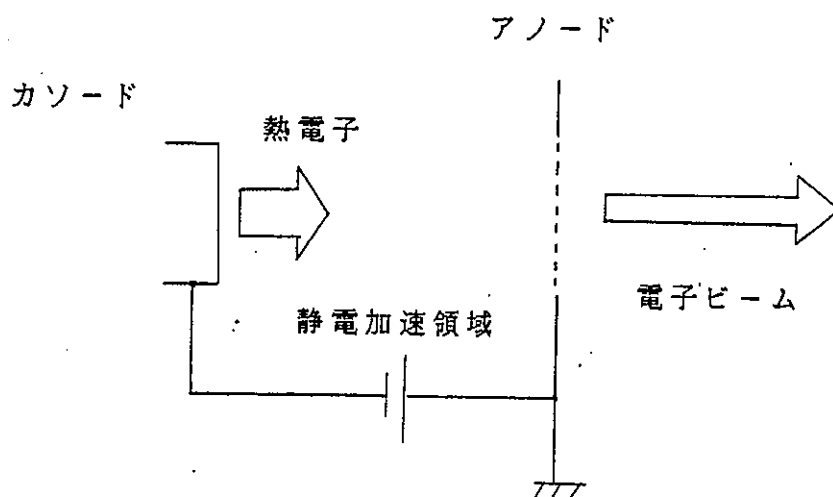
1977	1	日	K-9M-58	5KV 0.35A	帯電 大気光
		米	PRECEDE-2	3KV 7A	光学観測
		米独加	E para B	8KV 0.08A	TAD使用 BPDとおもわれ る光学波動データ取得
	10	米 ESTEC	ISEE-1	48V 0.5mA	帯電 衛星電位制御
1978	1	日	K-9M-66	2KV 0.035A	帯電 帰還電子電流密度 計測
	4	米独加	E para B	4KV 0.08A	TAD使用 ビームプラズ マ相互作用によるFast Echo検出
	9	日	EXOS-B	0.2KV 1mA	磁気圏でのビームによる VLF/HFエミッション励起
	11	米	AFGL	2KV 375uA	帯電研究
	11	米英ノ	ELECTRON 2	10kV 0.1A	波動 ビームプラズマ 相互作用研究
1979	1	米	SCATHA		イオンビームと併用して 衛星の電位制御 36m離 れたプローブで電位計測
	10	米	EXCEDE	3KV 20A	光学(搭載TV)観測
	11	米	ECHO-5	40KV 0.8A	ガス同時放射
	12	米独加	E para B	8KV 100mA	親子ロケット方式 高温 電子プラズマ領域検出
1980	1	日 / 米	K-9M-69	1KV 0.03A	帯電 波動計測
1981	1	日 / 米	S-520-2	1KV 0.03A	帯電 波動計測
1982	1	米 / 独	SCEX	8KV 0.1A	TAD使用 ビームプラズマ 相互作用によるFast Echo 検出
	3	米	VCAP/OSS-1	1KV 0.1A	波動 帯電計測
1983	3	米	ECHO-6		エコー観測されず TADに よる高周波電場計測
	8	米 / 日	CHARGE-1	1KV 0.08A	帯電 波動 光学計測
	11	日 / 米	SEPAC/SL-1	5KV 0.3A	帯電及び中和の研究

1985	7	米	VCAP/SL-2	1KV 0.1A	300m離れたPDPで計測
	12	米／日	CHARGE-2	1KV 0.08A	テザーシステムでのビー ム放射

2 電子ビーム放射の基本的過程

2-1 電子ビームの生成

負電位を印加した高温カソードからの熱電子を カソードに対し正電位のアノードで静電加速して電子ビームを発生させる。電子ビーム電流は カソードからの電子放出量と電極間に印加された加速電圧により決る。前者によってビーム電流が制限を受ける領域を温度制限電流領域とよび 後者によって制限を受ける領域を空間電荷制限電流領域とよぶ。



第2-1図 電子ビーム生成の原理

2-1-1 温度制限電流

温度 T のカソードからの熱電子電流密度の最大値は 量子統計力学より

$$i_s = AT^2 \cdot \exp(-e\phi/kT) \quad (1)$$

i_s : 飽和電流密度 (A/cm^2)

T : カソード温度 ($deg.K$)

ϕ : 仕事関数 (eV)

k : ボルツマン定数 $1.38 \times 10^{-23} J/deg$

$$A = 4\pi mek^2h^{-3} = 120 A/cm^2 \cdot deg^2$$

で与えられる (Richardsonの式)。

電力 重量 容積の制約の厳しい宇宙空間での電子ビーム放射実験では 低温で熱電子を放射することができる ϕ の小さなカソードを使うことが望ましいが ϕ の小さなカソードは 一般に酸化被毒を受けやすく活性化が必要なのでロケット実験など飛しょう時間の短い実験では ϕ の比較的大きいタングステンなどが使用されることが多い。

ϕ 及び A の実験値 [1]

カソード材料	A (A/cm ² ・deg ²)	ϕ (eV)
タングステン	75	4.5
タンタル	55	4.2
セシウム	160	1.8
バリウム (タングステン上)	1.5	1.56
セシウム (タングステン上)	3.2	1.36

計算例	タングステン (融点 3377 度 C)
温度	熱電子電流密度
2000 度 K	1.4 mA/cm ²
2500	390 mA/cm ²
3000	18.7 A/cm ²

具体例	実験	使用カソード	文献
	ECHOシリーズ	タンタル	[2]
	PRECEDE	タングステン	[3]
	SEPAC	タングステン上バリウム	[4]

2-1-2 空間電荷制限電流

x 方向に距離 d だけ離れた平行平面電極 (カソード x=0, アノード x=d) に流れる電流密度は

$$j = -n_e e v_e \quad (2)$$

j: 電流密度 (A/m²)

n_e : 電子密度 ($/m^3$)

e : 電子電荷 (1.6×10^{-19} coul)

v_e : 電子速度 (m/sec)

ポアッソンの方程式は

$$\epsilon_0 \cdot d^2 V / dx^2 = -en_e \quad (3)$$

V : 空間ポテンシャル

ϵ_0 : 真空の誘電率 8.85×10^{-12} F/m

エネルギーの保存則より

$$mv_e^2/2 = eV \quad (4)$$

(2)-(4)よりポテンシャルの空間変化は

$$(dV/dx)^2 - [(dV/dx)^2]_{x=0} = 2j/\epsilon_0 (2mV/e)^{1/2}$$

カソードから電子が放射されるためには 第2項 $[dV/dx]_{x=0} > 0$ である必要がある。 $[dV/dx]_{x=0} = 0$ の時が 流れうる最大の電子電流をあたえ その時の電流密度は

$$\begin{aligned} j &= 8/9 \cdot \epsilon_0 (e/(2m))^{1/2} \cdot E_b^{3/2} / d^2 \\ &= 2.33 \times 10^{-6} \cdot E_b^{3/2} / d^2 \end{aligned} \quad (5)$$

E_b : 両極間の電圧 (V)

d : 電極間距離 (m)

電極面積を S (m^2) とすれば

$$P = 10^6 \cdot I_b / E_b^{3/2} = 2.33 \cdot S / d^2 \quad (I_b: A) \quad (6)$$

P : マイクロパービアンس (電極の形状のみで決る値)

の関係がある。

計算例

電極 $S=1cm^2$ ($10^{-4} m^2$)

電極間距離 $d=1cm$ ($10^{-2} m$)

この電子銃のマイクロパービアンスは 2.33である

加速電圧

空間電荷制限電流

100 V

2.33 mA

1000 V

73.7 mA

10 kV

2.33 A

具体例

実験

電子銃バービアンス

文献

SEPAC

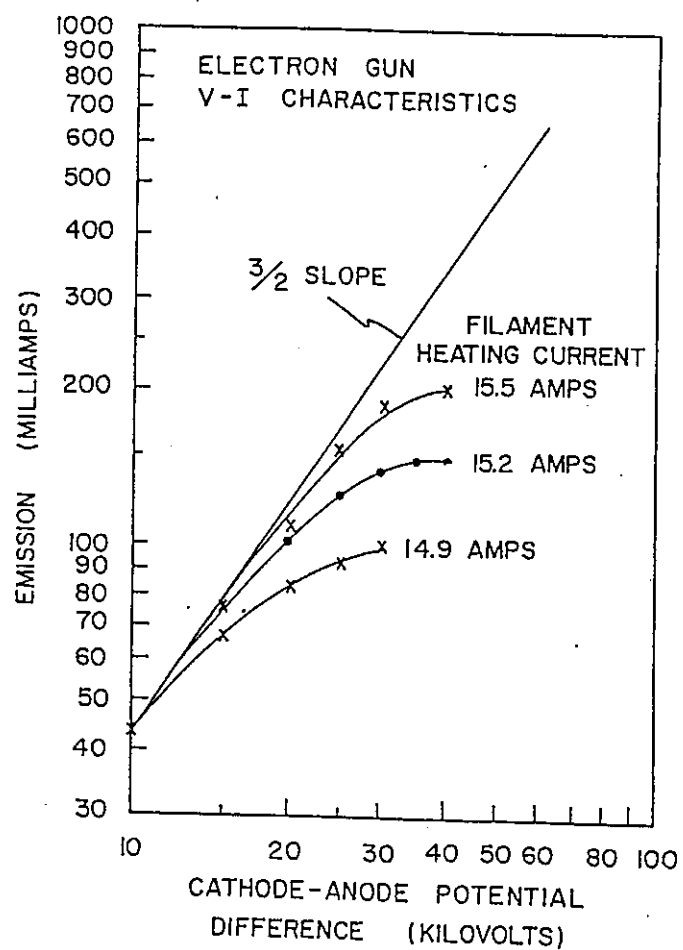
2.5 μ

[4]

ECHO

0.04

[2]



第2-2図 ECHOシリーズで使用された電子銃の特性[2]

2-2 電子ビームの伝搬

2-2-1 電子ビームのエネルギーとビーム速度

$$v_b = (2eE_b/m)^{1/2} \quad (1)$$

$$= 5.9 \times 10^5 \cdot E_b^{1/2}$$

v_b : ビーム速度 (m/sec)

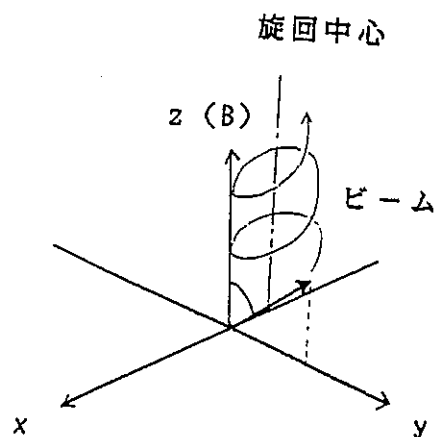
E_b : ビームエネルギー (eV)

計算例

ビームエネルギー	ビーム速度
1 eV	5.9×10^5 m/sec
10 eV	1.9×10^6 m/sec
100 eV	5.9×10^6 m/sec
1 keV	1.9×10^7 m/sec
10 keV	5.9×10^7 m/sec

2-2-2 ラーモア運動

電場（自己 外部）の影響 他の粒子との衝突 および波動粒子相互作用が無視できる場合 電子ビームは 磁力線に巻きつきサイクロトロン運動しながら（ねじを回す方向に螺旋運動）磁場にそって伝搬する。



第2-3図 磁場中電子ビームの伝搬

$$\text{サイクロトロン角速度} \quad \omega_{ce} = eB/m \quad (\text{radian/s}) \quad (2)$$

$$\text{サイクロトロン周波数} \quad f_{ce} = \omega_{ce}/(2\pi) = eB/(2\pi m) \quad (3)$$

$$f_{ce}(\text{MHz}) = 2.8 \cdot B(\text{Gauss}) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \text{ラーモア半径} \quad r_L &= v_{\perp} / \omega_{ce} = m v_{\perp} / eB \quad (\text{m}) \\ &= (2mE_{b\perp}/e)^{1/2} / B \\ &= 3.4 \times 10^{-6} \cdot E_{b\perp}^{1/2} / B \quad (5) \end{aligned}$$

B : 磁場強度 ($\text{Wb/m}^2 = 10^4 \text{Gauss}$)

$v_{\perp}$: 磁場に垂直方向の速度 (m/sec)

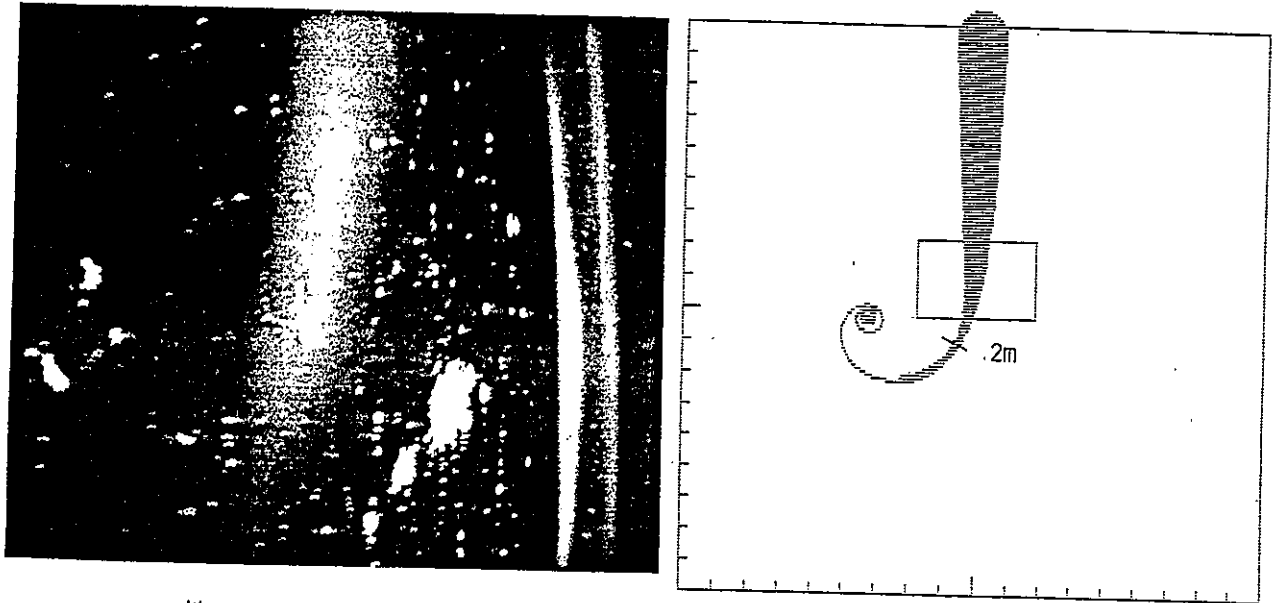
計算例	1 Gauss のサイクロトロン周波数は 2.8 MHz
	エネルギー (磁場垂直) ラーモア半径
	1 eV 3.4 cm
	10 eV 11 cm
	100 eV 34 cm
	1 keV 1.1 m
	10 keV 3.4 m

ピッチ角 θ ($z-y$ 面で $+y$ 方向を正 磁場方向 $+z$) で放射された電子の軌道は

$$\begin{aligned} x &= r_L(1 - \cos(\omega_{ce}t)) \\ y &= r_L \sin(\omega_{ce}t) \\ z &= (v \cos \theta)t \end{aligned} \quad (6)$$

で表される。

具体例 この運動は実験室実験では確認されているが 宇宙空間実験では一般に電子ビームを磁場にほぼ平行に放射する場合が多く 大出力ビームのラーモア運動が直接確認されたことはない (但し疑う余地は殆どない)。CHARGE-2などのロケット実験では磁場によって曲げられたビームの一部がカメラで確認されている[5]。



第 2 - 4 図 CHARGE-2で観測されたビーム飛跡（エア
グロー 地上光も観測されている） 飛
跡の曲線は磁場方向から計算したラーモ
ア運動軌跡と一致する（右図で中央 ウ
インドウがカメラ視野に対応する）[5]

2 - 2 - 3 ビームに外力（電場 重力）が働く場合

個々の電子の運動方程式は

$$m \cdot dv/dt = F - e(v \times B) \quad (7)$$

この式は電子のサイクロトロン運動の旋回中心が 外力と磁場に直角の方
向（ $-F \times B$ ）にドリフトすることを示している。

ドリフト速度は

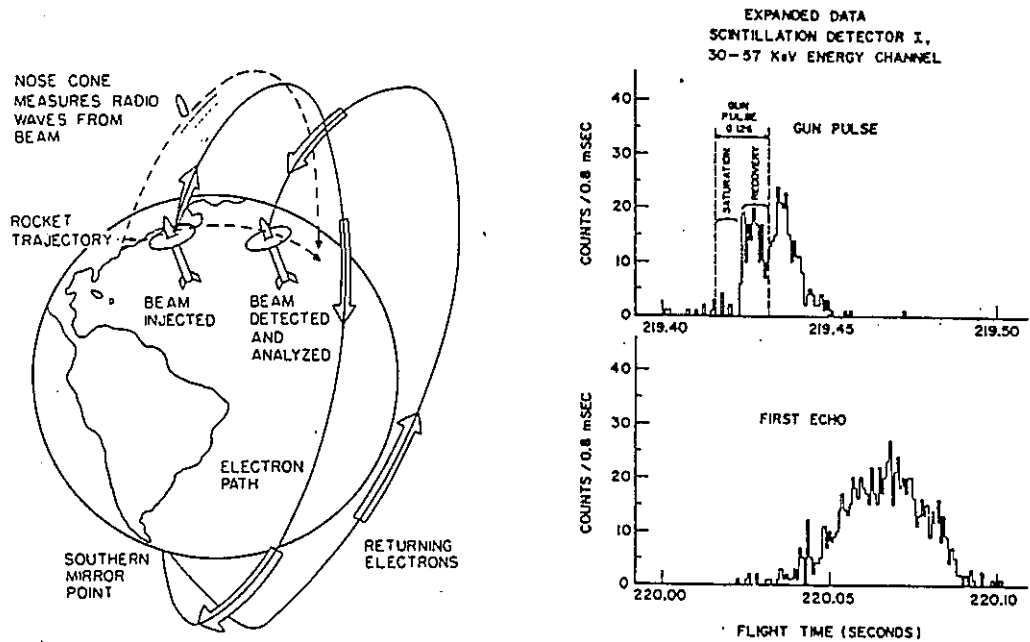
$$v_f = -1/e \cdot F \times B/B^2 \quad (8)$$

例えば 外力が電場の場合 $F = -eE$

$$v_f = E \times B/B^2 \quad (9)$$

具体例 ECHOシリーズで実施された電子エコー実験では北半球で放射さ
れた電子ビームが南半球の conjugate point で反射され 再
びロケットで検出された。遅延時間および検出場所から地球磁

場配位及び電場の検証が行なわれた[6]。宇宙空間に微弱な電子ビームをトレーサーとして放射しその運動を検出してローカルな電場磁場の計測を行なうことが科学衛星EXOS-Dで予定されている（ブーメラン法 [7]）。



第 2 - 5 図 EC0H-1(1970)での電子エコー実験 電子ビーム (43keV,0.07A)放射後 0.6 秒後に磁気共役点で反射した電子を検出した [6]。

2 - 2 - 4 自己電場による拡散

円筒座標系 (r, ϕ, z) での運動方程式は（磁場 z 方向）[8]

$$\begin{aligned} m(r'' - r\phi'^2) &= e(E + r\phi'B) \\ m(r^2\phi')' &= -err'B \\ m z'' &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

電場強度はビームコラムの外周で

$$E = e\pi r^2 n_b / (2\pi r \epsilon_0) = e r n_b / (2\epsilon_0) \quad (11)$$

$R = r/a$ (a ビームの初期半径)とおけば

$$R'' = \omega_{pb}^2 / (2R) - \omega_c^2 (R - 1/R^3) / 4 \quad (12)$$

$$\omega_{pb} = (n_b e^2 / (m \epsilon_0))^{1/2} \quad (\text{ビームプラズマ周波数})$$

第一項はビームの自己電場による項 第二項は電子のサイクロトロン運動による項である。

(1) 電子銃付近 ((12)で第2項が無視できる場合) [9]

$$R < \omega_{pb} / \omega_{ce}$$

$$R'' = \omega_{pb}^2 / (2R) \quad (13)$$

この式はビームの広がり角 (半角) が次式で示されることを意味する。

$$\tan \theta = ((m / (8e))^{1/2} \cdot 1 / (10^6 \pi \epsilon_0))^{1/2} (P \ln(R))^{1/2}$$

$$= 0.174 \cdot (P \cdot \ln(R))^{1/2} \quad (14)$$

$$P = 10^6 \cdot I_b / E_b^{3/2} \quad (\text{電子ビームパービアンس})$$

従って $\ln(R) = 1 (r = 2.72 \cdot a)$ では 広がり角は

$$\tan \theta = 0.174 \cdot (P)^{0.5} \quad (15)$$

注意 パービアンスとは2-1-2 で述べたように一般に電極構造のみでできる量を意味するが $I_b / E_b^{3/2}$ はビームの静電的性質を表す量としてビームのパービアンスとよばれることがある。

計算例	加速電圧	ビーム電流	パービアンス	広がり角 (R=1)
	100 V	1 mA	1	9.9度
	1 kV	10 mA	0.32	5.6度
		100 mA	3.2	17.3度
	10 kV	100 mA	0.1	3.1度
		1 A	1	9.9度

具体例	実験	電子ビームパービアンス	文献
	ECH01-4	0.01	[10]
	ECH0-5	0.04-0.1	[10]
	SEPAC	0.85	[4]
	Hess 1,2	0.18	[10]
	POLAR 5	0.13	[10]
	EparaB	0.02-0.9	[10]
	ZARNITZA	0.5	[10]
	ARAKS	0.11-0.27	[10]

(2) 一般解

(12)式は

$$R' = \omega_{pb}^2 \cdot \ln(R) - \omega_{ce}^2 (R^2 - 1)^2 / (4R^2) \quad (13)$$

従って最大半径は $R'=0$ より

$$R_{\max} = \omega_{pb} (2 \cdot \ln(R_{\max}))^{1/2} / \omega_{ce} \quad (14)$$

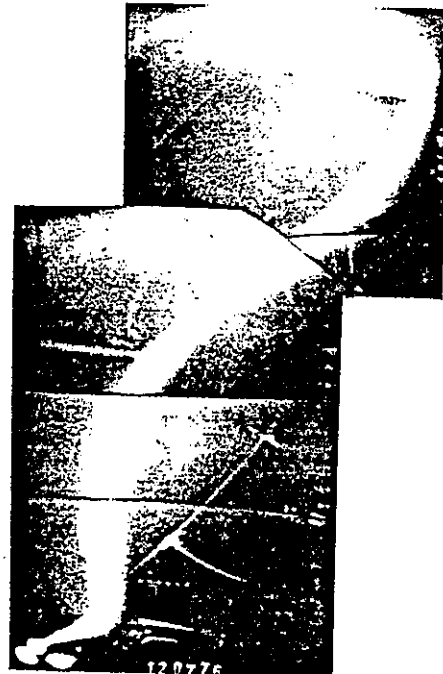
で与えられる。

但しこのような自己電場による拡散は2-3節で示すように 一般にはビームによる中性ガスの衝突電離のためビーム電荷が中和され 定常状態では観測されない。通常ビーム電流の増加にともないビームの広がり角の増大が観測されるが[9]これは電子銃加速電極間（電離プラズマが蓄積されない領域）での自己電場による広がり効果によるものである。

第2-6図 定常電子ビームの伝搬観測
例（室内実験）[31]

ビーム電流 3 mA
加速電圧 200 eV
ビーム長 20 m
ビッチ角 30 度

自己電場の影響によるひろがりは見られず 2-2-2で述べたラーモア運動が観測されている。



2-3 電子ビームによる電離現象

2-3-1 電離層の主要な中性ガスとその電離定数

主要な電離層ガス

高度	N ₂	O ₂	O	Ar	He
100 km	12.9	12.3	11.8	11.0	8.2
150	10.6	9.7	10.2	8.0	7.2
200	9.7	8.7	9.7	6.9	7.0
300	8.6	7.5	9.0	5.3	6.8
400	7.7	6.4	8.5	4.0	6.7
500	6.8	5.4	8.0	2.7	6.6
1000	2.6	0.7	5.6		6.0

(Texos = 1400 K, Jacchiaのモデル[11])

密度は $\text{Log}[N(\text{cm}^3)]$ の値

電離定数[12]

電離層の主要なガス	電離電圧	電離断面積 ($\times 10^{-16} \text{cm}^2$)		
		100eV	1keV	10keV
N ₂	15.5 eV	1.5-2.2	0.9*	0.15*
O ₂	12.2	1.6-2.0	1.0*	0.15*
O	13.5	1.3-1.5	0.5	0.08*
Ar	15.7	2.5-3.0	0.8	0.1
He	24.5	0.35	0.1	0.02

* 全電離断面積

2-3-2 平均自由行程と電離時間

電子の電離平均自由行程

$$L_i = 1/(n_n \sigma_i) \quad (1)$$

L_i : 平均自由行程 (m)

n_n : 中性ガス密度 (m^3)

σ_i : 電離断面積 (m^2)

電離時間

$$t_i = L_i/v_b = 1/(n_n \sigma_i v_b) \quad (2)$$

t_i : 電離時間 (sec)

v_b : ビーム速度 (m/sec)

計算例 1 keVの電子の自由行程と電離時間

高度	自由行程	電離時間
100 km	14 m	0.73 μ sec
150	2.9 km	150 μ sec
200	22 km	1.2 msec
500	2000 km	0.11 sec

2-3-3 プラズマの生成とビームの中和

ビーム電流 I_b (A)

半径 r_b (m)

ビーム密度 n_b ($/\text{m}^3$)

プラズマ密度 n_p ($/\text{m}^3$)

中性ガス密度 n_n ($/\text{m}^3$)

イオン速度 V_i (m/s)

プラズマ生成率

$$dn_{pb}/dt = I_b/e \times n_n \sigma_i / S = I_b n_n \sigma_i / e S (\text{/m}^3 \text{ sec}) \quad (3)$$

$$S = \pi r_b^2$$

$n_b > n_p + n_{pb}$ の時 生成したイオンはビーム内にトラップされる。

$n_b = n_p + n_{pb}$ の時 中和が完了する。 $n_b \gg n_p$ の時 中和に要する時間は

$$t_n = 1/(n_n \sigma_i v_b) \quad (\text{電離時間(2)に等しい}) \quad (4)$$

これはビーム電流によらない。

2-3-4 下部電離層へのビームの侵入とプラズマの生成[13]

侵入の深さ

100 eV以上のエネルギーの電子に対する原子の阻止断面積は

$$S = 6.512 \times 10^{-14} \cdot Z/E_b \cdot (2 \cdot \log(E_b/I) + 0.307) \text{ eV} \cdot \text{cm}^2 \quad (5)$$

Z: 原子番号

E_b: ビームエネルギー (eV)

I: 85 eV(for N), 89 eV(for O)

侵入の深さは 大気を等価な窒素原子気体とおけば continuous slowing down model で

$$n_a = 2n \cdot (N_2) + 2.2 \cdot n(O_2) + 1.1 \cdot n(O)$$

$$\text{INT}[dE/S_N(E)](E \rightarrow E_0) = \sec \alpha \cdot \sec \beta \cdot \text{INT}[n_a(h)] dh (h \rightarrow h_0) \quad (6)$$

α: ピッチ角

β: 90-(磁場伏角)

計算例[13] 日本上空 (β=40) 250 kmの高度から電子ビームを下向きで放射した時 CIRAのモデルを使って計算した結果は次のようになる。

エネルギー	ピッチ角	E _b =0となる高度
20 KeV	0 deg.	94.4 km
	60	98.7
10	0	102.2
	60	107.2
5	0	111.3
	60	117.7

電離 [13]

二次電子による電離も考慮すると km降下あたりの電離数は

$$Q = i/W \cdot dE/dh \quad (7)$$

Q: pairs/km

W: 35 eV(for N₂), 31 eV(for O₂)

100-120kmでは 実効的 Wは34.1eV

計算例 [13] 1ヶの電子が1cmあたり作るイオン対数 ($\beta=40$ deg.)

ビームエネルギー	ビッチ角	高度	イオン対
20 KeV	0 deg.	100 km	2.6×10^{-4}
	60	100	9×10^{-4}
		110	9×10^{-5}
10	0	110	9×10^{-5}
	60	110	2.5×10^{-4}
		120	4×10^{-5}
5	0	120	4×10^{-5}
	60	120	1.3×10^{-4}

2-3-5 ビームプラズマ放電現象(BPD; Beam Plasma Discharge)

ビームが プラズマ波動を励起しそれによるRF放電が発生する過程をビームプラズマ放電現象という。1963年 Getty等によって実験的研究が始められ[14] Bernsteinらの大規模なスペースチェンバー実験により宇宙空間での電子ビーム放射実験でも発生しうることが示された[15]。放電が発生するための臨界ビーム電流のスケーリング則は 実験室実験で経験的にもとめられており Bernstein等によれば

$$I_c \sim E_b^{3/2} / (B \cdot PL) \quad (8)$$

a:0.7

P:真空度

L:ビームの長さ

Boswell等によると BPDは異なったしきい値をもつ2段階があるとされており[16] 高橋等によると磁場強度が大きいとき上記の依存性は成立しないことが報告されている[17]。現在まで self consistentな発生機構の理論的説明は与えられていないが 静電電子波とビームとのランダウ型相互作用によるプラズマ不安定性が関与しているとの考え方が一般的である[18]。

第2-7図 地上実験での典型的な
BPDの例

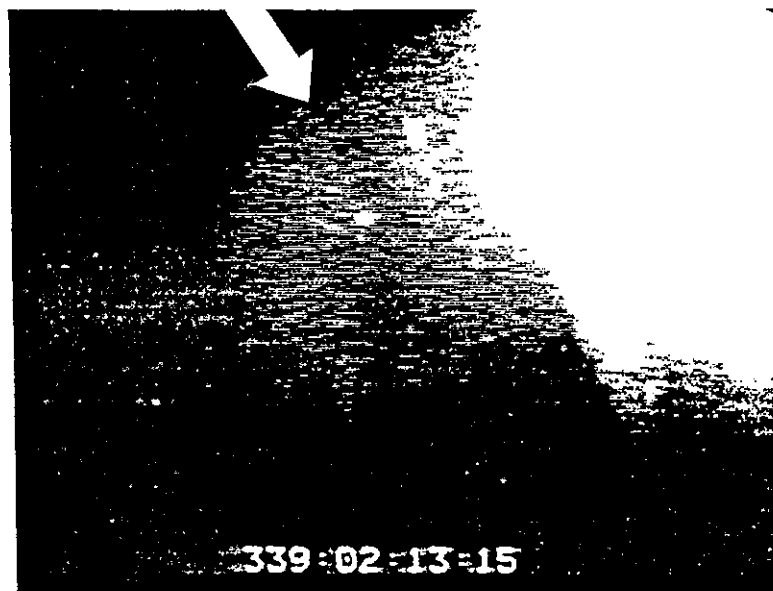
ビーム 1 KeV, 80 mA
ビッチ角 45 度
真空度 5×10^{-6} Torr
磁場強度 1.2 Gauss
[W.J.Raitt et al.,30]

この電子銃はのちに
VCAP/OSS-1実験に使用
されたが ここで見ら
れたような放電現象は
報告されていない。



具体例 宇宙空間の電子ビーム放射実験では BPDが発生した明確な証拠はな
いが 多くの実験家は地上実験のアナロジーからその発生を信じてい
る。これまでの実験でのBPDの発生の有無は次のとうりとされている。

実験	BPDの発生	文献
ECHO 1-5	なし	[10]
HESS 1,2	不明	[10]
POLAR 5	多分発生	[10]
EparaB	多分発生	[10]
ZARNITZA	発生	[10]
ARAKS	多分発生	[10]
SEPAC	なし 但しガスを同時放射した時発生	[19]
CHARGE-1	発生	[20]



第 2 - 8 図 SEPAC 実験で観測された局所的な BPD (矢印)
ガス雲中にビーム (8 keV 100 mA) を放射した
時観測された [19]。

2-4 電子ビームによる発光現象

2-4-1 電離層における主要な衝突励起の過程

N ₂	3914A	(N ₂ +e→N ₂ ⁺ +2e→N ₂ ⁺ +hν+2e)
O	5577	(O+e→O ⁺ +e→O+hν+e)
	6300	"
	8446	"

励起断面積と励起エネルギー[21]

ライン	励起断面積 (×10 ⁻¹⁸ cm ²)			励起エネルギー	寿命
	100eV	1KeV	10KeV		
3914A				18.8eV	
5577A	0.5			4.19	0.71
6300A	3	0.25		1.97	148
8446A				11.0	3.57E-8

2-4-2 衝突励起による光強度

ビーム中で 単位時間に単位体積あたりに発生するフォトン数は

$$i_p = n_n \sigma j / e = n_n \sigma I_b / (e \pi r_b^2) \quad (\text{photons/m}^3 \cdot \text{sec}) \quad (1)$$

j : 電流密度

σ : 衝突励起断面積

ビームの径(r_b)より充分離れた距離($L \gg r_b$)で観測した場合

$$[i_p] = S i_p / (4 \pi L^2) \quad (\text{photons/m}^3 \cdot \text{sec}) \quad (2)$$

$[i_p]$: 単位体積のビームから毎秒受光器に入射するフォトン数

S : 受光面積 (m²)

レーリーの単位で表せば

$$1R = 10^6 / (4 \pi) \quad (\text{photons/cm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{sec}) \quad \text{なので}$$

$$[i_p] = i_p / (10^{10} L^2 \Omega) \quad (\text{レーリー/m}^3) \quad (3)$$

Ω : 受光器の立体角

2-4-3 人工オーロラの発生

電離層で電子ビームを下向きに放射した場合 高度100-150 kmで衝突励起により光のすじ (Auroral streak)が生成される。

発生フォトン総数

キロボルトオーダーの電子を入射した時 粗いエスティメイトによれば 10^{-3} - 10^{-2} photons/eVの割合でフォトンが発生する[22]。

$$I = (10^{-3}-10^{-2}) \cdot P/e \quad (4)$$

I : photons/sec

P : 電子銃出力 (watt)

$$e=1.6 \times 10^{-19}$$

100 km 離れた場所で観測すれば

$$I_{\text{obs}} = (10^{-18}-10^{-17}) \cdot P/e \quad (5)$$

I_{obs} : photons/cm²·sec

の強度で観測される。

計算例 10 KWの電子銃を使用すると 10^{20} - 10^{21} photons/sec の光が発生し 100 km 離れた所では 10^5 - 10^6 photons/cm²·sec の強度で観測される。

オーロラライン励起

計算例[13] 下部電離層へ高エネルギー電子ビームを放射した場合

N2光励起

391 nm	51%
428	27
471	9

の割合で励起される。電離の4-5%の励起があると計算される。

O光励起

電離によって作られる10eV以下の2次電子が寄与する。但し quenching rateを考慮する必要がある。quenching factorは

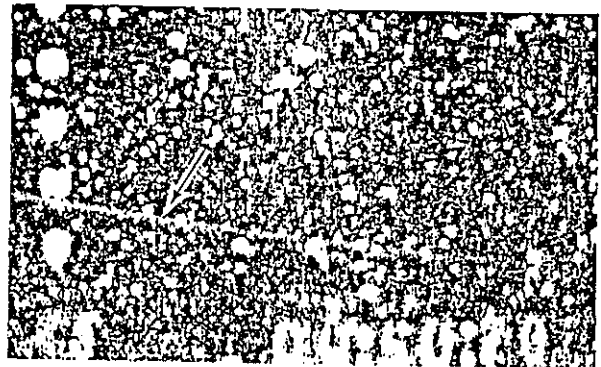
高度	quenching factor(5577A)
200 km	0.94-0.93
160	0.94-0.89
120	0.92-0.64
110	0.85-0.41
100	0.61-0.21
90	0.22-0.19

具体例 電子ビーム放射実験で人工オーロラが地上から観測された例

実験	ビームパラメーター	観測方法	観測結果	文献
HESS-1	8.7KeV, 0.49A	低照度TVカメラ	高度130-105 km 巾133m+-50m	[23]
HESS-2	22.8KeV, 0.155A	共役点での航空機上の低照度TVカメラ	高度116-92km 巾210+-50m	[24]
ZARNITZA-1	10KeV, 0.5A	低照度TVカメラ		[25]
ZARNITZA-2	9KeV, 0.45A	低照度TVカメラ	高度110-145km	[26]
ECHO-4	40KeV, 80mA	低照度TVカメラ	高度90-105km 巾34-182m	[27]
ECHO-5	37KeV, 80mA	低照度TVカメラ	高度90-100km	[6]
PRECEDE	2.5KeV, 0.8A	カメラ(高感度フィルム使用), TV	高度100-120km 長さ400m-200m 巾20m	[28]

第2-9図

HESS-1(1969)で観測された人工
オーロラ (8.7KeV, 0.49A)
[24]



2-4-4 帰還電子衝撃による飛しょう体の発光現象

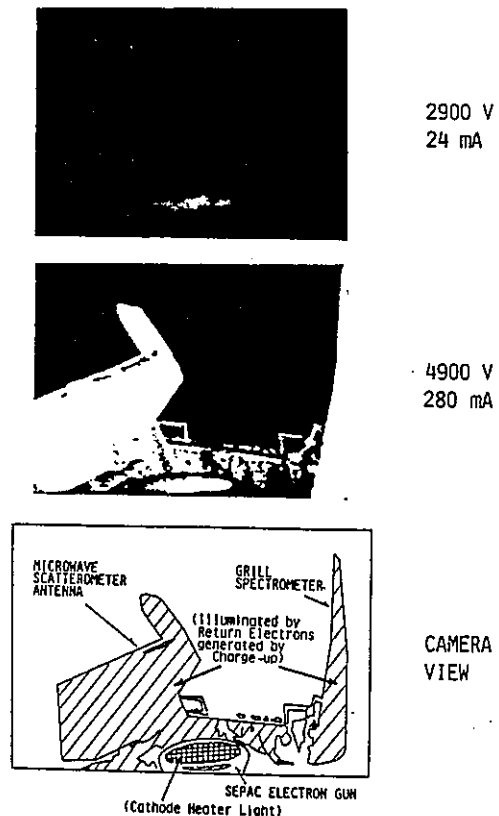
2-6で示すように 飛しょう体が電子ビーム放射により強く正電位に帯電した時宇宙空間プラズマからの電子（帰還電子）または戻ってきたビーム電子により飛しょう体表面の発光現象が観測される。

具体例

SEPAC実験では 100mA以上の電子ビームを放射した時オービターが強く輝く現象がTVカメラでとらえられた。この発光現象から逆に帯電強度がKVを越えたことが結論された[29]。CHARGE-1の実験(1KeV,80mA)でも電子ビーム放射にともなうロケット表面の発光現象がフォトメータで観測された[20]。

第2-10図

SEPAC実験(1983)で観測されたビーム放射時のオービターバレット機器の発光現象。この時 オービターは 4.9 KV迄帯電したことを 電子エネルギー分析器のデータは示した。[29]



2-5 電子ビームによる波動励起

電子ビームによる波動のうち 個々のビーム粒子の運動にもとづく発振励起をふく射とよび 粒子の集団運動が本質的役割を果たす波動励起を不安定性の励起（共鳴ふく射）とよぶ。これら波動励起の機構は以下の四種類に分類される。

(1) ビーム粒子の加速（減速）運動によるふく射

(2) ビーム粒子がプラズマ媒質中を運動する時のチェレンコフふく射

(3) ビーム粒子が異なる媒質に入射するときの遷移ふく射

(4) ビームとプラズマとの相互作用によるビームプラズマ不安定性

(1)は媒質の有無によらずふく射される電磁波で 制動ふく射 磁場中でのサイクロトロンふく射 シンクロトロンふく射がある。

(2)(3)(4)は媒質の存在が本質的な役目を果たす励起機構である。(2)は粒子速度が媒質中の波動の位相速度より早い時に 異常ドップラー効果で電磁波がふく射されるもので チェレンコフふく射 チェレンコフ-サイクロトロンふく射がある。

(3)は媒質の変化に伴う荷電粒子からの電磁波ふく射で 媒質が周期的構造をもっている場合 自由電子レーザーと同じメカニズムで強いふく射がおきる。

(4)は波動とビーム粒子の集団運動との相互作用で励起されるもので 線形理論の範囲では縦波を励起するラングウ型と 横波を励起するサイクロトロン型の2種類がある。

一般的な宇宙空間における電子ビーム放射実験においては (4)のビームプラズマ不安定性による場合が最も強い波動励起のメカニズムとして働く。

宇宙空間で飛しょう体から電子ビームを放射した場合 電子ビームと宇宙空間プラズマとの相互作用 電子ビームが中性ガスを電離して自己生成したプラズマとビームの相互作用 飛しょう体の帯電にもとづく帰還電子と周辺プラズマとの相互作用により様々な種類の波動が励起される。これまでの実験では

サイクロトロンハーモニクス

ハーフサイクロトロンハーモニクス

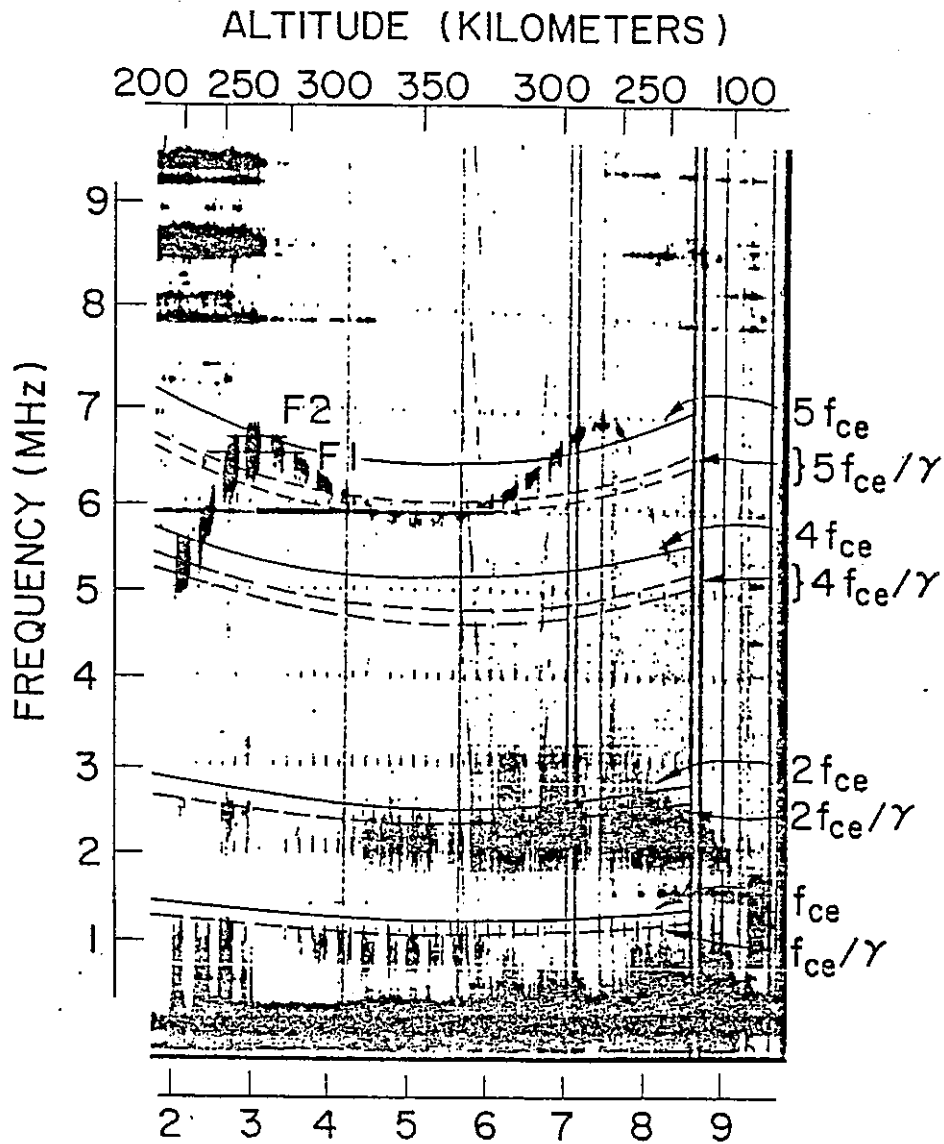
アッパーハイブリッド

プラズマ周波数

ホイッスラーモード

V L F 波動 (数百 - 数十 K H z)

が典型的な周波数の波として報告されている。



第 2 - 1 1 図 ECHO-1(1970)実験で観測された 0-10 MHz
帯域の波動 $F1=f_{pe}$, $F2=f_{uh}$ [32]

2-5-1 加速運動によるふく射

2-5-1-1 制動ふく射

電子ビームをプラズマ中に放射すると イオンとの相互作用のため加速をうけ 電磁波がふく射される。エネルギー E_b の電子 1 々が 密度 N_p のプラズマ中を伝搬する時 ふく射されるエネルギーは

$$\begin{aligned} dW/dt &= 64\pi/3 \cdot (\pi/6)^{1/2} \cdot (e^3 Z/mc^2)^2 \cdot N_p (mc^2/E_b)^{1/2} \cdot \exp(-hf/E_b) df \\ &= 6.35 \times 10^{-53} \cdot Z^2 N_p E_b^{-1/2} df \text{ (watt/Hz)} \end{aligned} \quad (1)$$

で与えられる。

dW/dt : Watt

N_p : プラズマ密度 (/m³)

E_b : 電子エネルギー (eV)

この波動のスペクトラムは 上限が E_b/h (h : プランク定数 $6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{sec}$) で与えられる連続スペクトラムである。

$$f_b(\text{Hz}) = 2.4 \times 10^{14} \cdot E_b(\text{eV}) \quad (2)$$

ふく射の全エネルギーは上限の周波数まで積分して

$$dW/dt = 1.6 \times 10^{-38} \cdot Z^2 N_p E_b^{1/2} \quad (3)$$

計算例 $10^5/\text{cc}$ の電離層プラズマ内で 10kV 0.1A の電子ビームを放射した時の制動ふく射

上限 $f_b = 2.4 \times 10^{18} \text{ (Hz)}$ 1オングストローム程度の X 線

ふく射電力 $1 \mu \text{ watt}$

単位長さ (1m) 当たりのふく射は $2 \times 10^{-14} \text{ watt}$ となり 極めて小さいことがわかる。

電子-電子の制動ふく射は ビームエネルギーが相対論的でないかぎり無視できる。

2-5-1-2 サイクロトロンふく射

電子が磁場内で ラーモア運動する時 その求心加速度で電磁波をふく射する。電子速度 v_b が光速 c よりはるかに小さい時 サイクロトロン周波数およびその高調波のところに線スペクトラムをもつ波動がふく射される。

$$\text{基本波} \quad \omega_0 = \omega_{ce}(1 - \beta^2)^{1/2} \quad (4)$$

$$\beta = v_b/c$$

$$\text{強度} \quad dW/dt = 2e^2/c \cdot n^{2n+1}(n+1)/(2n+1)! \cdot \omega_{ce}^2 \beta^{2n} \quad (5)$$

$$\text{基本波では} \quad dW/dt = 6.2 \times 10^{-28} \cdot B^2 E_b N_p \quad (6)$$

$$dW/dt: \text{watt}$$

$$B: \text{gauss}$$

$$E_b: \text{eV}$$

計算例 0.45 Gaussの磁場をもつ宇宙空間で 1KV 0.1Aの電子ビームが
ラーモア運動する時

$$\omega_0 \sim \omega_{ce}$$

$$\text{基本波強度} \quad dW/dt = 0.1 \mu \text{ watt}$$

2-5-1-3 シンクロトロンふく射

電子ビームの速度が光速にちかい場合のサイクロトロンふく射は 連続スペクトルとなる。宇宙空間で相対論的電子ビーム放射 (>100KeV)実験をおこなった場合に期待されるふく射である。これまでの宇宙空間における電子ビーム実験では最大エネルギーは 40KeVでありこの程度のエネルギーではシンクロトロンふく射とはならない。

2-5-2 チェレンコフふく射

周波数 ω_0 で発振している粒子が媒質中を等速直線運動する時 静止系でみた周波数は ドップラー効果により

$$\omega = \omega_0 + kv \cos \theta \quad (7)$$

θ : 媒質中周波数 ω の波の伝搬方向と粒子速度とのなす角

$$\text{媒質中で波の位相速度は} \quad \omega = kV_{ph} \quad (8)$$

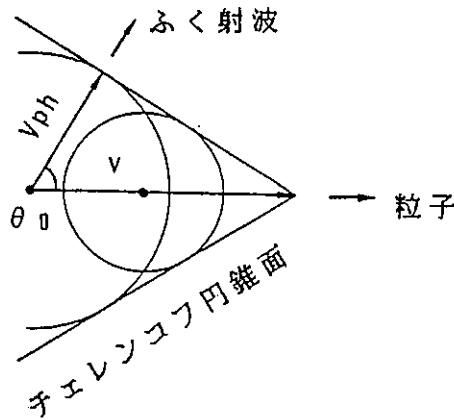
$$\text{上2式より} \quad \omega = \omega_0 / (1 - v/V_{ph} \cdot \cos \theta) \quad (9)$$

$1 - v/V_{ph} \cdot \cos \theta$ の値は $V_{ph} > v$ のとき常に正で通常のドップラー効果を示すが $V_{ph} < v$ の時 0となりうる。この時の θ を θ_0 とすれば

$$\theta > \theta_0 \quad \text{正常ドップラー効果}$$

$$\theta < \theta_0 \quad \text{異常ドップラー効果}$$

とよぶ。



第2-12図 チェレンコフふく射

$\theta = \theta_0$ で作られる面をチェレンコフ円錐面とよび 空中を超音速で飛しょうする物体によって作られるショック波と似ている。量子力学的な解析によれば 正常ドップラー効果では光子を吸収でき異常ドップラー効果では光子を放出できる (チェレンコフふく射)。この効果による放射強度は

$$dW/dt = e^2 v / 4\pi \epsilon_0 c^2 \cdot (1 - c^2/v^2 n^2) \omega \quad (10)$$

この電磁波は偏光しており その電場ベクトルはチェレンコフ円錐面内にある $\omega_0 = 0$ の場合を チェレンコフふく射とよび $\omega_0 = \omega_{ce}$ の場合をサイクロトロンチェレンコフふく射とよぶ。

電子によるサイクロトロンチェレンコフふく射は 静止系ではサイクロトロン回転方向が逆転して見えるので 左旋波をふく射する。

$$\omega = -\omega_{ce} + kv \cos \theta \quad \theta < \theta_0 \quad (11)$$

$$\theta = 0 \text{ の時} \quad \omega = -\omega_{ce} + kv$$

右旋波に対してはそのカップルは 正常ドップラー効果の領域でしかおこらないので波を減衰させる。この条件は

$$\omega = \omega_{ce} + kv \cos \theta \quad \theta > \theta_0 \quad (12)$$

$$\theta = \pi \text{ の時} \quad \omega = \omega_{ce} - kv$$

具体例 2-11図で示したECHO-1の波動のうち ホイスラーモードの波はチェレンコフふく射 (incoherent) による可能性があると推定されている[32]。

2-5-3 遷移放射 (transition radiation)

電子が誘電率の異なる媒質に入射する($\epsilon_2 - \epsilon_1$)時 その速度の大きさによらず電磁波がふく射される。この時の全放射電力は

$$W = e^2/c \cdot \omega_p (\epsilon_2 - \epsilon_1)^2 \quad (13)$$

で近似的に与えられる[33]。この場合 誘電率の変化が周期的であれば Resonance Transition Radiation と呼ばれ 共鳴効果により強いふく射が励起され (自由電子レーザーと同じ機構) AKR を説明する機構の一つとして提案されている[33]。

2-5-4 ビームプラズマ不安定性

上記2-5-1,2,3で示した 個々の電子からのふく射は 位相がランダムの場合 電子集団として強い波動を励起することはできない。ビームのような電子群が強いふく射をするためには 個々の電子からのふく射の位相がそろう (coherent) ような電子群の集団運動が必要である。電子ビームからのふく射が ビーム電子の集団運動に作用してふく射の位相をそろえるような正のフィードバックがかかる場合 電子ビームによって励起される波動強度は時間とともに指数関数的に増大する。これをビームプラズマ不安定性とよび 励起条件は

- 1) 電子からのふく射条件が満たされること
- 2) 励起波動が電子からのふく射の位相をそろえる作用をすること
- 3) 励起波動が他の粒子群と作用し減衰しないこと

である。これらのことを厳密に調べるには Maxwell の方程式とビームプラズマ系の分布関数を用いた Vlasov の式を解いて 各種モードの波動の成長率を計算するのが基本的なアプローチのやり方である。しかし一般にはこれらの連立方程式は解析的には解けないので 以下ではビーム成分を含まないプラズマ中の波動に対し ビームとカップルする条件 (共鳴ふく射条件) を調べ 励起しうる波のモードを考察する。

2-5-4-1 プラズマの波動

2-5-4-1-1 波動方程式と分散関係式

Maxwell の方程式

$$\text{rot} \mathbf{E} + d\mathbf{B}/dt = 0 \quad (14)$$

$$\text{rot} H - dD/dt = J \quad (15)$$

物理量が $\exp(i(kr - \omega t))$ で変化するとすると

$$\text{rot} = ik \times$$

$$d/dt = -i\omega$$

とおきかえられるので

$$ik \times E - i\omega B = 0$$

$$ik \times H + i\omega D = J$$

$J=0$ $B=u_0 H$ $D=\epsilon_0(K)E$ ((K) :誘電率テンソル)として

$$ik \times E = i\omega u_0 H$$

$$ik \times H = -i\omega \epsilon_0 E$$

これより波動方程式がえられる

$$k \times (k \times E) + \omega^2/c^2 (K)E = (T)E = 0 \quad (16)$$

(T) テンソル

$$\text{意味ある解を持つためには } \text{ABS}(T) = 0 \quad (17)$$

これにより 分散関係式 ($\omega - k$) がえられる。

具体的な分散式を求めるには 誘電率テンソルを求める必要がある。プラズマの温度を無視できる場合 (cold plasma 近似) 圧力勾配項 ($\nabla p/N$) を無視した運動方程式から誘電率テンソルを求める。プラズマの温度が無視できない場合 (hot plasma) 圧力勾配項を考慮した運動方程式をとくか (流体モデル) さらに厳密には Vlasov 方程式をとく (粒子モデル) ことにより誘電率テンソルを求める。波の位相速度 (ω/k) が 電子の熱速度 (C_e) よりはるかに早い時 cold plasma 近似が使用できる。

2-5-4-1-2 Cold Plasma 近似

荷電粒子の運動方程式 (1 成分 イオン $Z=1$) は

$$m_i (dv_i/dt) = e(E + v_i \times B) \quad (\text{イオン}) \quad (18)$$

$$m_e (dv_e/dt) = -e(E + v_e \times B) \quad (\text{電子}) \quad (19)$$

$$j = e(v_i - v_e) n_p \quad (20)$$

(18)-(20)より B を z 方向にとり変位量を線形化すれば 誘電率テンソルの各成分は

$$K_{xx} = K_{yy} = 1/2 \cdot (L+R)$$

$$K_{xy} = -K_{yx} = i/2 \cdot (L-R)$$

$$K_{xz} = K_{zx} = K_{yz} = K_{zy} = 0$$

$$K_{zz} = 1 - \omega_{pi}^2 / \omega^2 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$$

$$R = 1 - \omega_{pi}^2 / \omega^2 \cdot (\omega / (\omega + \omega_{ci})) - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \cdot (\omega / (\omega - \omega_{ce}))$$

$$L = 1 - \omega_{pi}^2 / \omega^2 \cdot (\omega / (\omega - \omega_{ci})) - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \cdot (\omega / (\omega + \omega_{ce}))$$

$$\omega_{pi}^2 = \epsilon_0 e^2 n_p / m_i$$

$$\omega_{pe}^2 = \epsilon_0 e^2 n_p / m_e$$

$$\omega_{ci} = eB / m_i$$

$$\omega_{ce} = eB / m_e$$

これらの値を(17)に代入すれば

$$\tan^2 \theta = -P(n^2 - R)(n^2 - L) / ((S n^2 - R L)(n^2 - P)) \quad (21)$$

$$S = 1/2 \cdot (L + R)$$

$$D = 1/2 \cdot (R - L)$$

これは4次式なので 4つの解(波のモード)が得られる。

(1) 磁場平行伝搬

一つの静電波モード ($P=0$)と2つの電磁波モード ($n^2=R, L$)が存在する。

(1)-1 $P=0$ 縦振動

$$\omega = \omega_{pe} \quad (\omega_{pe} \gg \omega_{pi}) \quad (W1)$$

これは 波動というより振動である

(1)-2 $n^2 = R$ 右周り円偏波

$$c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \cdot \omega / (\omega - \omega_{ce}) - \omega_{pi}^2 / \omega^2 \cdot \omega / (\omega + \omega_{ci}) \quad (W2)$$

(1)-2-1 電子サイクロトロン波

イオンの運動がきかない領域で

$$c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \cdot \omega / (\omega - \omega_{ce}) \quad (W3)$$

サイクロトロン周波数より高いブランチとサイクロトロン周波数より低くホイッスラーモードにつながるブランチがある。

カットオフは $\omega_r = 1/2 \cdot (\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2})$

(1)-2-2 ホイッスラー波

$\omega^2 \ll c^2 k_{\parallel}^2$ $\omega \ll \omega_{ce}$ の近似で

$$c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = \omega_{pe}^2 / (\omega \omega_{ce}) \quad (W4)$$

(1)-2-3 アルフベン波

イオンの運動がきく領域で $m_e \ll m_i, \omega \ll \omega_{ci}, \omega_{ce}$

$$c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = 1 + c^2 / V_a^2 \quad (W5)$$

$$V_a = c^2 \omega_{ce} \omega_{ci} / \omega_{pe}^2 \quad \text{アルフベン速度}$$

(1)-3 $n^2 = L$ 左周り円偏波

$$c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \cdot \omega / (\omega + \omega_{ce}) - \omega_{pi}^2 / \omega^2 \cdot \omega / (\omega - \omega_{ci}) \quad (W6)$$

カットオフは $\omega = 1/2 \cdot (-\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2})$

(1)-3-1 イオンサイクロトロン波

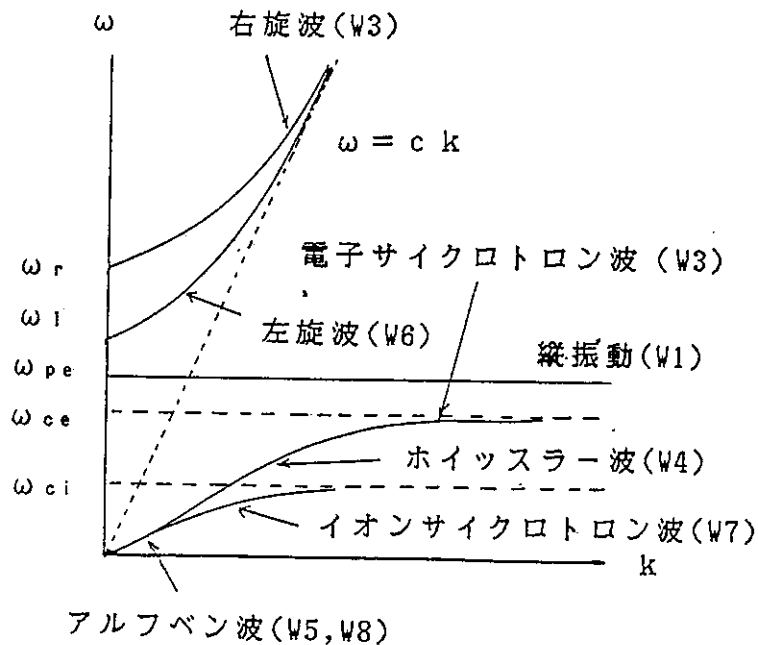
イオンの運動がきく領域で $m_e \ll m_i, \omega \ll \omega_{ce}$

$$c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = 1 - \omega_{pi}^2 / (\omega_{ci}(\omega - \omega_{ci})) \quad (W7)$$

(1)-3-2 アルフベン波

$\omega \ll \omega_{ci}$ の近似で

$$c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = 1 + c^2 / V_a^2 \quad (W8)$$



第2-13図 磁場平行伝搬波の分散(cold plasma)

(2) 磁場垂直伝搬

正常波 ($n^2=P$) 及び異常波 ($n^2=RL/S$) が存在する。

(2)-1 $n^2=P$ 正常波

$$c^2 k^2 / \omega^2 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 - \omega_{pi}^2 / \omega^2 \quad (W9)$$

これは非磁化プラズマ中の電磁電子波と同じものである

$\omega_{pe} \gg \omega_{pi}$ なので

$$c^2 k^2 / \omega^2 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \quad (W10)$$

(2)-2 $n^2=RL/S$ 異常波 (縦波 横波の性質をあわせもつ)

$$c^2 k^2 / \omega^2 = (\omega^2 - \omega_r^2)(\omega^2 - \omega_l^2) / ((\omega^2 - \omega_{uh}^2)(\omega^2 - \omega_{lh}^2)) \quad (W11)$$

$\omega_{uh}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$ (アッパーハイブリッド周波数)

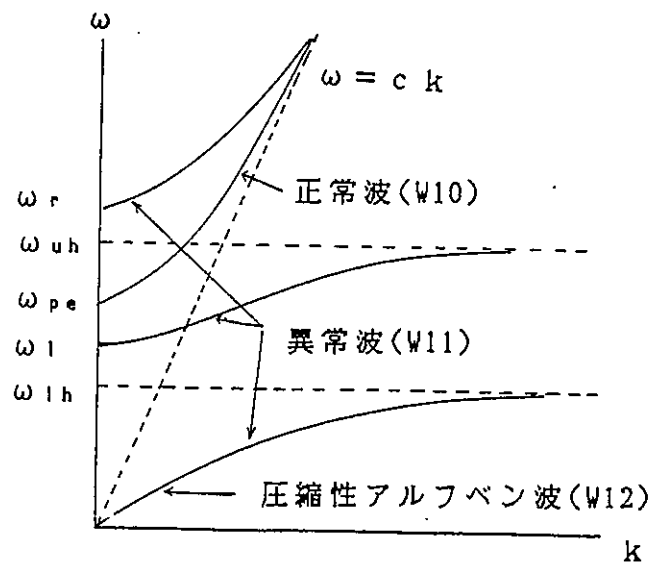
$\omega_{lh}^2 = \omega_{ce} \omega_{ci} (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce} \omega_{ci}) / (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)$ (ローハイブリッド周波数)

このモードは ω_r, ω_l でカットオフとなり ω_{uh}, ω_{lh} でレゾナンスをもつ

$\omega \ll \omega_{ci}$ では

$$c^2 k^2 / \omega^2 = 1 + c^2 / V_a^2 \quad (\text{圧縮性アルフベン波}) \quad (W12)$$

これは通常アルフベン波とよばれるもの (R波のアルフベン波は Modified Alfvén 波とよばれる) で 温度効果を考慮した時の磁気流体波に対応する。



第2-14図 磁場垂直伝搬波の分散 (cold plasma)

(3) 静電電子波

任意の伝搬角 θ に対し $\omega_{pe} \gg \omega_{pi}$ のもとで 次式の分散を持つ静電電子波が存在する。

$$\omega^2(\omega^2 - \omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2) + \omega_{ce}^2 \omega_{pe}^2 \cos^2 \theta = 0 \quad (W13)$$

$$\cos \theta = k_{\parallel} / k$$

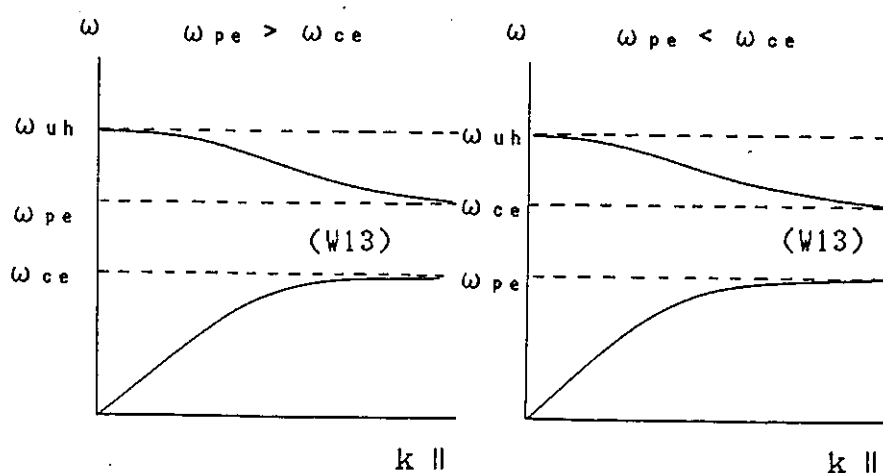
$k_{\perp}$ 固定モード (トリプルブースモード)

$\omega_{pe} > \omega_{ce}$	$\omega_{uh} - \omega_{pe}$	後進波
	$\omega < \omega_{ce}$	前進波
$\omega_{pe} < \omega_{ce}$	$\omega_{uh} - \omega_{ce}$	後進波
	$\omega < \omega_{pe}$	前進波

$k_{\parallel}$ 固定モード

$\omega_{pe} > \omega_{ce}$	$\omega_{uh} - \omega_{pe}$	前進波
	$\omega < \omega_{ce}$	後進波
$\omega_{pe} < \omega_{ce}$	$\omega_{uh} - \omega_{ce}$	前進波
	$\omega < \omega_{pe}$	後進波

磁場に平行に伝搬する電子ビームとプラズマの系では ビーム径が有限なので $k_{\perp}$ 固定モードを考えるのが一般的である。 $\omega < \min(\omega_{pe}, \omega_{ce})$ のモードをスペースの分野では 静電ホイスラー波とよぶことがある。



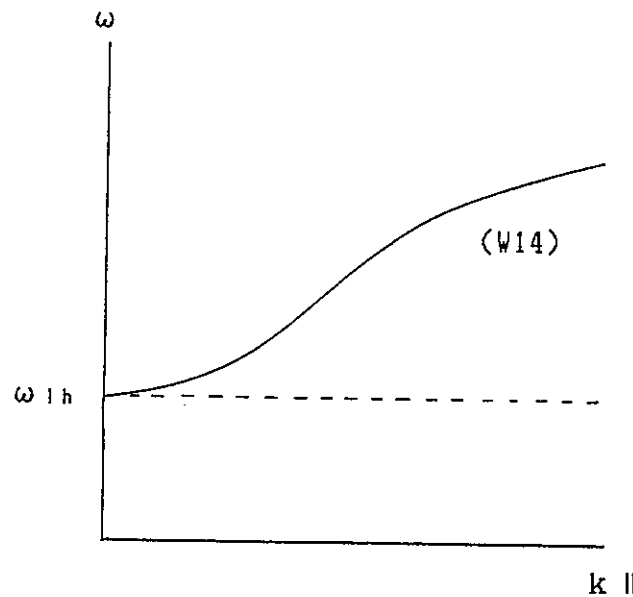
第2-15図 静電電子波の分散 (cold plasma)

(4) 静電イオン波

$\omega_{ce} \gg \omega \gg \omega_{pi}$ の領域で静電電子波に対応して[34]

$$\omega^2 = \omega_{ih}^2 (1 + k_{\parallel}^2 / k^2 \cdot \omega_{pe}^2 / \omega_{pi}^2) \quad (\text{ローハイブリッド波}) \quad (W14)$$

$$\omega_{ih}^2 = \omega_{pi}^2 / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2) \quad (\text{ローハイブリッド周波数})$$



第2-16図 静電イオン波の分散 (k_{perp} 固定 cold plasma)

2-5-4-1-3 Hot Plasma

温度効果を考慮した時 分散方程式は6次になり新たに 二組の静電波モードの解が現れる[34]。

(流体モデル)

$$1 - \sum \omega_{pj}^2 / ((\omega^2 - \omega_{cj}^2) / (1 - \omega_{ce}^2 / \omega^2 \cdot k_{\parallel}^2 / k^2) - k^2 C_j) = 0 \quad (W15)$$

C_j : 熱速度

$j=e, i$

(粒子モデル)

$$1 + \sum k_{dj}^2 / k^2 \cdot [1 + \exp(-\lambda_j) \cdot \sum \ln(\lambda_j) \alpha_{nj} Z(\alpha_{nj})] = 0 \quad (W16)$$

$$k_{dj}^2 = 2\omega_{pj}^2 / v_j^2$$

$$v_j^2 = 2kT_j / m_j$$

$$\lambda_j = k_{perp}^2 v_j^2 / (2\omega_{cj}^2)$$

$$\alpha_{nj} = (\omega - n\omega_{cj}) / (k_{\parallel} v_{Tj})$$

$\ln(\lambda_j)$: 変形ベッセル関数

$Z(\alpha_{nj})$: プラズマ分散関数

(1) 磁場中静電電子波

分散式

(流体モデル)

$$\omega_{pe}^2 = (\omega^2 - \omega_{ce}^2) / (1 - \omega_{ce}^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 k^2) - k^2 c_e^2 \quad (W17)$$

(粒子モデル)

$$1 + k_{de}^2 / k^2 \cdot [1 + e^{-\lambda_e} \sum \ln(\lambda_e) \alpha_{0e} Z(\alpha_{ne})] = 0 \quad (W18)$$

これらの分散は 温度効果が0 のとき ($C_e=0, v_e=0$) cold plasma近似での静電電子波(W13)の分散に一致する。

(1)-1 磁場方向伝搬波

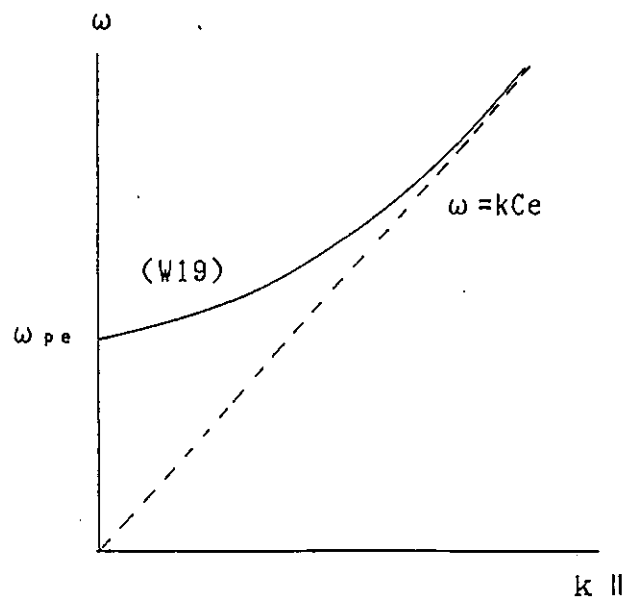
(流体モデル)

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c_e^2 \quad \text{ボームグロスの分散式} \quad (W19)$$

この分散は非磁化ホットプラズマの分散と一致する。

(粒子モデル)

$$1 + k_{de}^2 / (2k^2) \cdot Z'(\omega / kv_e) = 0 \quad (W20)$$



第2-17図 磁場平行伝搬電子プラズマ波

(1)-2 磁場垂直伝搬波

(流体モデル)

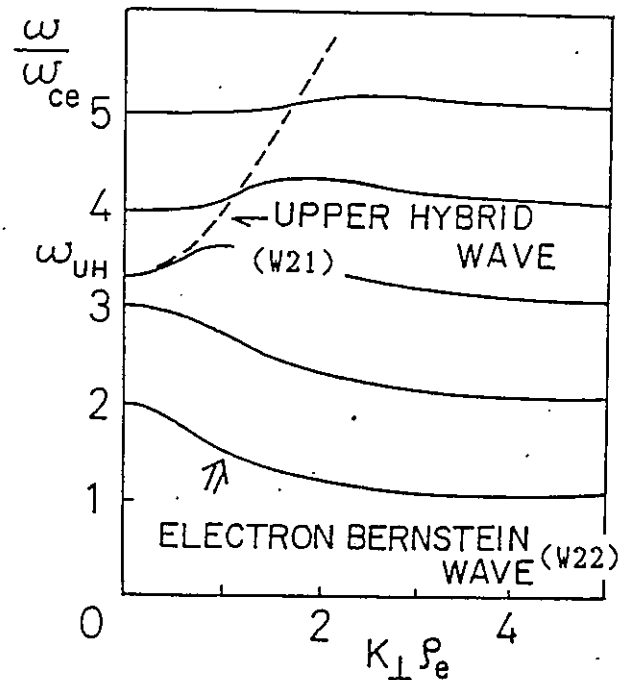
$$\omega^2 = \omega_{UH}^2 + 3/2 \cdot k_{\perp}^2 v_e^2 \quad (\text{アッパーハイブリッド波}) \quad (W21)$$

(粒子モデル)

$$1 + 2 \cdot K_d e^2 / k^2 \cdot \sum \exp(-\lambda_e) \cdot \ln(\lambda_e) / (1 - (\omega / n \omega_{ce})^2) = 0 \quad (W22)$$

(電子バーンシュタイン波)

この分散は波長がラーモア半径より充分長い時 (W21)の分散と一致する



第 2 - 1 8 図 磁場垂直伝搬電子プラズマ波[34]

(2) 磁場中静電イオン波

(2)-1 磁場平行伝搬波

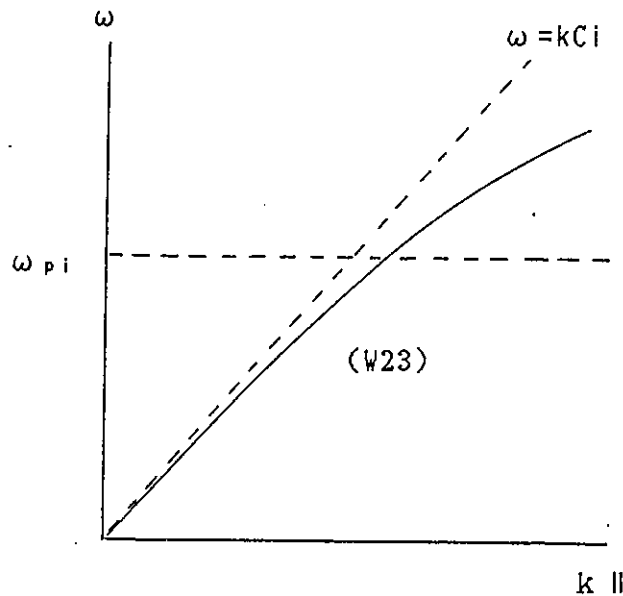
(流体モデル) (W15)で $\omega \ll k C_e$ のとき

$$\omega^2 = \omega_{pi}^2 / (1 + k_{de}^2 / k_{||}^2) + k_{||}^2 C_i^2 \quad (\text{イオンプラズマ波}) \quad (W23)$$

(粒子モデル) (W17)で $\lambda_j = 0$

$$1 + \sum k_{dj}^2 / k^2 \cdot [1 + Z'(\omega / (k v_j))] = 0 \quad (W24)$$

(W23)(W24)は非磁化プラズマ中のイオン波と同じ



第 2 - 1 9 図 磁場平行伝搬イオンプラズマ波

(2)-2 磁場垂直伝搬波

(流体モデル) (W15)で $\omega^2 \ll \omega_{ce}^2 + k_{perp}^2 C_e^2$ のとき

$$\omega^2 = \omega_{ci}^2 + k_{perp}^2 C_i^2 + \omega_{pi}^2 / (1 + \omega_{pe}^2 / (\omega_{ce}^2 + k_{perp}^2 C_e^2)) \quad (W25)$$

(ローウハイブリッド波)

これは $C_i = C_e = 0$ で (W14)に一致する。

(粒子モデル)

$$1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 + 2 \cdot k_{di}^2 / k_{perp}^2 \cdot \sum \exp(-\lambda_i) \cdot \ln(\lambda_i) / (1 - (\omega / n \omega_{ci})^2) = 0 \quad (W26)$$

(純イオンバーンシュタイン波, PIB)

これは波長がイオンラーモア半径より充分大きいとき

$$\omega^2 = \omega_{ih}^2 + 3/2 \cdot k_{perp}^2 v_i^2 \quad (\text{ローアハイブリッド波})$$

と一致する。

k が完全には磁場に直角でない場合（直角に近い）

（流体モデル） $1 \ll k_{\parallel}^2 \omega_{ce}^2 / (k^2 \omega^2)$, $\omega^2 \ll k_{\parallel}^2 C_e^2$ の条件で (W25) は

$$\omega^2 (\omega^2 - \omega_{ci}^2 - \omega_s^2) + \omega_{ci}^2 \omega_s^2 \cos^2 \theta = 0 \quad (W27)$$

$$\omega_s^2 = \omega_{pi}^2 / (1 + k_{de}^2 / k^2)$$

これは (W13) と同じ形式である。

また $k^2 \ll k_{de}^2$ のとき

$$\omega^2 = \omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2 / (1 + k_{de}^2 / k^2) \quad (W28)$$

これは $\omega \ll \omega_{ci}$ で磁場をなめ伝搬のイオン波につながる。

（粒子モデル） $v_e \gg \omega / k_{\parallel} \gg v_i$ の条件で

$$1 + k_{de}^2 / k^2 + 2 \cdot K_{di}^2 / k_{perp}^2 \cdot \sum \exp(-\lambda_i) \cdot \ln(\lambda_i) / (1 - (\omega / n \omega_{ci})^2) = 0 \quad (W29)$$

これを中性イオンバーンシュタイン波 (NIB) とよぶ。(W26) (W29)

で波長がイオンラーモア半径と同程度の場合の波を静電サイクロトロン波 (EIC) とよぶ。

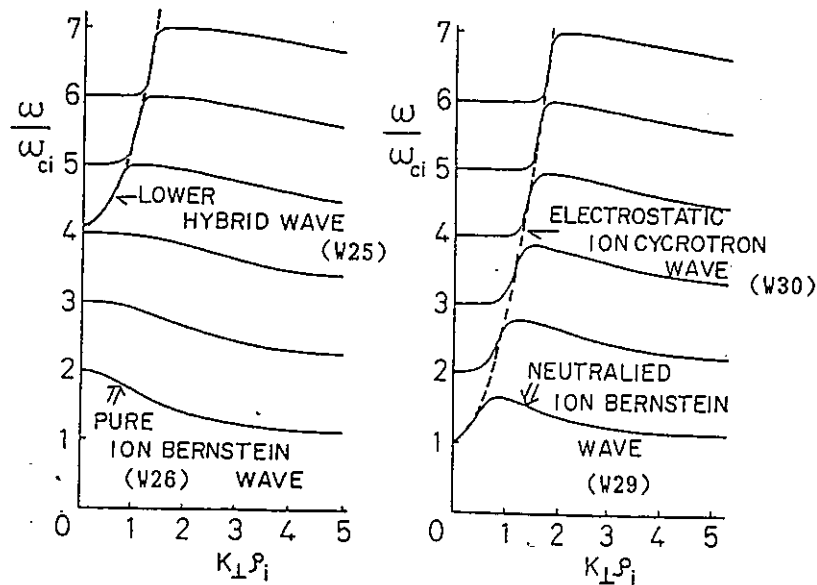
波長がイオンラーモア半径より充分大きいと

$$\omega^2 = \omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2 / (1 + k_{de}^2 / k_{perp}^2) \quad \text{となり (W28) に一致する。}$$

$k_{de} \gg k_{perp}$ の時

$$\omega^2 = \omega_{ci}^2 + k_{perp}^2 C_i^2 \quad (W30)$$

$$C_i = \omega_{pi} / k_{de}$$



第 2-20 図 磁場垂直伝搬イオンプラズマ波 [34]

2-5-4-2 ビームプラズマ共鳴相互作用

2-5-4-2-1 ランダウ型共鳴相互作用

Cold plasma 近似 (2-5-4-1-2)で 粒子運動(V_b)がある場合

$$V = V_b + V'$$

として線形化し 外部磁場のない空間を電子ビームが走っている場合をとけば

$$\text{ABS}(T) = 1 - \omega_{pb}^2 / (\omega - kV_b)^2 = 0$$

従って

$$\omega = kV_b + \omega_{pb} \quad (\text{早い空間電荷波})$$

$$\omega = kV_b - \omega_{pb} \quad (\text{遅い空間電荷波}) \quad (22)$$

が得られる。これらの空間電荷波はビームがプラズマ媒質内を走る時プラズマ中の波動とエネルギーのやりとりをおこなうことができ この型の相互作用をランダウ型共鳴相互作用とよぶ。早い空間電荷波は 正の変動エネルギーをもちエネルギーをうることによりその振幅は増大するので ビームは波のエネルギーを吸収しプラズマ内の波動は減衰する。一方遅い空間電荷波は 負の変動エネルギーをもち エネルギーを失うことによりその振幅は増大するという性質をもっているので プラズマ内の波と結合して波動エネルギーをあたえ成長させる。この型の相互作用の物理的意味は ビーム粒子とほぼ同じ速度で進む波を考えた時 ビームは波にトラップされ 波の速度がビームの速度よりやや早い場合 (早い空間電荷波) 波のエネルギーは粒子に輸送され (波の減衰) 波の速度がビームの速度よりやや遅い場合 (遅い空間電荷波) 粒子のエネルギーは波に輸送される (波の励起) と解釈することもできる。このタイプの波動励起の結合はチェレンコフ結合 (効果) とよばれ 線形理論の範囲では 縦波のみが励起される。

(1) 静電電子波の励起

(1)-1 ラングミュア波の励起

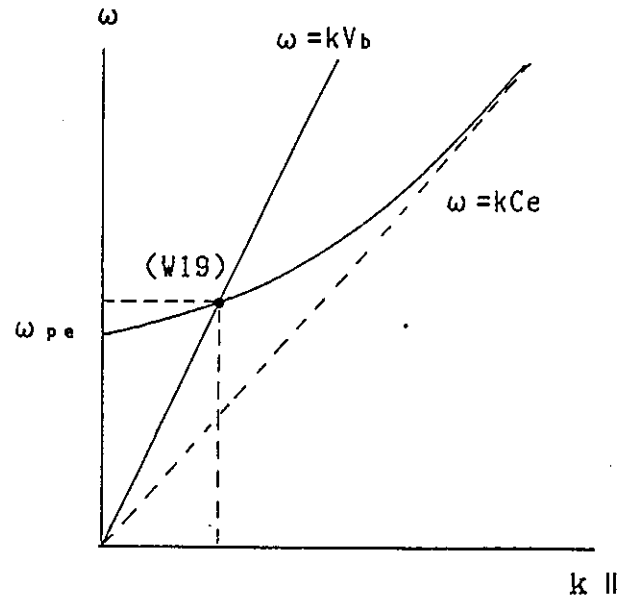
磁場が無視できる場合または磁場平行伝搬のモードを考える場合は ボームグロスの分散式とのカップリングを考えれば 電子温度以上の速度をもつビームでプラズマ周波数及びそれ以上の周波数の静電波が励起される。

$$(W19) \quad \omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 C_e^2$$

$$(22) \quad \omega = kV_b - \omega_{pb} = kV_b \quad (\text{ビーム密度が小さい時})$$

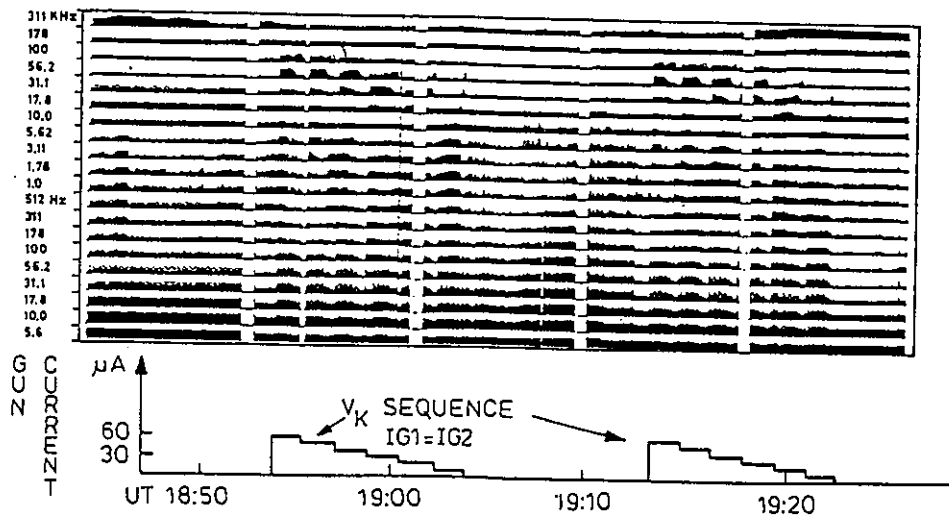
従って共鳴条件は $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega^2 (C_e/V_b)^2$

ただしプラズマ周波数を大きく越えると 波の位相速度が電子温度速度にちか
ずくためランダウダンピングの効果により波動は励起されなくなる。この型の共
鳴相互作用ではビームの速度の増加に伴い励起される波動の周波数が減少する。



第 2 - 2 1 図 ラングミュア波との共鳴相互作用

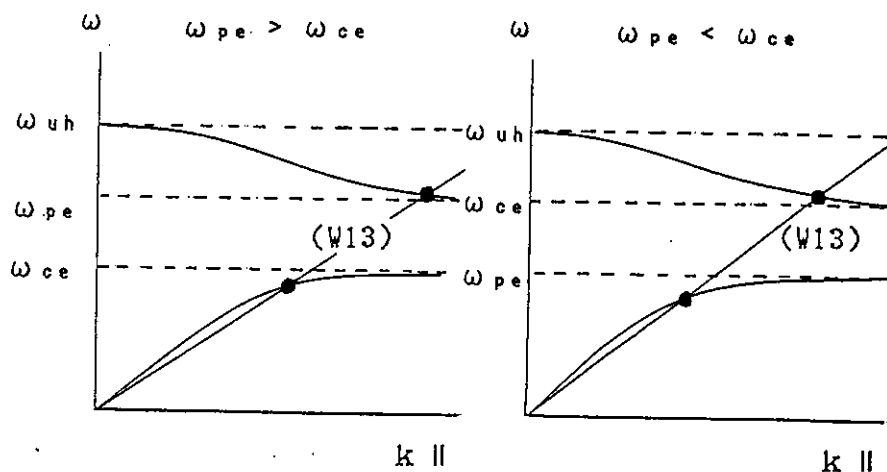
具体例 ISEE衛星実験では 40 V 60 μ A の電子ビームでプラズマ周波数
のやや上から数倍のプラズマ周波数までの静電波が観測され ポ
ームグロスの分散を持つ波動励起と解釈されている[35]。



第 2 - 2 2 図 ISEE実験で観測された波動 ビームのエネルギ
ーは各ステップの中で減少しておりそれに対応
して周波数の増大がみられる[35]。

(1)-2 磁場中静電電子波の励起

100eV-10KeV程度のエネルギーの電子ビームが電離圏 磁気圏を伝搬する場合電子ビームは $\max(\omega_{pe}, \omega_{ce}) - \omega_{uh}$, $\min(\omega_{pe}, \omega_{ce})$ 以下の静電電子波とランダウ型共鳴相互作用しこの周波数帯の波動が励起される。(W13) (cold plasma近似) (W17)(hot plasma流体モデル) もっと厳密には(W18)(hot plasma粒子モデル) と(22)式とで共鳴条件がえられる。

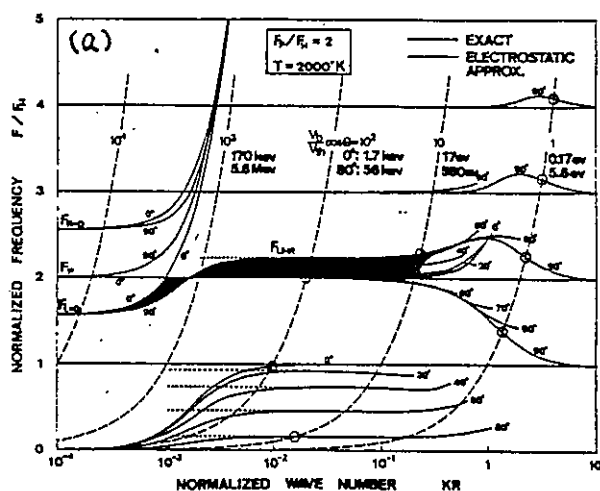


第2-2.3図 トリベルブースモードとのランダウ型共鳴作用 (cold plasma 近似) UHRブランチとプラズマブランチで不安定になりうる。 $\omega_{pe} > \omega_{ce}$ のとき UHRブランチの成長率の方が大きく $\omega_{pe} < \omega_{ce}$ の時プラズマブランチの成長率が多い[39]。

アッパーハイブリッドブランチ ($\max(\omega_{pe}, \omega_{ce}) - \omega_{uh}$) の静電波は次章でのべるサイクロトロン型共鳴相互作用でも励起されるが 伝搬方向が磁力線に近い場合ランダウ型のほうが成長率が多い。大家等によればこの領域の静電波は 電磁波に変換されて AKR(Auroral Kilometric Radiation)の主要なソースになりうる

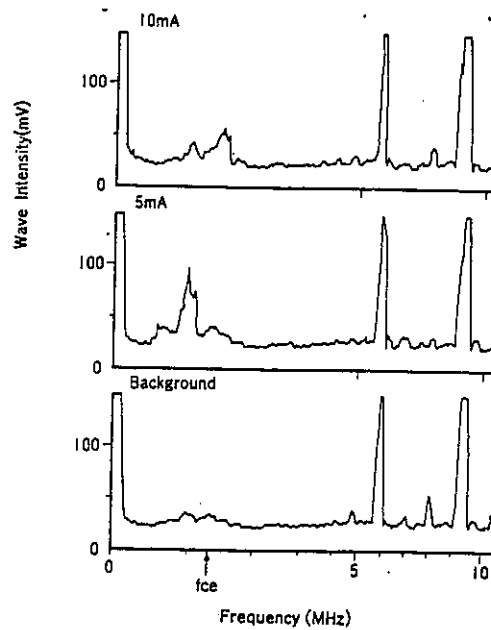
とされている[36]。

ホイッスラー領域($\min(\omega_{pe}, \omega_{ce}) - \omega_{uh}$)の静電波は VLFヒスのパワーがチェレンコフ放射で計算されるものよりはるかに大きいことから提案されたホイッスラー波励起のメカニズムである[40]。電子ビーム放射にともなうホイッスラー領域の波動は一般的に観測されるが ECHOシリーズの場合は サイクロトロン・チェレンコフ放射で説明されているが[32] VCAP/SL-2の場合はその磁場方向との特有な関係 (funnel-shaped emission)からホイッスラー波と報告されている[61]。

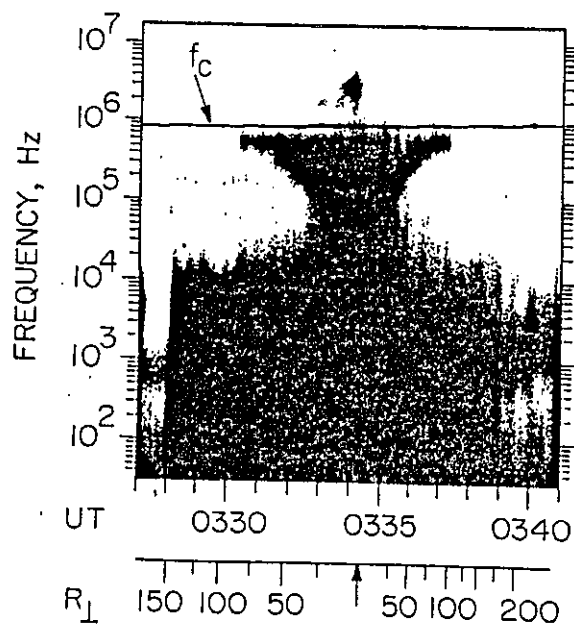


第 2 - 2 4 図 宮岡等によって計算された Hot Plasma 中の分散関係と各種エネルギーをもつ電子ビームとのランダウ型共鳴作用の条件[36]

具体例 ECHOシリーズの実験 EXOS-Bでの実験 CHARGEシリーズの実験などで $\omega_{pe} - \omega_{uh}$ の強い波動が観測されておりビーム放射実験で観測される最も一般的な波動と言える。



第 2 - 2 5 図 CHARGE-1で観測されたビーム放射に伴う $\omega_{pe} \sim \omega_{uh}$ 付近の波動[20]

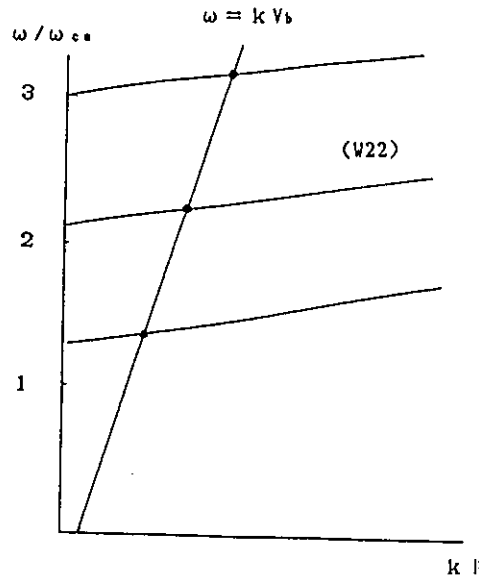


PDP, DAY 213, AUG. 1, 1985

第 2 - 2 6 図 VCAP/SL-2で観測されたfunnel-shaped emission ビーム進行方向のみで観測されたのでランダウ型の相互作用によるものと解釈されている[61]。

(1)-3 電子バーンシュタイン波 ($n\omega_{ce}$ 付近)の励起

共鳴条件は(W22)と(22)式から得られる。サイクロトロンハーモニクスに極めて近いところでは サイクロトロン減衰が大きくなって励起できない。



第2-27図 電子Bernstein波とのラングウ型共鳴相互作用
 $\omega_{pe} \sim \omega_{ce}$ [39]

具体例 ECHOシリーズで観測された $2\omega_{ce}$ 付近の波 (第2-11図) はその強度がサイクロトロンチェレンコフ放射よりはるかに強く 静电不安定性によるものと解釈されている [32]。

(2) 静电イオン波の励起

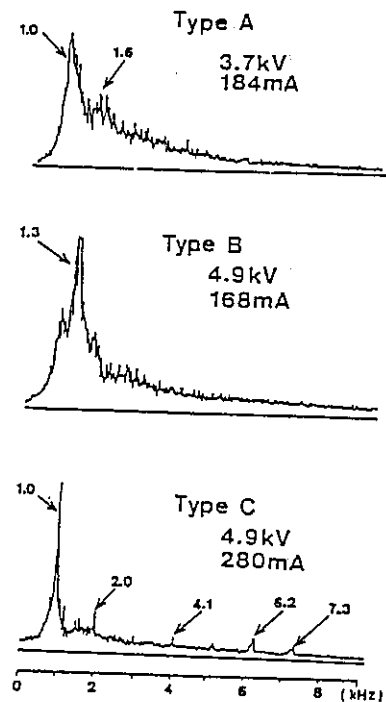
(2)-1 磁場平行伝搬波

(W23)で示されるように 静电イオン波の速度は電子の熱速度よりはるかに小さく 電子熱速度よりはるかに大きい電子ビームと直接チェレンコフ共鳴することはできない。

具体例 通常電子ビームを放射すると KHz帯の低周波が励起されることが非常に多いが そのメカニズムを説明するため イオン音波の変形であるドリフト波が励起されているとする説がある [42,43]。ただしこれ

は電子ビームが直接励起するものではなく 電子ビームによって生成されたプラズマの密度勾配によって励起されるものである[43]。

第2-28図 SEPAC実験で観測された3種類の典型的な低周波波動[62]



(2)-2 磁場垂直伝搬波

EIC のうち磁場にほぼ垂直に伝搬する純イオンバーンシュタイン波 (PIB) は $\omega/k_{\parallel}$ が大きくなりうるので 高エネルギー電子ビーム ($V_b \gg C_e$) とカップルすることができる。(NIBは $V_b < C_e$ のとき励起しうる) 励起周波数はイオンサイクロトロン周波数及びその高調波付近である[37]。SEPAC実験で数十～数百 Hz の領域で検出された振動はEICにもとづく可能性があるとの報告があるが[38] これはビーム電子ではなく帰還電子によって励起されたものと解釈されている。

2-5-4-2-2 サイクロトロン型共鳴相互作用

磁場中においては $\omega_{cb} \gg \omega_{pb}$ の時

$$\text{ABS}(T) = 1 - \omega_{pb}^2 / ((\omega - kV_b)^2 - \omega_{cb}^2) = 0$$

従って

$$\omega = kV_b + \omega_{cb}$$

$$\omega = kV_b - \omega_{cb} \quad (23)$$

この型のビーム内の波動をサイクロトロン波とよび プラズマ中をビームが走る時 これらの波とプラズマ内の波が相互作用する場合をサイクロトロン型共鳴相互作用とよぶ。前者（早いサイクロトロン波）との相互作用は正常ドップラー効果とよばれビームはプラズマ内の波のエネルギーを吸収する。後者（遅いサイクロトロン波）は 負の変動エネルギーを持ちプラズマ内の波にエネルギーを与え成長させ 異常ドップラー効果とよぶ。この型の結合では 横波のみが励起される。

(1) 静電電子波（ ω_{uh} 付近の波）の励起

前節(2)でのべたように この帯域の静電波はサイクロトロン共鳴相互作用によっても励起されうる。特に磁場に大きな角度で伝搬するモードではこの相互作用によるものが卓越する[36]

(2) 電子サイクロトロン波の励起

2-5-2で示したように 電子ビームでは右旋波は共鳴励起できないが ビームが垂直方向に十分なエネルギーを持つ時 励起することができる。

$$(W3) \quad c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \cdot \omega / (\omega - \omega_{ce})$$

$$(23) \quad \omega = kV_b - \omega_{cb}$$

の共鳴条件は $(c/V_b)^2 = \omega^2 / (\omega_{ce} - \omega)^2 \cdot (1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \cdot \omega / (\omega - \omega_{ce}))$

サイクロトロン周波数よりはるかに小さいホイッスラーモードでは (W4)と

(23)より 共鳴条件は

$$(c/V_b)^2 = \omega \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^3$$

電離層パラメーターでは 光速にちかいビームの速度が必要となる。

(3) イオンサイクロトロン波（左旋波）の励起

$$(W7) \quad c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2 = 1 - \omega_{pi}^2 / (\omega_{ci}(\omega - \omega_{ci}))$$

$$(23) \quad \omega = kV_b - \omega_{cb}$$

の共鳴条件は $(c/V_b)^2 = \omega^2 / \omega_{ce}^2 \cdot (1 - \omega_{pi}^2 / (\omega_{ci}(\omega - \omega_{ci})))$

従って 一般に ω_{ci} 付近以外は 光速に近いビーム（相対論的電子ビーム）でしか励起できず ω_{ci} 付近では サイクロトロン減衰しやすい。

(4) アルフベン波の励起

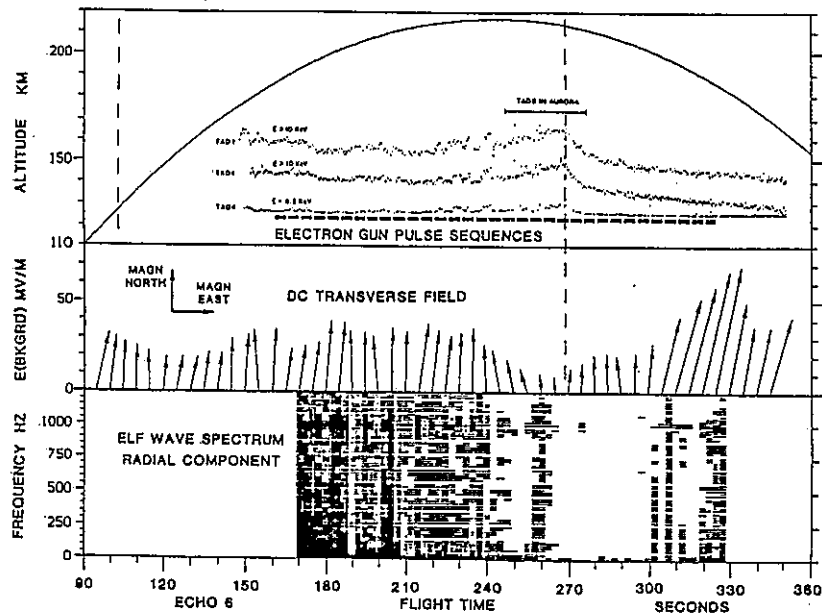
$$(W12) \quad c^2 k^2 / \omega^2 = 1 + c^2 / V_a^2$$

$$(23) \quad \omega = k V_b - \omega_{ce}$$

の共鳴条件は $(c/V_b)^2 = \omega^2 / \omega_{ce}^2 \cdot (1 + c^2 / V_a^2)$

従って 電離層では光速以上の速度が必要で直接励起できない。

具体例 ECHO-6で観測されたELF波動 (DC-1KHz)は アルフベン波 (torsional Alfvén wave)の可能性があるとされているが これは飛しょう体の帯電による周辺プラズマのExBドリフトによって励起されたものと考えられている[41]。



第2-29図 ECHO-6のTADで観測されたELF波動[41]

2-5-5 変調電子ビームからのふく射

電子ビームに変調をかけることにより 効率の良いふく射をおこなうことができる。変調の方式としては 密度変調 ビッチ角変調が考えられる。

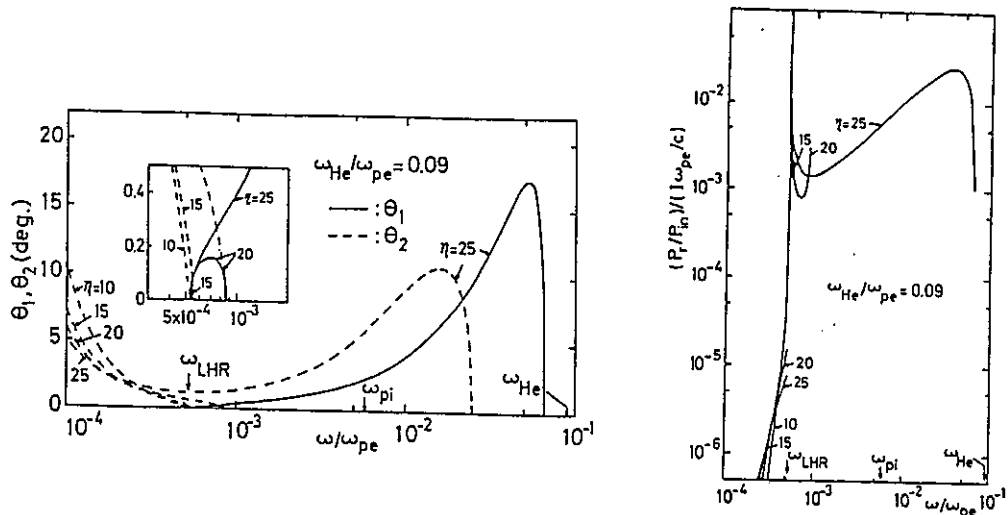
2-5-5-1 密度変調

ビームをcoldプラズマ中のRFアンテナと扱い その放射電力を計算すると次のような結果が得られている[42]。

1 ω_{thr} 以下では1方向へのR波 ω_{thr} 以上では2方向へのR波がふ

く射される。

- 2 ω_{LHR} のときほぼビーム方向へ ふく射される。
- 3 ふく射電力は ω_{LHR} 付近及びそれ以上の所で大きい。

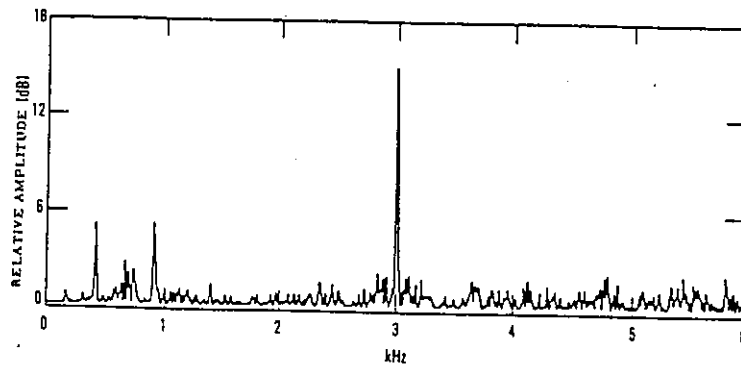


第 2 - 3 0 図 大貫等によって計算されたビームアンテナ
のふく射方向とふく射電力[42]
 $f_{pe}=9\text{MHz}$, $f_{ce}=0.81\text{MHz}$, $\eta = c/V_b$

計算例 5 KV, 300mAのビームに 4KHzの変調をかけて高度250 km
から放射すると
 $P_r/P_{in} \sim 1.4 \times 10^{-7}/m$
従って高度150 Kmまで伝搬する間に 1.4%のエネルギー (10.5W)
の電磁波がビーム方向へふく射される。

具体例 変調電子ビーム実験は EparaB('78),VCAPシリーズ及びCHARGEシ
リーズの実験で行なわれた。

実験	ビームパラメーター	変調周波数	文献
EparaB('78)	4keV 80mA	3 kHz	[60]
CHARGE	1keV 80 mA	250, 62.5, 15.6, 1.95 kHz	[20]



第 2 - 3 1 図 EparaB('78)の子ロケットの波動受信機
で観測された変調ビームによるVLF波動
距離 1.4km, 強度 1mV/m, 周波数 3kHz
[60]

2 - 5 - 5 - 2 ビッチ角回転変調

電子ビームを磁力線に対しあるビッチ角で放射した場合

$$\text{coherent 条件} \quad \lambda(\theta) = V_{ph}/f_{ce} = V_{||}/f_{ce} \cdot \cos \theta \quad (24)$$

$$\text{Doppler shift} \quad f(\theta) = f_{ce} \cdot V_{ph}/(V_{ph} + V_{||} \cos \theta) \quad (25)$$

(24)(25)から $f(\theta) = 0$

従って coherent emission は励起されない。

ビッチ角を一定に保ちビームの放射方向をラーモア運動と同じ方向に回転変調(fr)した場合 (24)は

$$\lambda(\theta) = V_{ph}/(f_{ce} - f_r) = V_{||}/(f_{ce} - f_r) \cdot \cos \theta \quad (26)$$

(25)(26)から

$$f(\theta) = f_r = f_{ce} \cdot V_{ph}/(V_{ph} + V_{||} \cos \theta)$$

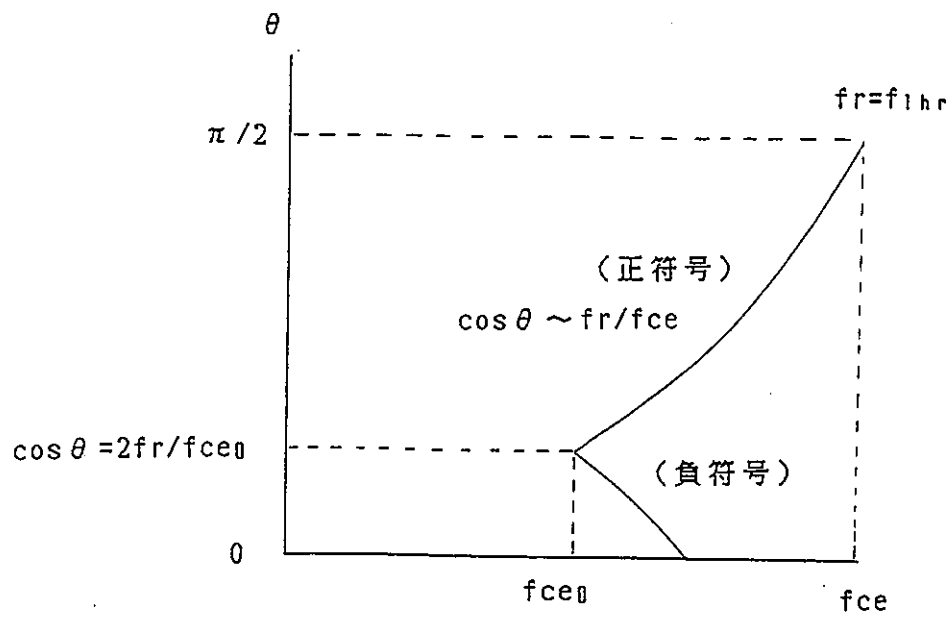
右旋波の近似式

$$n^2 = f_{pe}^2/f \cdot 1/(f_{ce} \cos \theta - 1) \quad (27)$$

を用いれば

$$\cos \theta = c^2(f_{ce} - f_r)^2 / (2fV_{||}^2 f_{pe}^2) \cdot (f_{ce} + \sqrt{f_{ce}^2 - 4f^2 V_{||}^2 f_{pe}^2 / c^2 (f_{ce} - f_r)^2})^{0.5} \quad (28)$$

coherentなエミッションが存在するためには (28)の右辺の絶対値が 1 より小さくかつルートの中身が正である必要がある。



第 2 - 3 2 図 式(28)の解の概略

計算例 Dowden等によれば 1keV 1Aの電子ビームをビッチ角45度で放射した時 $n_p = 1.3 \times 10^4 / \text{cc}$, $f_{ce} = 1.23 \text{ MHz}$ で数十ワットの放射が期待される。

2-6 電子ビームによる帯電現象

飛しょう体から電子ビームを放射すると 飛しょう体は負電荷を失い正電位に帯電する。飛しょう体が帯電した場合 実効的に宇宙空間へ放射される電子ビームの電力は定常状態で

$$P_{eff} = I_b \cdot (E_b - V_f) \quad (1)$$

P_{eff} : 宇宙空間への実効放射電力

I_b : ビーム電流

E_b : ビーム電圧

V_f : 帯電電圧

$I_b \cdot V_f$ の電力は飛しょう体表面で熱として失われる。従って宇宙空間における電子ビーム放射実験では できるだけ帯電を防ぐことが要求される。

2-6-1 真空中における帯電

静電容量 C の孤立体から I_b の電子ビームを放射した時 その帯電電圧は

$$dV_f/dt = I_b/C \quad (2)$$

I_b : ビーム電流 (A)

V_f : 帯電電圧 (V)

C : 静電容量 (F)

で変化する。

$V_f = E_b$ の時 孤立体は完全帯電して 放射された電子は全て孤立体にもどり帯電はこれ以上大きくなる。この状態になる時間を完全帯電時間とよび

$$t_f = E_b C / I_b \quad (3)$$

t_f : 完全帯電時間 (sec)

E_b : ビームエネルギー (V)

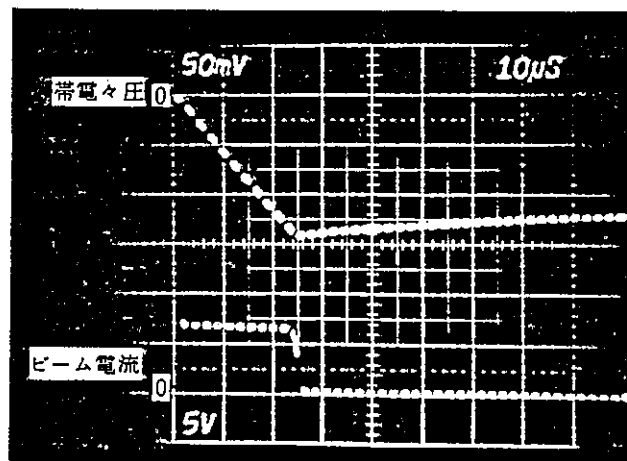
で表される。

計算例

飛しょう体の形状を球で近似し($C=4\pi\epsilon_0 r$)周辺プラズマの影響が無視できる場合 $E_b=1\text{kV}$ $I_b=0.11\text{A}$ の場合の完全帯電時間は

飛しょう体の半径	無限遠にたいする容量	dV_f/dt	t_f
0.1 m	11 pF	10^{10} V/sec	0.1 μ sec
1 m	110 pF	10^9	1
10 m	1.1 nF	10^8	10
100 m	11 nF	10^7	100

具体例 実験室実験では電子銃をフローティングモード（電子銃アースをチェンバーグラウンドからうかすモード）で動作させた時 電子銃とチェンバーとの静電容量をビーム電流で定電流充電することになる。



第2-33図 宇宙研大型チェンバーでの実験例 帯電電圧は時間とともにリニアに増加し 静電容量を定電流で充電した特性を示している[43]。

upper trace: 帯電電圧 (50V/div.)

lower trace: ビーム電流 (2.5 μ A/div)

2-6-2 プラズマ中での帯電

プラズマから飛しょう体に供給される電子電流とビーム電流との釣り合いにより 定常状態での帯電電圧がきまる。

$$I_b = I_c(V_f) \quad (4)$$

I_c : 帯電電圧が $+V_f$ の時のプラズマからの電子電流

I_c の関数形については いくつかのモデルが提案されている。

2-6-2-1 シース領域で磁場の効果が無視できる場合 (Beard & Johnson
のモデル[44])

同心球電極の空間電荷制限電流は

$$V_f = 1.17 \times 10^3 \cdot I_c^{2/3} (r/r_0) \quad (5)$$

V_f : 電極電圧 (V)

I_c : 電極電流 (A)

r : 外部電極半径 (陰極) (m)

r_0 : 内部電極半径 (陽極) (m)

$r \gg r_0$

半径 r の球面で集められる宇宙空間プラズマ電子電流は

$$I_c = 2\pi r^2 j_0 \quad (6)$$

j_0 : 電子電流密度 (A/m²)

$$(5) (6) \text{より} \quad V_f = 467 \cdot I_c^{7/6} / (r_0 j_0^{1/2}) \quad (7)$$

の関係が得られる。

従って帯電電圧は 上式で $I_b = I_c$ とおけば求められる。

飛しょう体表面であつめうる電子電流を I_0 とすれば 一般に I_b/I_0 を電流増幅率とよび 飛しょう体を半径 r_0 の球としたとき

$$I_b/I_0 = (r/r_0)^2$$

r : 帯電時のシースの半径

の関係がある。電流増幅率 (I_b/I_0) をもちいれば (7) 式は

$$V_f = 3984 \cdot r_0^{4/3} \cdot j_0^{2/3} \cdot (I_b/I_0)^{7/6} \quad (8)$$

計算例 飛しょう体の半径 1m

プラズマ密度	電子電流密度	電流	電流増幅率	飛しょう体電位
$10^4/\text{cc}$	0.08 mA/m ²	10 mA	20	240 V
		100 mA	200	3560 V
$10^5/\text{cc}$	0.8 mA/m ²	100 mA	20	1120 V
		1 A	200	16500 V
$10^6/\text{cc}$	8 mA/m ²	100 mA	2	360 V
		1 A	20	5200 V

具体例

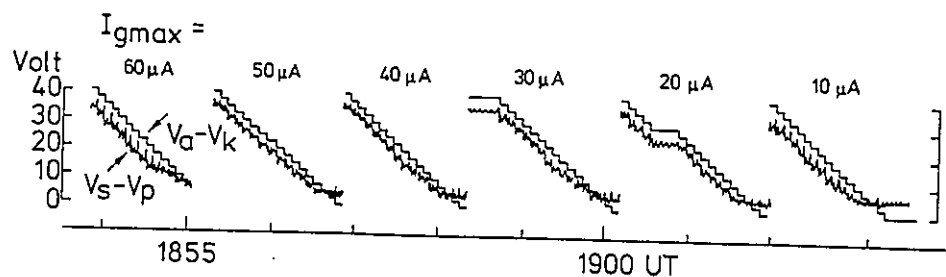
ISEE-1衛星実験

1/ccのプラズマ中で $10\mu\text{A}$ の電子ビーム放射を行なった。

$r_0=1\text{m}$ として $I_b/I_0=800$ $V_f=15\text{V}$

観測によればこの時ほぼ完全帯電(40V)した。

この時のシースの大きさは14m 程度と計算される[45]。



第 2 - 3 4 図 ISEE-1での帯電実験

V_a-V_k : ビーム電圧

V_s-V_p : 36m離れたプローブと衛星との電位差

(V_a-V_k)と(V_s-V_p)の差はSpace Potentialと floating potentialの差から説明される[45]。

2 - 6 - 2 - 2 磁化プラズマ中の場合 (Parker & Murphy のモデル[46])

磁場中の電子の軌道理論から求められる半径 r_0 電圧 V_f の球への電子電流の最大値は

$$(I_c/I_0) = 1 + (4V_f/\phi_0)^{1/2} \quad (9)$$

$$\phi_0 = r_0^2 e B^2 / (2m)$$

$$= 8.79 \times 10^{10} \cdot r_0^2 B^2$$

B : 磁場強度 (Wb/m^2)

従って $I_c=I_b$ とおくことにより ビーム放射中の帯電電圧を求めることができる:

$$\begin{aligned} V_f &= \phi_0 / 4 \cdot (I_b/I_0 - 1)^2 \\ &= 2.2 \times 10^{10} \cdot r_0^2 B^2 (I_b/I_0 - 1)^2 \end{aligned} \quad (10)$$

計算例 飛しょう体の半径 1 m 磁場強度 0.45 Gauss

プラズマ密度	電子電流密度	電流	電流増幅率	飛しょう体電位
$10^4/\text{cc}$	0.08 mA/m^2	10 mA	20	16.1 kV
		100 mA	200	1760 kV
$10^5/\text{cc}$	0.8 mA/m^2	100 mA	20	16.1 kV
		1 A	200	1760 kV
$10^6/\text{cc}$	8 mA/m^2	100 mA	2	45 V
		1 A	20	16.1 kV

2-6-3 帯電の自己緩和

2-6-3-1 ビームによる衝突電離による緩和

2-3で示したように中性ガスの存在する電離層域での電子ビーム放射実験では必ずビームによる電離が発生し 帯電が緩和される。

磁場に垂直に進行する飛しょう体から磁場に平行に長方形断面を持つ電子ビームを放射した時 ビーム内で発生するプラズマ密度は

$$n_{pb} = I_b n_n \sigma / eab \cdot (a/v_r) \quad (11)$$

n_{pb} : プラズマ密度 ($/\text{m}^3$)

n_n : 中性ガス密度 ($/\text{m}^3$)

σ : 電離断面積 (m^2)

a : ビームのロケット進行方向側の長さ (m)

b : ビームのロケット進行垂直方向側の長さ (m)

v_r : ロケット速度 (m/sec)

飛しょう体を半径 R の球とし 生成されたプラズマの半分が飛しょう体側にもどると考えれば 飛しょう体への電子電流は

$$I_{pb} = 1/2 \cdot n_{pb} v_e R b \quad (12)$$

$$= 1/2 \cdot I_b R n_n \sigma (v_e/v_r)$$

I_{pb} : 生成されたプラズマからの電子電流 (A)

v_e : 電子の熱速度 (m/sec)

従って $n_n > 2/R\sigma \cdot (v_r/v_e)$ のとき ビーム放射による帯電は ビーム電流およびエネルギーによらず ビームが衝突電離で生成するプラズマにより 完全に中和される。また $n_n > 4\pi R j_0 / \sigma \cdot (v_r/v_e)$ (j_0 : 宇宙空間プラズマの電子電流密度) のとき 帯電緩和は背景プラズマによるよりも 電離プラズマによる影響が

大きい。飛しょう体の速度 (v_r) が 0 の時 (現実にはありえないが) 宇宙空間では 中性ガスが存在する限り どんな電子ビームを放射しても定常的にはかならず帯電中和されることに注意する必要がある。これは実験室実験と異なりビームバスが極めて大きいからである。

計算例 下部電離層で 1 km/sec で飛しょうする半径 1 m の球からビームを放射する場合

$$n_n > 3.3 \times 10^{17} / \text{m}^3$$

$$\sigma = 10^{-20} (\text{m}^2) \quad (E_b = 1000 \text{ eV}, \text{N}_2)$$

即ち高度 125 km 以下程度で電子ビームを放射した時は帯電が発生しない。

またプラズマ密度が $10^{11} / \text{m}^3$ のとき

$$n_n > 1.7 \times 10^{15} / \text{m}^3$$

即ち高度 190 km 以下程度では 電離層プラズマの影響よりビームによる電離プラズマの影響のほうが大きい。

2-6-3-2 ビームプラズマ放電による緩和

宇宙空間における電子ビーム放射実験が開始される以前には 2-6-2 で示したような プラズマ中の single probe の理論により 通常の大きさのロケット (導電表面積数 m^2) では 強い帯電を生じることなく放出できるビームの量は 高々数 mA - 数十 mA であると考えられていた。実際 HESS や初期の ECHO シリーズの実験では 2-6-4-1 で述べるように 飛しょう体の導電表面積を大きくするため大きな傘状のコンダクターを展開して実験が行なわれた。ところがこれらの実験の結果逆に電離層での実験ではこのような大きなコンダクターをひろげなくても 強い帯電は発生しないことが分かった。帯電の強さは single probe 理論で予測されるものよりもはるかに小さかったのである。この理由はビーム放射時に飛しょう体周辺で異常に大量のプラズマが生成されるためであった。2-3-5 で示したように 1975-1980 年に行なわれた Bernstein らの大型スペースチェンバー実験により このプラズマ発生の機構としてビームプラズマ放電が提案され 1980 年代になってからはこの考えがほぼ定着した。但し現在迄のところ BPD の発生による帯電緩和の定量的評価は 理論的にも実験的にもなされていない。

エネルギー輸送の観点から考察すれば ビームのエネルギーを E_b 周辺ガスの電離ポテンシャルを ϕ としたとき 放電によるプラズマが飛しょう体の帯電を中和するためには 最低 ϕ/E_b の効率でビームから波動 波動から粒子へのエネルギー輸送が行なわれる必要がある。この効率はビーム電流によらない。例えばビームエネルギーが1KeV 電離ポテンシャルが15.5eV(N_2)のときには 必要な効率は 1.55%以上となる。これはビームから波動 波動から粒子へのエネルギー効率がそれぞれ12.4%以上必要なことを意味しており 極めて高い波動粒子間のエネルギー輸送の効率を必要とすることになる。

2-6-3-3 回転電離による緩和

電子ビームを放射すると 飛しょう体は正電位に帯電し周辺の電子を加速吸収する。電位が周辺ガスの電離ポテンシャルをこえると 加速電子による電離が発生する。特に強い電場により電離が鼠数式に増殖する場合放電状態となり大量のプラズマが発生し 飛しょう体の電位は大幅に緩和される。このための必要条件は

$$V_f \gg \phi \text{ (電離ポテンシャル)} \quad (13)$$

$$\sigma \int n(r) dr > 1 \quad (14)$$

で与えられる。電子がシース周辺から加速されて 直線運動で飛しょう体表面に到達する場合には 宇宙空間では一般に(14)の条件は満足されない。例えば高度150kmでの電離の平均自由行程は2.9kmでありこのような大きなシースはキロボルトオーダーの帯電では形成されない。しかし 磁場の存在を考慮すると電子はポテンシャルにより飛しょう体周辺に捕捉され $E \times B$ ドリフトで飛しょう体周辺で回転運動する。回転電子は衝突により次第に内側の軌道に移りその過程で電離するのに十分な電場のエネルギーを得て電離をひきおこす。新たにつくられた電子もまた同様なプロセスで電離を引き起こし最終的には放電状態が形成される (rotation electrons discharge model)。これは古くから Penning Ionizationとして知られている。

実験室実験によれば 放電が発生した時のプローブ電流と放電が発生しない時のプローブ電流との比で定義される電流増幅率 (Gain) に対し

$$\text{Gain} \sim n_n \cdot 2(\beta v_p / \phi) \quad (15)$$

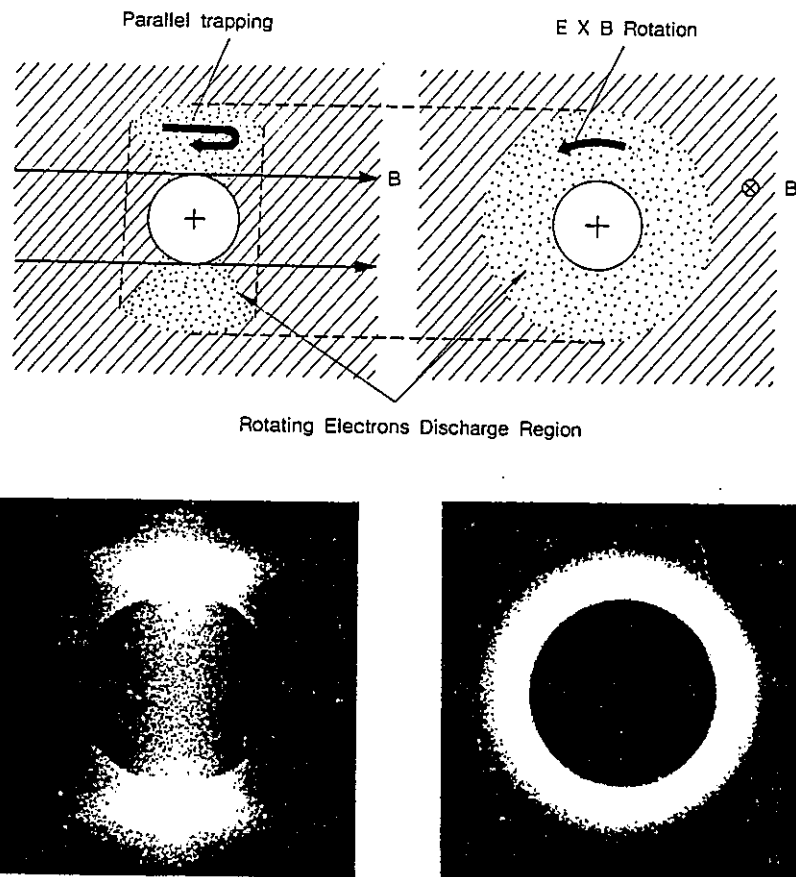
n_n : 中性ガス密度

β : 定数 (0.1-0.17)

V_p : プローブ電圧

ϕ : ガスの電離ポテンシャル

の関係式が経験的に得られている[47]。



第 2 - 3 5 図 回転電離の原理と実験室実験での観測例[47]

2 - 6 - 4 帯電中和法

電子ビームによる帯電を積極的に緩和する方法として 電子コレクターの展開 イオンビームの同時放射 プラズマの同時放射 中性ガスのビーム軌道への放射の 4 つの方法が考えられる。いずれの方法も本質的には飛しょう体の導電表面積を大きくして 電離層プラズマからの電子電流とビーム電流とを釣り合わせ

ようとするものである。

2-6-4-1 電子コレクターの展開

磁場に直角方向に 半径 r_c の導電コレクターを広げたとき 完全中和の条件は

$$2\pi r_c 2j_0 = I_b \quad (16)$$

j_0 : 宇宙空間電子電流密度

r_c : コレクター半径

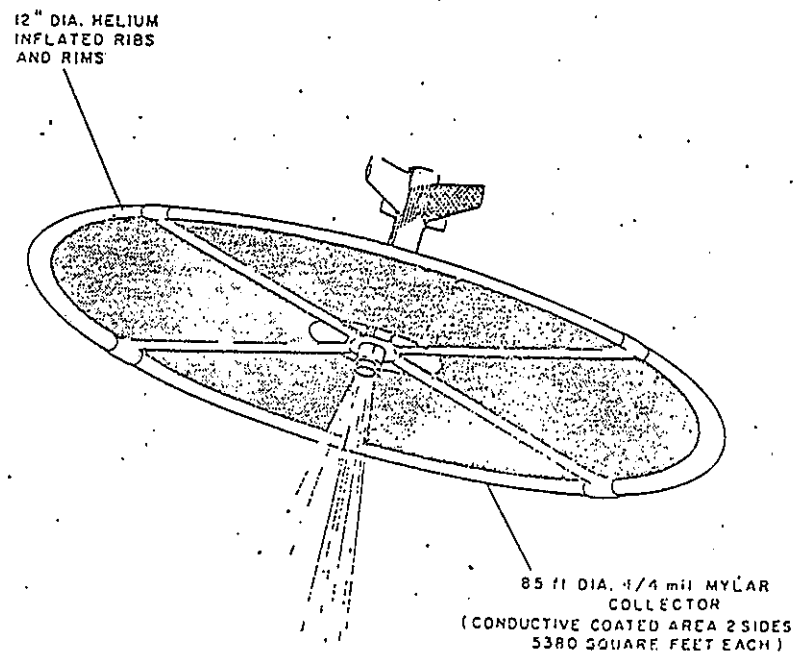
計算例

プラズマ密度 $10^5/\text{cc}$ の電離層で半径 10 m のコレクターを
磁場に直交方向に展開した時 帯電することなく放射できる
ビーム電流量は 最大 0.5 A である。

具体例

HESS 1 アルミナイズドマイラー 直径 26 m [48]

ECHO 1 アルミナイズドマイラー 直径 8.4 m [49]



第2-36図 HESSの実験で使用された導電性のディスク[48]

2-6-4-2 イオンビーム放射

イオン銃を用いて 飛しょう体の正電荷を解放することにより 帯電を中和しようとする方法である。

飛しょう体を完全中和するためには

$$I_i = I_b \quad (17)$$

I_i : イオン電流

を満足するイオン電流を放射する必要がある。放射されたイオンは自己電場により広がり電離層電子により中和される。この時

$$2\pi r_i^2 j_0 = I_i \quad (18)$$

j_0 : 宇宙空間電子電流密度

r_i : 磁場に垂直方向のイオンの広がり

が成立する。

計算例

100 mA の電子ビーム放射による帯電を中和するには
100 mA のイオンビームを放射する必要がある この時イオンビームは 電離層プラズマ密度が $10^5/\text{cc}$ の場合 $r_i=4.5$ mまでひろがる。

具体例

SCATHA衛星実験では 1kV 1mAのイオンビーム放射中に 100V 1mA の電子ビームを放射して 衛星帯電が中和されたことが報告されている[63]。

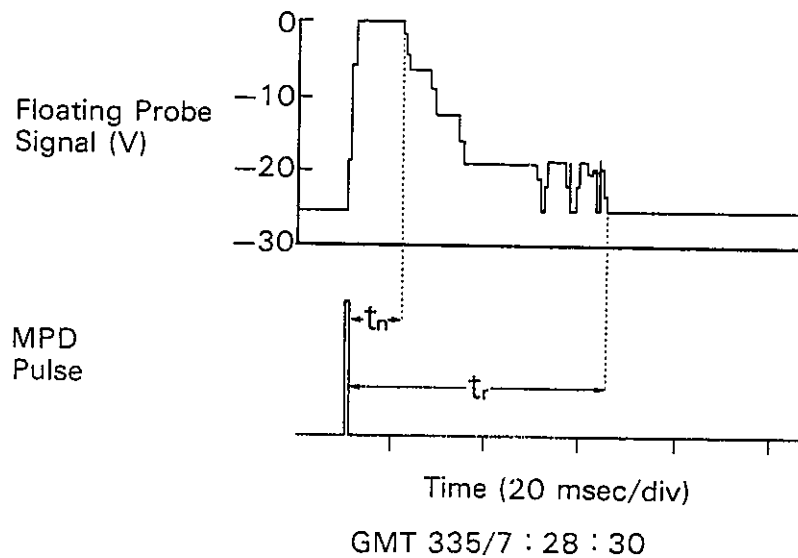
2-6-4-3 プラズマ放射

放射されたプラズマ中の電子が飛しょう体にとりこまれて飛しょう体は中和され 残ったイオンは電離層電子により中和される。従って本質的には上記のイオンビーム放射と全く同じであり $I_i = eI_p$ (I_p : プラズマ流量) とおけば前節と同じ式が成立する。

具体例

プラズマ放射による帯電中和の試みは ECHO-1及びSEPAC実験でおこなわれた。ECHO-1では $I_i=200$ mA相当のアルゴンプラズマソースが使用されたが はっきりとした中和効果は観測されなかつ

た[49]。SEPAC実験では300 mAの電子ビーム放射に対し $I_p=10^{22}$ particles/sec のプラズマ放射 ($I_i=1.6$ kA に対応) で 完全な帯電中和が行なわれたことが観測された[50]。



第2-37図 SEPAC実験でのプラズマによる帯電中和実験
電子ビーム放射中のオービターの帯電は プラズマ放射と同時に完全に中和されたことが フローティングプローブのデータからわかる[50]。

2-6-4-4 中性ガス放射

2-6-3-1でのべた中性ガスとの衝突電離による帯電中和を能動的に行なおうとするものである。この場合中性ガスは飛しょう体とともに動くので 飛しょう体の速度の影響はないが スケールが有限となる。発生したプラズマの半分が飛しょう体側に戻ってくるとすれば

$$I_e = 1/2 \cdot \text{INT}[n_n(L) \sigma I_b] dL \quad (19)$$

n_n : 中性ガス密度

σ : 電離断面積

I_b : ビーム電流

完全に中和するためには $I_b = I_e$

$$\text{従って} \quad \text{INT}[n_n(L)\sigma]dL=2 \quad (20)$$

が完全中和条件となる。但しこのモデルでは二次的衝突の効果は無視している。

3 電子ビーム発生装置

3-1 電子銃

3-1-1 カソード形式とカソード材料

カソードは白熱フィラメントをそのまま電子エミッターとして使う直熱方式と低仕事関数材（オキサイドやバリウム）をヒーターで加熱して電子エミッターとして使う傍熱方式がある。ロケット実験では HESS のグループ以外は直熱式を採用している。衛星実験では EXOS-B 以外は傍熱式を採用している。

3-1-2 電極構造

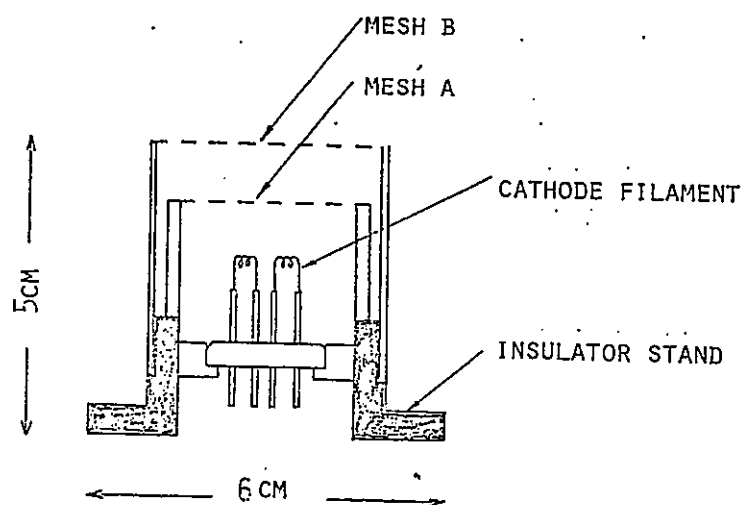
一般に直熱式の場合、カソードとアノードの2電極タイプ（ダイオードタイプ）が多くの場合使用されている。この場合ビーム電流の制御はカソード温度（フィラメント電流）でおこなうので、電流制御の時間応答性は悪い。傍熱式の場合3電極タイプ（トリオードタイプ）が多くの場合採用されている。この場合中間電極電位制御によって時間応答性のよいビーム電流の制御が可能である。

ビームの収束性を良くするため、ビース型の電極構造をとる場合が多い。この型ではカソード電極と加速電極とを同心曲面（その中心を加速電極の外におく）にして、静電的にビームを収束させる。ビームを収束させるための電極をウェネルト電極とよぶ。ビームの収束性を良くするため電子銃の出口で磁場コイルを用いることも行なわれている（磁気収束）。

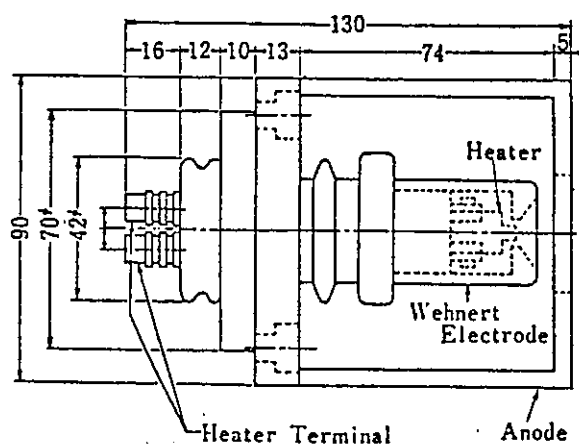
具体例 これまで主な実験で使用された電子銃の型式は次のとおりである。

実験名	カソード形式	カソード材料	電極構造	その他	文献
ECHO	直熱式	タンタル	2電極ビース型	磁気偏向 (ECHO4, 5, 6)	[2]
VCAP, CHARGE	直熱式	タングステン	2電極	磁気収束	[51]

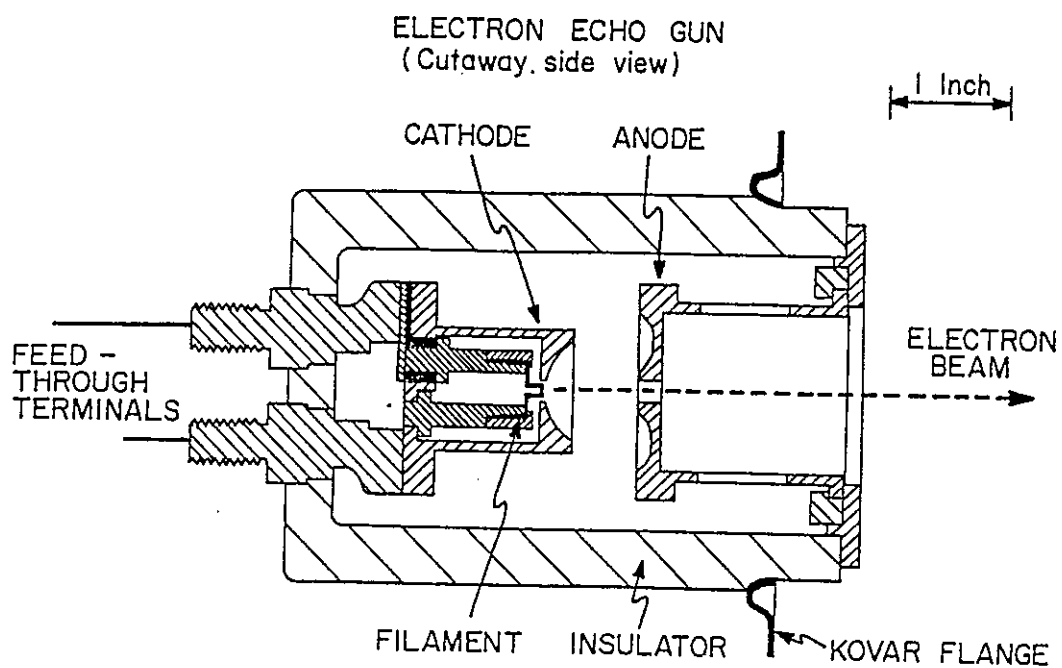
SEPAC	傍熱式	バリウム	3 電極ウェネルト型	磁気収束 偏向	[4]
PRECEDE	直熱式	タングステン			[3]
HESS	傍熱式	オキサイド	3 電極	封じきり	[24]
ISEE-1	傍熱式	バリウム	3 電極		[45]
K-9M-57,58	直熱式	タングステン	2 電極	蒸着用	[52]
EXOS-B	直熱式	タングステン	2 電極	市販豆球	[53]



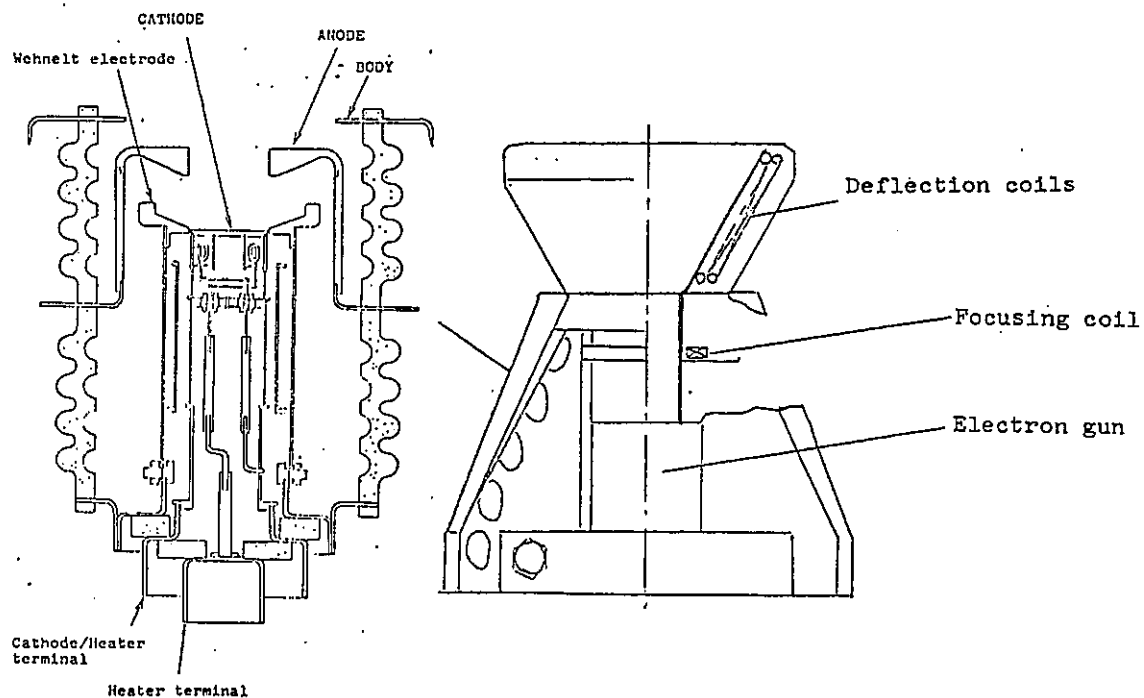
第 3 - 1 図 R P C シリーズで使用された電子銃[52]



第 3 - 2 図 C B E シリーズで使用された電子銃[52]



第 3 - 3 図 ECHOシリーズで使われた電子銃[2]



第 3 - 4 図 SEPAC実験で使用された電子銃およびシステム
[4]

3-2 電子銃電源

3-2-1 加速電源（高圧電源）

高電圧を発生させる方法として DC-DC コンバーターが使用される。電力効率を上げるには一次電源（電池）の電圧をできるだけあげる（電池を直列にスタックする）のが望ましいが あげすぎると危険なため取扱がやっかいになる。

具体例

実験名	一次電源	高圧電源	文献
ECHO	鉛銀電池 75,150 V	25,37 KV,80mA	[2]
SEPAC	NiCd 500V 4AH	7.5kV 1.6A	[4]
K-9M-57,58	NiCd 28V 7AH	6 KV, 50 mA	[52]

3-2-2 カソード電源

大量の電流を必要とするが 出力は DC である必要はないので DC-ACコンバーターが使用される。但し負の高電圧が印加されるので高耐圧が必要である。出力制御には switching regulator 方式がとられる場合が多い。

具体例

実験名	カソード電源規格	文献
ECHO	45 W 50KV耐圧	[2]
SEPAC	160 W 10V, 10KV耐圧	[4]
EXOS-B	1 W 3.4V 16 kHz	[53]
K-9M-57,58	156 W, 6V バッテリーへ直結 (7AH)	[52]

3-3 主要な Failure Mode とその対策

3-3-1 高電圧放電

一般に宇宙用機器では高電圧部分はボッティングしたり大気圧封じするのが原則であるが 電子ビーム発生装置では 電子銃部で高電圧を外部に露出させる必要がある。しかもこの部分では熱電子が存在するので本質的に放電しやすい状態になっている。電子銃部分のアノード-カソード間で放電が発生すると 高圧電源 カソード電源の破損 モニター系を通じての低圧回路の破損 誤動作を招き致命的な事態に陥る可能性がある。電子ビーム放射実験では 電子銃部分での放電は当然起きるものとしてその対策をとっておく必要がある。その対策としては

- 1 高圧電源は短絡モードでも破損せず 放電終了後自己復帰できるよう設計する
- 2 放電電流はカソードフィラメントをとうして流れるので フィラメントの規格電流よりやや低いところで使用する必要がある。
- 3 放電は強いパルスノイズを発生するので 高圧系と低圧系との制御インターフェイスは光で行ない モニター系についてもサージアブソーバーなどで低圧系を保護する必要がある。
- 4 電子銃部分での放電を発生しにくくするため アノード/カソード間の距離は極端に接近させず 電極も鋭いエッジのない構造とし 飛しょう前には電極部分に異物のないことを確認し汚れをとる。
- 5 電子銃動作は 基本的には高度150 km以上から開始するのが望ましい。

具体例 K-9M-69号機の実験では 電子銃部分の放電により高圧電源が故障し 正規の電子ビームは最初の数十秒しか放射できなかった。CHARGE-1でも同種のトラブルが発生し 大量の一次電源電流が流れて集中電源と電子銃システムの間のヒューズがとんだため 電子ビームの放射は数十秒で終わった。

3-3-2 1次電源リーク

電子ビーム放射実験では大量の電力を使用するので 一次電源（バッテリー）の容量は非常に大きいものとなる。3-2-1で述べたように システムの効率は一次電源電圧が大きいほど高くとれるので 一般に一次電源は比較的高電圧の大容量電源となる。このためわずかな電流リークでも致命的な事故を引き起こすことがある。その対策としては 個々の電池端子とケースとの間の絶縁を高圧電源と同じ程度の規格で高くとることが必要である。

具体例 ECHO-5では打ち上げ直前一次電源が火をふく事故があり[2] SEPAC実験でも真空試験準備中に500Vの一次電源の一部が燃える事故があった。これらはいずれも バッテリー端子と筐体との間の絶縁不良にその原因があったとされている。

3-3-3 フィラメント折損

電子銃システムで機械的に最も弱い部分は カソードフィラメントの部分であり 打ち上げ時の振動衝撃で破損しやすい。対策としては

- 1 フライト時には新しいフィラメント（一回でも定格電流付近で使ったフィラメントは硬度が高くなり弱くなる）を使用すること
- 2 規格上余裕のあるフィラメント（太いフィラメント）を使用すること
- 3 複数のフィラメントを並列に使用すること

が望ましい。

具体例 L-3H-9号機では 飛しょう後 電子銃ヒーター（径0.8 mm 定格 6V 26A）に通電できずビーム放射ができなかった。有力な原因の一つにフィラメント折損があげられている[54]。

4 電子ビーム放射実験の方法

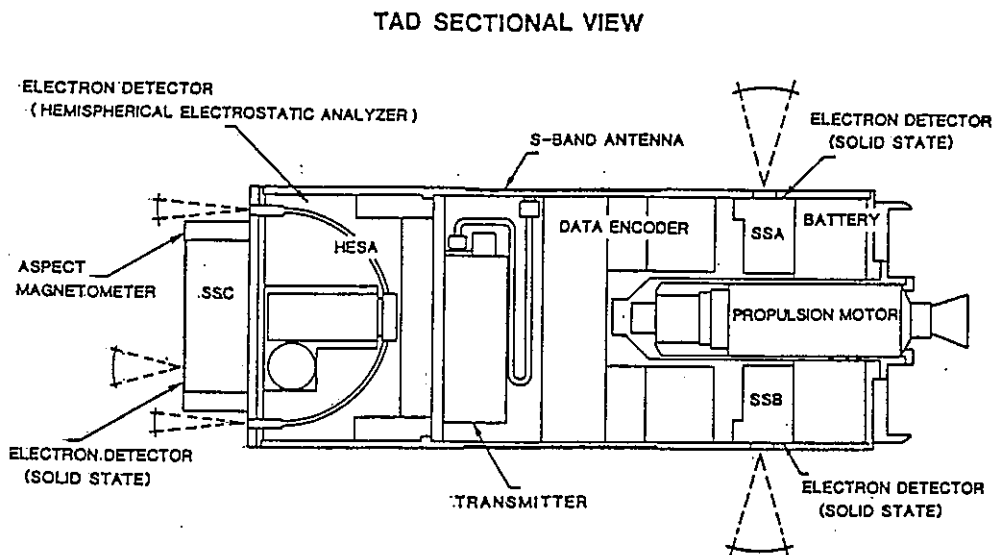
宇宙空間で電子ビームを放射すると 飛しょう体周辺は ビームプラズマ相互作用の励起 飛しょう体の帯電にもとづく静電場の誘起 帰還電子群の存在により極めて強い擾乱をうけると考えられている。この領域のスケールはキロワットオーダーの電子ビームを電離層で放射した場合 数十mを優にこえるとされている[6]。従ってビーム放射に伴うプラズマ諸現象を理解するためには このような擾乱の中にある同乗計測器のみによる観測では不十分で 擾乱の外からの観測も必要である。電子ビームを放射する飛しょう体から離れた場所からの観測を行なうため ロケット実験では小型計測機器パッケージを放り出す方法 (Throw Away Detector; TAD)や飛しょう体を親子分離して実験する方法がとられる場合が多い。衛星実験の場合は計測器パッケージをブームで本体から数十m離す方法がとられているものがある。

4-1 Throw Away Detector (TAD) 方式

小型の計測器パッケージを飛しょう体から放り出して周辺のプラズマ擾乱を計測するもので 計測データはロケットをとうして地上に送られる。この方法の利点は複数のTADを使うことにより 多元的なひろい領域にわたる計測が可能なことである。TADにはロケットへの小型送信テレメータと波動受信機 電場計測器 プラズマ計測器が搭載される例が多い。

具体例

実験	TAD数	計測器	大きさ	文献
ECHO-6	4	固体電子検出器(3)	3.9cm ϕ 18cm	[55]
		静電電子エネルギー	推進器付き	
		分析器		
K-9M-58	2	HF, VLF受信機	7cm ϕ 12cm	[56]
SCEX		静電電子アナライザー		[64]



第4-1図 ECHOシリーズで用いられたTAD[55]

4-2 親子ロケット方式

ロケットを打ち上げ後2つに分離し 片方のパイロードからビームを放射し計測を行なうとともに もう一方のパイロードでも本格的な計測を行なうもので両パイロードとも地上へのテレメトリーをもつ。この場合両パイロードを導電性のワイヤーで結んだ方式が 次節で述べるテザーロケット方式である。

具体例

実験	メインパイロード	サブパイロード	分離速度	文献
POLAR-5	粒子計測器	電子銃	0.34m/s	[57]
	波動受信機	フォトメーター		
	他			
ELECTRON-2	粒子計測器	電子銃	0.4m/s	[58]
	キャパシタンスプローブ			
	他			
ECHO-6	電子銃	波動プローブ		[41]
	他	ラングミュアプローブ		
		イオンエネルギー分析器		

EparaB('79)

電子銃

波動受信機

1.62m/s [59]

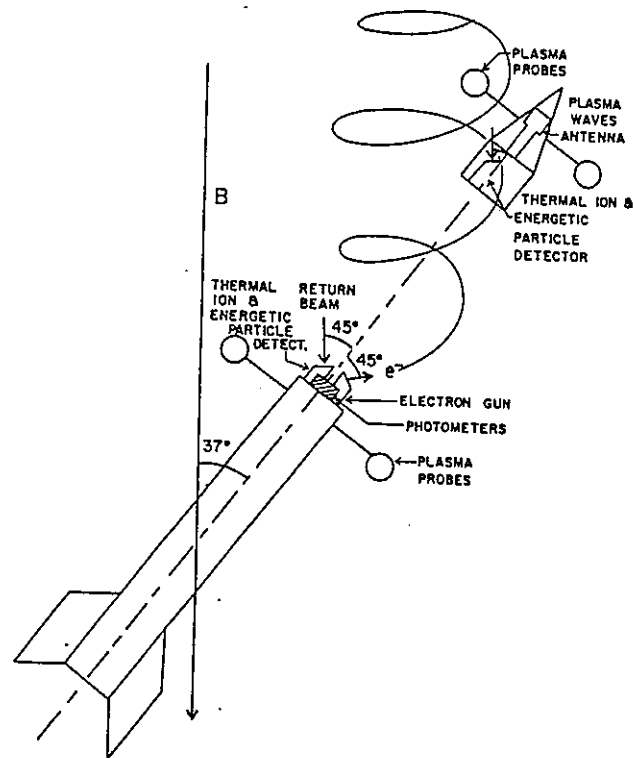
フォトメーター

粒子検出器

粒子検出器

プラズマプローブ

プラズマプローブ



第4-2図 EparaB('79)の親子ロケット方式の実験例[59]

4-3 テザー親子ロケット方式

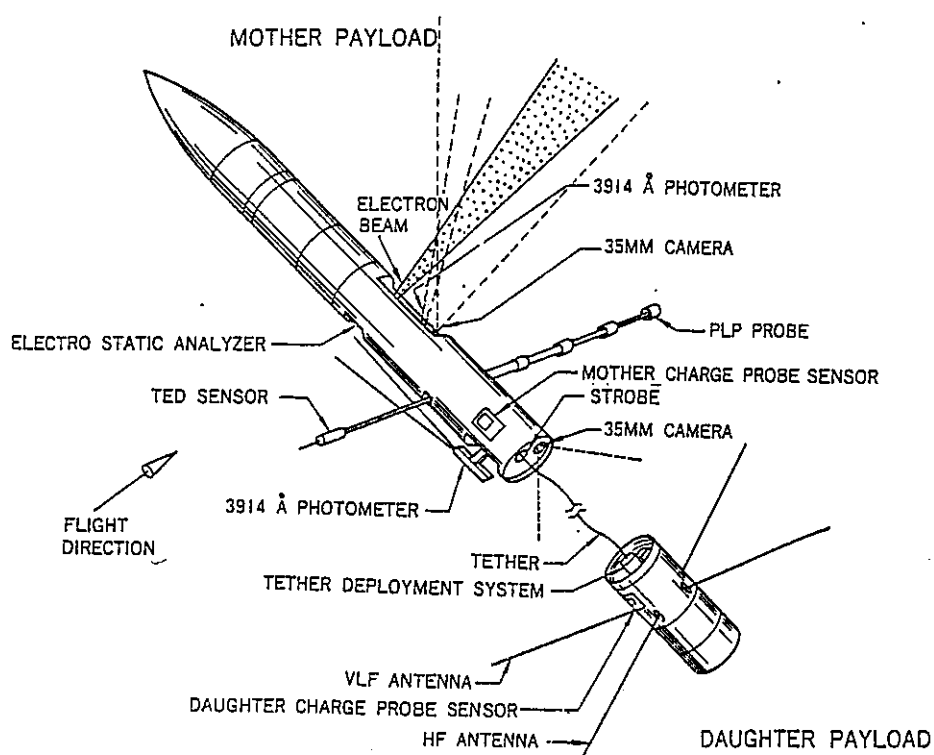
ロケットを打ち上げ後 導電性のワイヤーをつけたまま親子分離する方式で日米共同テザーロケット実験(TPE, CHARGEシリーズ)とノルウェーのNDRE (Norwegian Defence Research Establishment)の実験が採用している。この方式の実験は電子ビーム放射実験だけでなく 電子ビーム放射によりテザーワイヤーを流れる電流により波動を励起するという新しいタイプの能動実験を行なうことを目的としている。親ロケットから電子ビームを放射する場合 擾乱領域の外を飛ばしようとする子ロケットを基準として 親ロケットの帯電電圧を 擾乱の影響を受けることなく計測することができる。電子ビームを放射している飛ばしよう体の

宇宙空間に対する絶対電位を正確に測定するにはこのような方法が最も適しているとされている。

具体例

日米共同テザーロケット実験

実験	テザー長さ	ビームパラメーター	文献
K-9M-69	38 m	分離後ビーム放射失敗	[20]
S-520-2	80	同上	[20]
CHARGE-1	418	同上	[20]
CHARGE-2	426	1 KeV 80 mA	[5]



第4-3図 CHARGE-2 実験(1985)の配位[5]

5 電子ビーム放射実験の物理計測手段

電子ビーム放射実験で使用される物理計測手段は一般の宇宙観測の手段と基本的には同じであるが、飛しょう体の電位が大きく変動すること及び自然現象を観測する場合に比べて一般に信号の強度がはるかに大きいという特殊性がある。

5-1 帯電計測

電子ビームを飛しょう体から放射すると、飛しょう体は多かれ少なかれ必ず正電位に帯電する。飛しょう体の帯電電圧が V_f のとき、実効的に宇宙空間に放射されるビームのエネルギーは $V_b - V_f$ (V_b :ビームの加速電圧) となり、宇宙空間を伝搬するビームのエネルギーを知るためには、飛しょう体の帯電電圧を計測する必要がある。この意味で飛しょう体の帯電電圧の計測は、電子ビーム放射実験では不可欠である。飛しょう体の帯電電圧を計測する手段としては、

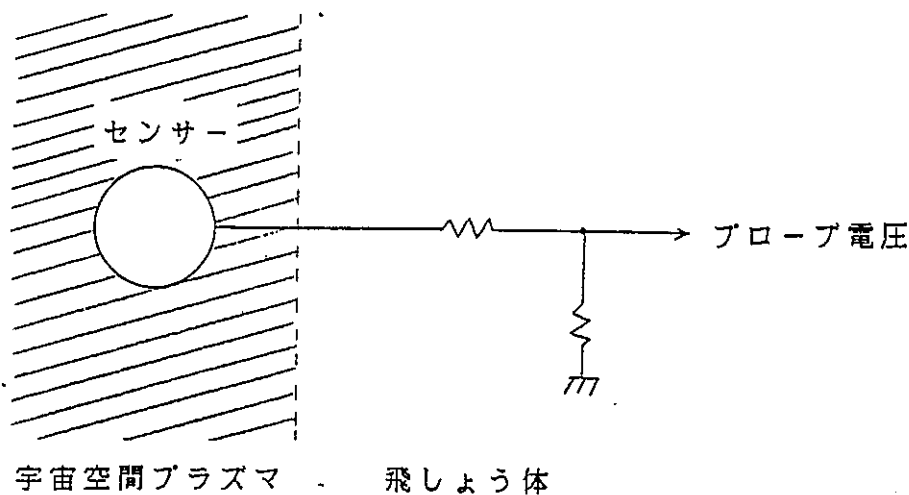
- 1 フローティングプローブによるフローティング電位の計測
- 2 エミッシブプローブによる空間電位の計測
- 3 チャージプローブによる飛しょう体表面電荷量の計測
- 4 ラングミュアプローブ特性の変化からの導出
- 5 電子及びイオンエネルギー分布からの導出

があるが、この内4及び5についてはそれぞれ 5-2, 5-3 で述べる。

5-1-1 フローティングプローブ

プラズマ中に孤立電極を挿入した場合、その電位は電極に流れ込む電子電流とイオン電流とが釣り合う点で平衡に達し、この時の電位をフローティング電位と呼ぶ。フローティングプローブはプラズマのフローティング電位を計測するプローブで、飛しょう体に対し高インピーダンス (通常 $10-1000\text{M}\Omega$) で接続された電極を周辺プラズマ内に展出して、プラズマのフローティング電位と飛しょう体との電位差を計測する。帯電電圧は周囲のプラズマの空間電位を基準にした飛しょう体の電位で定義される量であり、一般にマックスウェル分布をしている宇宙空間プラズマでは電子の熱速度がイオンの熱速度より大きいためフローティング電位が空間電位よりボルトオーダー低い。従って数ボルトの帯電を問題にする時は、フローティングプローブの計測値はそのまま帯電電圧に対応しない。キロボルトオーダーの帯電を問題にする時は、フローティング電位と空間電位の差は

無視できる。ただし周辺プラズマがマックスウェル分布から大きくずれている場合 例えばビームプラズマ相互作用により強い電子加熱が発生した場合 フローティング電位と空間電位の差は極めて大きくなり もはやフローティングプローブの計測値は帯電電圧と対応しなくなる。またプローブが帯電飛しょう体による電子シース内にある場合にはイオンが存在しないためその計測値は空間電位と無関係となる。



第5-1図 フローティングプローブの原理図

(1) マックスウェル分布でのフローティング電位と空間電位との差
マックスウェル分布

$$f(v_x, v_y, v_z) = (m / (2\pi kT))^{3/2} \cdot \exp(-m / (2kT) \cdot (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)) \quad (1)$$

一般に電子の熱速度はイオンの熱速度よりはるかに大きいので フローティング電位は空間電位より低いところにある。プローブ電圧が空間電位より低い時プローブにはいる電子及びイオンの電流密度は

$$\begin{aligned} j_e &= en_e \int_{-\infty}^{+\infty} v f(v) dv^3 \quad (v \rightarrow \infty, -\infty \rightarrow +\infty, -\infty \rightarrow +\infty) \\ &= (n_e e v_{eth} / 4) \cdot \exp(-mv^2 / (2kT_e)) \\ &= (n_e e v_{eth} / 4) \cdot \exp(-eV / (kT_e)) \end{aligned} \quad (2)$$

$$j_i = (n_i e v_{ith} / 4) \quad (3)$$

$$V = V_s - V_p \quad (4)$$

$$v_{eth} = (8kT_e / (\pi m_e))^{1/2} \quad (\text{電子の平均熱速度}) \quad (5)$$

$$v_{ith} = (8kT_i / (\pi m_i))^{1/2} \quad (\text{イオンの平均熱速度}) \quad (6)$$

V_s : 空間電位

V_p : プローブ電位

従って 釣り合いは $j_e = j_i$ で決りこの時のフローティング電位(V_{sf})は

$$\begin{aligned} V_s - V_{sf} &= kT_e / e \cdot \ln(v_{eth} / v_{ith}) \\ &= kT_e / (2e) \cdot \ln(T_e / T_i \cdot m_i / m_e) \end{aligned} \quad (7)$$

で与えられる。飛しょう体の速度がイオン速度より早い場合には v_{ith} は飛しょう体の速度で置き換え 速度方向の断面積を考慮する必要があるが 依然として電子の熱速度よりはるかに小さく その影響は小さい。

計算例 電子温度 1000deg.K イオン温度 500deg.K(酸素原子)の電離層プラズマでは

$$v_{eth} = 1.97 \times 10^5 \text{ m/sec}$$

$$v_{ith} = 8.11 \times 10^2 \text{ m/sec}$$

$$\text{より } V_s - V_{sf} = 0.55 \text{ V}$$

(2) フローティングプローブが電子シースの外側に位置する場合

上記の議論はプローブの飛しょう体に対するインピーダンスが無限大の場合であるが 現実には有限のインピーダンスなのでその影響を考慮する必要がある。インピーダンスが $Z(\Omega)$ 帯電電圧が $V_f(V)$ の時 プローブと飛しょう体間には $V_f/Z(A)$ のリーク電流が流れるので 釣り合いの条件は $j_e = j_i$ とはならず

$$\begin{aligned} S(j_e(V_p) - j_i(V_p)) &= V_{meas} / Z \\ V_f &= V_p + V_{meas} \end{aligned} \quad (8)$$

V_p : プラズマ空間電位を基準としたプローブ電圧

V_{meas} : 計測値

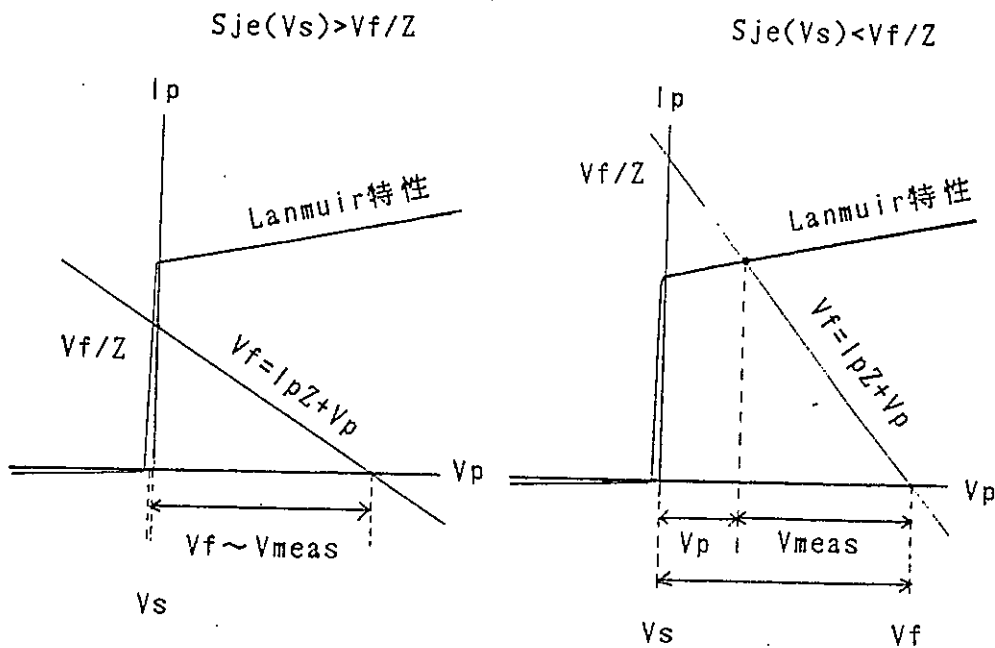
S : プローブ面積

となる。

このリーク電流が大きくなる程プローブの電圧は上昇し スペースポテンシャルをこえると急速に増大する。従ってフローティングプローブの計測値が空間電位に近い値を示すためには

$$\begin{aligned} V_f / Z &< S(j_e(V_s) - j_i(V_s)) \\ &\sim S j_e(V_s) = S n_0 e v_{eth} / 4 \end{aligned} \quad (9)$$

が成立する必要がある（第2図）。このことからできるだけ表面積が大きくインピーダンスの高いプローブを使用する必要があることがわかる。



第5-2図 フローティングプローブの計測値とインピーダンスの関係

計算例

プラズマ密度 $10^5/\text{cc}$ 電子温度 1000度K ($j_e=0.8\text{mA}/\text{m}^2$) の宇宙空間で電子ビームを放射する場合 実効表面積 50cm^2 インピーダンス $100\text{M}\Omega$ のフローティングプローブを使うとすれば 信頼できる帯電電圧は 400V までである。

具体例 ISEE-1では衛星から 36m 離れた球プローブ ($8\text{cm}\phi$)を用いて帯電電圧を計測しもっともらしい結果をえている(第2-34図参照[45])。この実験では 空間電位はフローティング電位より約 1V 高かったとされている。

(3) フローティングプローブが電子シース内にある場合

球状飛しょう体から I_b の電子ビームを放射した場合形成される電子シースの大きさは 磁場が無視できる時

$$r = (I_b / (4\pi j))^{1/2} \quad (10)$$

j: 宇宙空間プラズマの飽和電子電流

電離層の典型的なパラメータ ($10^5/\text{cc}$, 1000度K) では $j=0.8 \text{ mA/m}^2$ なので 100 mAの電子ビーム放射では 磁場を無視した場合 $r=2.8 \text{ m}$ 程度の大きさの電子シースが形成される。従って飛しょう体からプローブを極めて長く展出しない限り 一般の飛しょう体での電子ビーム実験ではプローブは 電子シース内に位置することが多い。この場合のフローティングプローブの電位は シースで加速された電子による帯電効果によってきまるため その計測値はもはやプローブが位置する場所の空間電位を直接反映しない。

(3)-1 回路系のインピーダンスが充分高い場合

プローブの場所での帰還電子電流密度を j 帯電電圧を V_f とすれば

$$V_f \leq jSZ \quad (11)$$

S : 帰還電子電流を受けるプローブ表面積

Z : プローブインピーダンス

の時 プローブは帰還電子により完全に帯電し その時の計測値は帯電電圧に合致する。帰還電子の密度は一般に飛しょう体表面近傍で大きいのでこの場合のプローブ位置は飛しょう体表面にできるだけ近いことが望ましい。飛しょう体の帰還電子をあつめ得る実効的な導電表面積を S_0 とすれば

$$j = I_b / S_0$$

なので (11)式は $V_f \leq I_b Z (S/S_0)$ (12) となる。

計算例 プローブ表面積を 10cm^2 プローブインピーダンスを $100\text{M}\Omega$ 飛しょう体表面積を 2m^2 ビーム電流を 10mA とすれば 信頼できる帯電電圧は 500V 迄である。

(3)-2 インピーダンスが低い場合

$$V_f > jSZ$$

の時 プローブは一種の電流プローブとして働く。その時の計測値は

$$V = jSZ < V_f \quad (13)$$

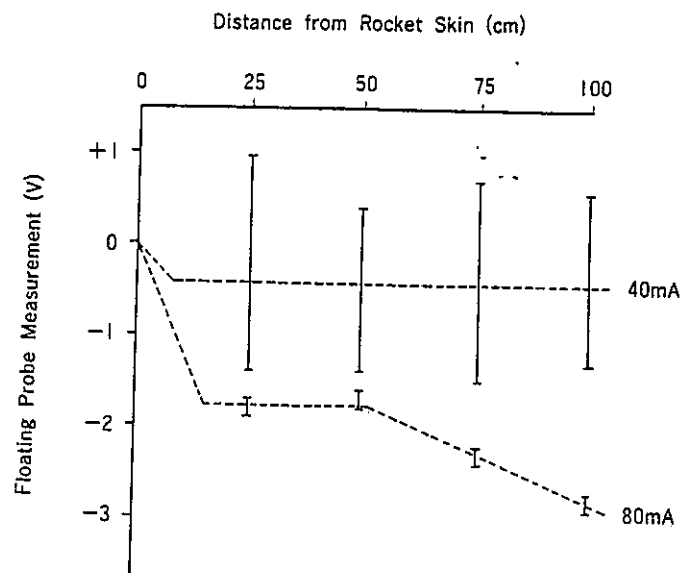
となり 帯電電圧より低い値となる。一般に電流密度 j は V に依存するので(13)式は電位分布 プローブ形状を含む複雑な関数となり 計測値 V から意味あ

る物理量を導き出すのは困難である。

(3)-3 シース内でプラズマが発生する場合

電子シース内で加速された電子による電離現象が多少でも発生する場合 計測値はその影響を強くうける。計測値は プローブの存在する場所の空間電位をある程度反映するが この量から意味ある物理量を導き出すのは非常に難しい。この状況のもとでは 帰還電子は帯電電圧が高い場合プローブに高速度で衝突するので2次電子放出の影響を受けることもある。

(3)-2,3の場合ともに シースの外にまで到達する多数のプローブアレイを展開した場合には それらの計測値の空間分布から シースの大きさ更には帯電電圧の絶対値を求めることができる。この場合はシース内のプローブの計測値そのものに物理的意味を持たせるのは難しいが その分布から個々のプローブがシース内にあるかシースの外にあるかを判断しシースのスケールを知ることができると同時に シースの外と判断されたプローブの測定値から帯電電圧を知ることができる。



第5-3図 CHARGE-1のフローティングプローブアレイで計測された計測値 ビーム電流40mAの時はその分布から全てのプローブは電子シースの外にあったと考えられる。この時の帯電電圧は空間電位とフローティング電位の差を考慮すれば 1V 程度と考えられる[20]。

(4) プラズマ電子が加熱された場合

プローブがシースの外にある場合でも プローブの存在している場所でのプラズマのイオン温度と電子温度が大きくずれている場合や マックスウェル分布から大きくずれている場合にはフローティング電位と空間電位の差が大きくなり計測値と帯電電圧の差は大きくなる。電子が加熱された場合にはフローティング電位は空間電位から大きく下がるので 計測値は実際の帯電電圧より大きくなり見掛け上実際より大きく帯電したように見える。

(5) フォトエミッションの影響

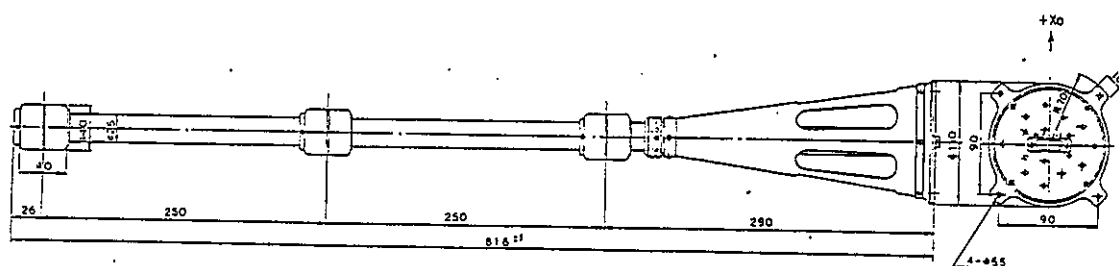
昼間の実験の場合 太陽紫外線によりプローブからフォトエミッションが放出される可能性がある。この場合正電位に強く帯電している飛しょう体の電位は不変であるが プローブは空間電位より数ボルトから10ボルト電圧があがるので計測値は実際の帯電電圧よりも小さくなる。フォトエミッションの量は 一般の衛星材料で典型的には $40 \mu A/m^2$ 程度とされている[45]。

以上述べたように フローティングプローブは帯電計測器としては簡便ではあるが 極めて限られた条件の下でしか信頼のおける帯電電圧の計測はできない。

- 1 プローブは電子シースの外に展開するとともに条件(9)を満足すること。この場合フローティング電位と空間電位の差にもとづくボルトオーダーの不確定さはのこる。
- 2 シースの中に位置せざるを得ない場合は プローブは飛しょう体表面に張り付け(12)式が成立する範囲で使用する必要がある。但しこの場合でも シース内でプラズマが生成されたり中性ガスとの衝突により帰還電子がエネルギーを失ったりした時にはその計測値は信頼できない。

このため過去の電子ビーム放射実験では フローティングプローブを極めて長く展出(数十m以上)した場合や数百m離れた場所の電位を基準とするテザロケット方式で計測された場合を除いては この方式によって計測された帯電電圧は必ずしも一般に信頼されていない。

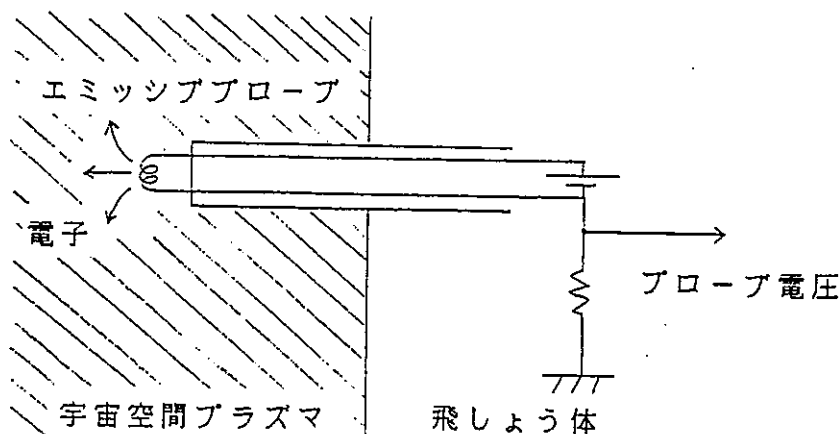
具体例	実験名	仕様	文献
	K-9M-69	-1000V $\sim$ +1000V	[65]
	S-520-2	-1000 $\sim$ +50V 4ヶ 0.5m伸展	[66]
	ZARNITZA-2	5mm ϕ 40mm円筒 10m伸展 (ロープ使用)	[82]
	ISEE-1	8cm ϕ 36m伸展	[45]
	SCEX	550M Ω 8ヶ 1.3m伸展	[67]
	CHARGE-1,2	-1100 $\sim$ +100V 100M Ω 4ヶ 1 m伸展	[20]
	SEPAC	-8000 $\sim$ +8000V 10M Ω 3ヶ デッキ上0.82m	[4]



第5-4図 SEPAC実験で使われたフロートイングプローブアレィ[4]

5-1-2 エミッシブプローブ

電子放出が可能な探針を用いて能動的に空間電位を計測する。プローブの電位が空間電位より低い時プローブから電子が放出され 逆の場合電子が放出されないことを利用して空間電位を検出する。電子放出能力がプローブへの電子飽和電流量と同程度以上ならば プラズマ中のエミッシブプローブのフローティング電位は空間電位とほぼ一致する。この方法ではフローティングプローブのように周囲のプラズマの特性に強い影響を受けることなく 直接空間電位を計測できる利点がある。



第5-5図 エミッシブプローブの原理

(1) プローブがシースの外にある場合

プローブのフローティング電位が空間電位にほぼ一致するための条件は

$$I_s \gg S_{je} \quad (14)$$

I_s : 熱電子飽和電流

またプローブのインピーダンスに関しては フローティングプローブの場合と同様 $V_f/Z < S_{je}(V_s) = S_{n0}e v_{th}/4$ (15)

が成立する必要がある。

これらの条件が満足された場合の計測値は帯電電圧と一致する。

(2) プローブがシースの中にある場合

プローブのフローティング電位が空間電位にほぼ一致するための条件は

$$I_s \sim S_{jr} \quad (16)$$

j_r : プローブ位置での帰還電子電流密度

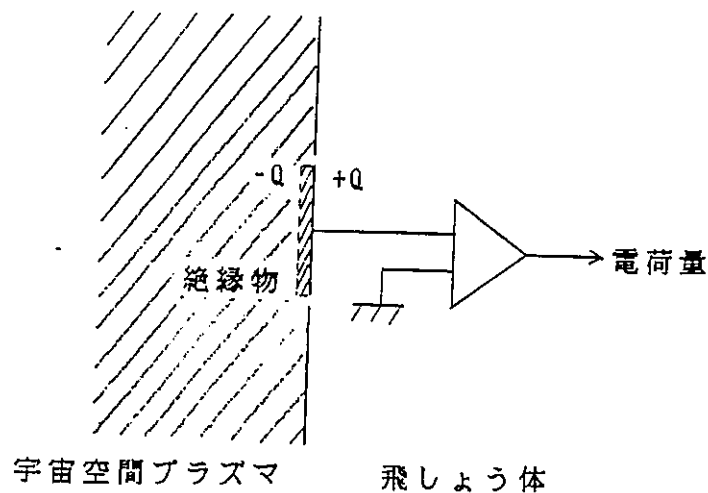
さらにインピーダンス条件

$$S_{jr} > V_f / Z \quad (17)$$

が成立する必要がある。これらの条件が満足されたとき計測値はプローブが存在する場所での空間電位と帯電電圧の差分量を示す（帯電電圧そのものは計測されない）。

5-1-3 チャージプローブ

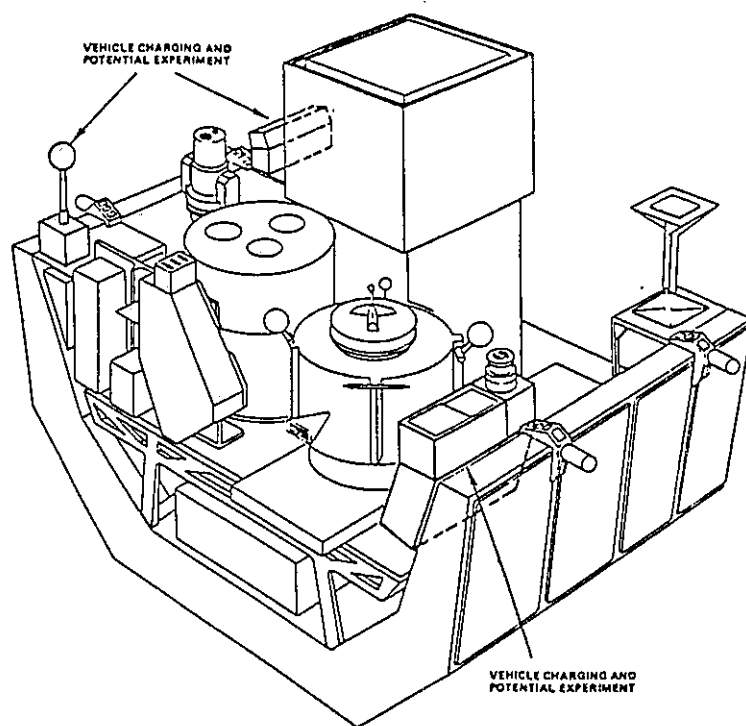
飛しょう体表面に張り付けた絶縁物への電荷量(Q)をチャージアンプで検出し、その静電容量から帯電電圧 ($V_f = Q/C$) を求める。帯電電圧の変化は絶縁物をとうして流れるdisplacement currentを誘起し絶縁物へ付着する電荷量の変化をもたらす。ただしこの方法で帯電電圧が測定できるのは 絶縁物表面でのシースが小さくその表面電位がほぼプラズマ電位と等しいときのみである。従ってチャージプローブがウェイク内にある時は計測できない。



第5-6図 チャージプローブの測定原理

具体例 この方式はユタ州立大学とスタンフォード大学のグループが使用している。

実験名	仕様	文献
K-9M-69	テフロン (0.14mm厚) 2.8"x1.5"	[68]
CHARGE-1,2	テフロン 2"x4"	[69]
VCAP/OSS-1	FRSI (Flexible Reusable Surface Insulation) [51] (シャトルオービターの表面絶縁物と同じ)	



第5-7図 VCAP/OSS-1実験でのチャージブロープ配置図[51]

5-2 プラズマ計測

飛しょう体周辺のプラズマ密度温度の計測手段としては

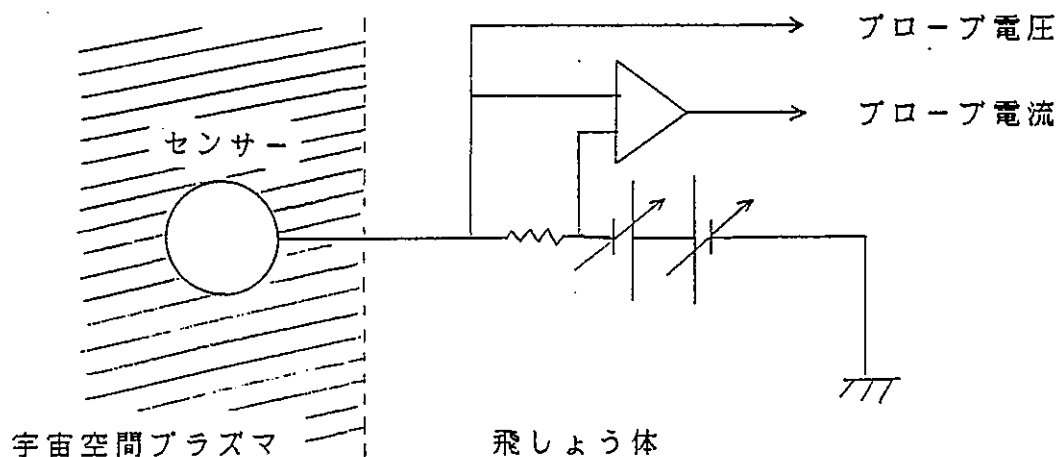
- 1 ラングミュアプローブ（単探針）
- 2 熱電子エネルギー分析器
- 3 高周波プローブ（インピーダンスプローブ）

が使用される。

5-2-1 ラングミュアプローブ

1 測定原理

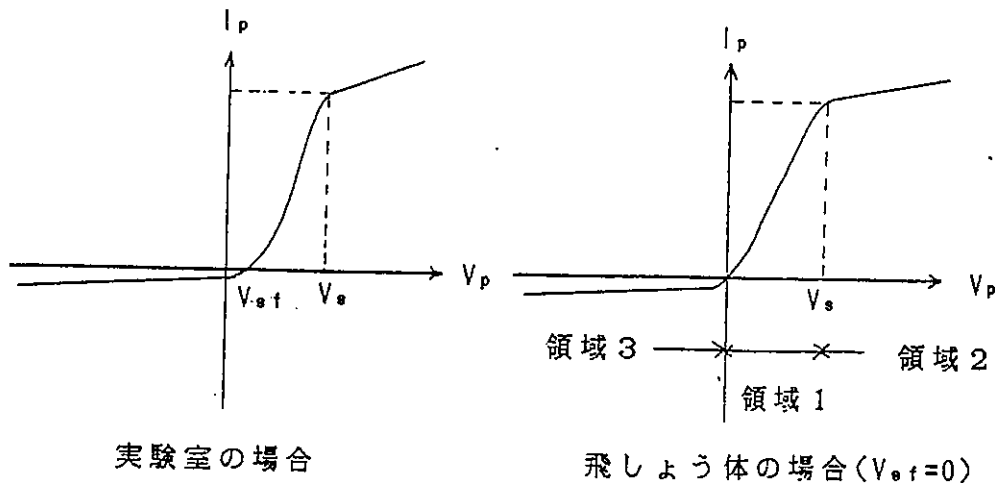
プラズマ中に単探針を挿入してプローブ電圧を掃引した時得られる電圧電流特性を解析することにより 電子温度及びプラズマ密度の情報をうることができる。



第5-8図 ラングミュアプローブの測定原理図

第9図に典型的なラングミュアプローブ特性を示す。プローブ電流 (I_p) が0となる電圧がフローティング電位 (V_{sf})であり 空間電位 (V_s)で変曲点を持つ。領域1はイオン電流と減速された電子電流が混在する領域で 領域2は電子電流のみ 領域3はイオン電流のみの流れる領域である。実験室プラズマでは フローティング電位は一般に0ではないが 飛しょう体電位を基準にして宇宙空間プ

ラズマを計測する場合は 飛しょう体自身がフローティング電位になるため プローブのフローティング電位はほぼ 0 となる。



第 5 - 9 図 ラングミュアプローブの電圧電流特性

領域 1 電子電流減速領域

電子電流密度は 5-1 (2) 式より $j_e = (n_0 e v_{eth}/4) \cdot \exp(-e(V_s - V_p)/(kT_e))$ (1)

イオン電流密度は 5-1 (3) 式より $j_i = (n_0 e v_{ith}/4)$ (飛しょう体の速度を無視できる場合) (2)

従ってプローブ電流は プローブ表面積を S として

$$I_p = S(j_e - j_i)$$

$$= S(n_0 e v_{eth}/4) \cdot \exp(-e(V_s - V_p)/(kT_e)) - I_i$$
 (3)

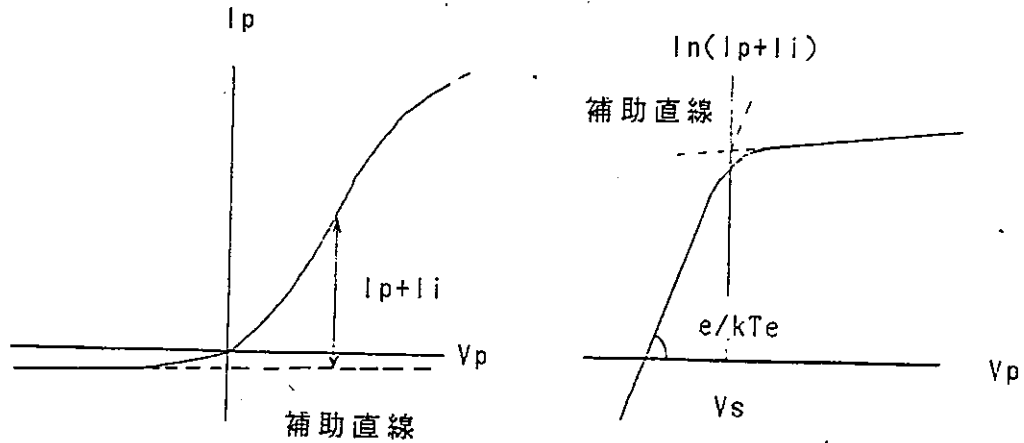
$$I_p + I_i = S(n_0 e v_{eth}/4) \cdot \exp(-e(V_s - V_p)/(kT_e))$$
 (4)

両辺の対数をとれば

$$\ln(I_p + I_i) = S(n_0 e v_{eth}/4) - e(V_s - V_p)/(kT_e)$$

$$= \text{CONST} + eV_p/(kT_e)$$
 (5)

(5) 式より $(I_p + I_i)$ をセミログプロットすればその傾斜から電子温度 T_e を求めることができる。現実にはイオン電流は一定ではないので第 10 図のように I_i の近似直線を引いて $(I_p + I_i)$ のセミログプロットを行なう。



第5-10図 ラングミュア特性からの電子温度密度の導出

(4)式は両辺を V_p で微分すると

$$dI_p/dV_p = e/kT_e \cdot (I_p + I_i) \quad (6)$$

となるので dI_p/dV_p を検出することによっても T_e を求めることができる。 dI_p/dV_p は微小振幅の交流電圧 ($v \cdot \sin(\omega t)$) を掃引電圧に重畳し同じ周波数の成分を取り出すことにより電氣的に検出することができる (交流重畳法)。

$$v \cdot dI_p/dV_p = I_p(\omega) \quad (7)$$

領域2 電子電流飽和領域

電子シースができるため実効表面積は $S' = S(1 + \delta(V_p - V_s))$ となりプローブ電流は電圧とともに増加するが 領域1のように対数的には増加しない。 $V_p = V_s$ の時 (1)及び(2)式より

$$I_p + I_i = S(n_0 e v_{eth}/4) \quad (8)$$

従ってプラズマ密度は (5)式で求めた T_e を使って

$$n_0 = 4.03 \times 10^{13} \cdot (I_p + I_i) / (S T_e^{0.5}) \quad (9)$$

n_0 : /cc

$I_p + I_i$: A

$T_e : \text{deg.K}$

で与えられる。領域1と2の境界は普通明瞭ではないが 第10図のような補助直線を引いて求めるのが普通である。

領域3 イオン電流飽和領域

空間電位よりやや低い所のイオン飽和電流は $I_i = S J_i$ で与えられ

$$I_i = S n_0 e v_{iTh} / 4 = S n_0 e (k T_i / (2 \pi m_i))^{0.5} \quad (10)$$

となるが プローブ電圧が充分低くなりイオンシースが形成されると 電流の連続の式から

$$I_i = 0.607 \cdot S n_0 e (k T_e / m_i)^{0.5} \quad (11)$$

となりイオン温度と無関係になる。この式からもプラズマ密度をもとめることができる。

(1) 飛しょう体のプローブ電流による電位変動

上記の議論は 飛しょう体本体が周辺プラズマのフローティング電位と常に一致する 即ちプラズマと飛しょう体の間のインピーダンスが0である理想的な場合にあってはまるが 現実には飛しょう体とプラズマのインピーダンスは0でないためこの影響を考慮する必要がある。とくにこの影響は飛しょう体がイオン電流をあつめるフェーズ即ちラングミュアプローブに正電位が印加されるフェーズで大きい。飛しょう体の電位変動がプローブ特性に大きな影響を与えないためには

(プローブでの飽和電子電流) < (飛しょう体での飽和イオン電流)

が成立する必要がある。

$$(2)(6) \text{より} \quad S (n_0 e v_{eTh} / 4 - n_0 e v_{iTh} / 4) < S_0 n_0 e v_{iTh} / 4$$

$$S / (S_0 + S) < v_{iTh} / v_{eTh} = (T_i / T_e \cdot m_e / m_i)^{0.5} \quad (12)$$

計算例 電子温度 1000deg.K イオン温度 500deg.K(酸素原子)の電離層プラズマでは

$$v_{eTh} = 1.97 \times 10^5 \text{ m/sec}$$

$$v_{iTh} = 8.11 \times 10^2 \text{ m/sec}$$

より $S_0 / S > 242$ 即ちプローブ表面積は飛しょう体導電表面積の0.5%以下である必要がある。飛しょう体の導電表面積が 2 m^2 の場合プローブ表面積は 100 cm^2 以下である必要がある。

(2) 宇宙空間磁場の影響

磁場の効果はプローブ特性をひずませ 温度密度の解析が困難になる。プローブの大きさが 電子のラーモア運動のスケールより充分小さければ磁場の効果は無視できる。この条件は

$$L_p \ll r_L = m v_{eth} / e B \quad (13)$$

L_p : プローブのスケール

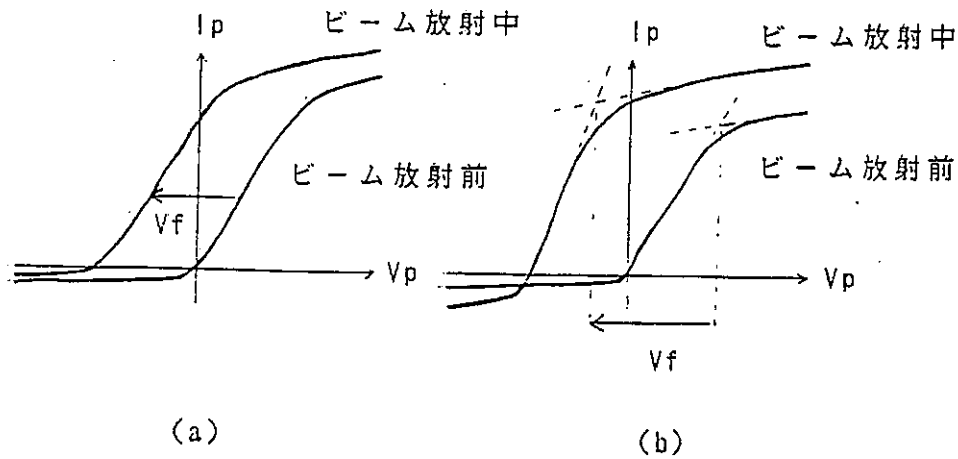
計算例 電子温度 1000deg.K 磁場強度 0.3Gauss のとき磁場の影響を受けないプローブの大きさは 3.7cm 以下である。

(3) ラングミュア特性からの帯電電圧の導出

電子ビーム放射に伴い飛しょう体が正電位に帯電した場合ラングミュア特性はその影響をうけ変化するが その変化量から逆に帯電電圧を知ることができる。

(3)-1 プローブが電子シースの外にある場合

基準電位が帯電電圧分変化することになる。帯電電圧が V_f プローブ掃引電圧が $-V_p \sim +V_p$ の時 周辺プラズマに対する掃引電圧は $-V_p + V_f \sim +V_p + V_f$ となる。従ってビーム放射にともなう周辺プラズマのパラメーターの変化がない場合 ラングミュア特性は電圧の負側に特性を保ったまま平行移動する。この移動電圧がそのまま帯電電圧に対応する(第11図a)。ビーム放射に伴いプラズマ密度が増加したり電子温度が上昇したりした場合でも 空間電位を検出することにより帯電電圧を知ることができる(第11図b)。この方法で知る事のできる帯電電圧は負側へのプローブの掃引電圧の最大値 ($-V_p$)までである。



第5-11図 帯電に伴うラングミュア特性の移動と帯電電圧の関係

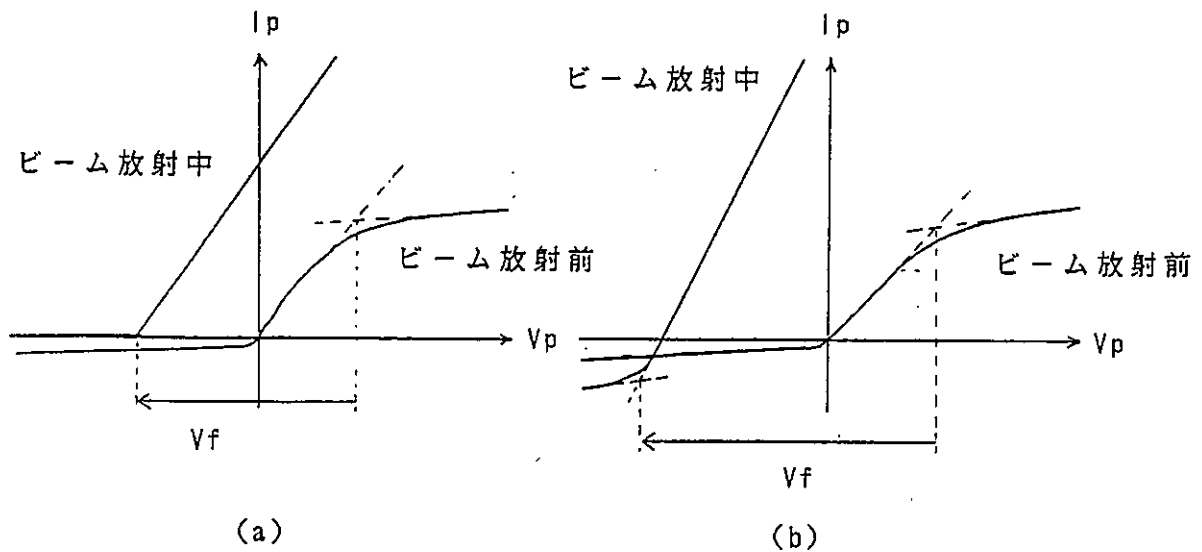
(3)-2 プローブが電子シースの中にある場合

電子シース内ではイオンが存在せず電子は高速で空間電場で加速されドリフトしているので いわゆるラングミュア特性は取得できない。プローブに電子がはいり電子電流が流れるか流れないかは プローブ電圧 (V_p)と帯電電圧(V_f)のみで決りシース内でのプローブ位置によらない。

$V_p < -V_f$ 電流 0

$V_p > -V_f$ 電子電流が存在

従って第12図aのような特性が得られ電流の立上がり点 (onset bias)から帯電電圧を知ることができる。この方法で測定できる帯電電圧は負側へのプローブバイアスの最大値までである。シース内でプラズマ生成がある場合はイオン電流が存在するが 生成プラズマの電流換算量がプローブ位置での帰還電子電流量より小さい場合は近似的に 上述の議論が成立する (第12図b)。

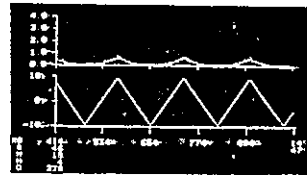


第5-12図 プローブがシース内にある場合の特性と帯電電圧

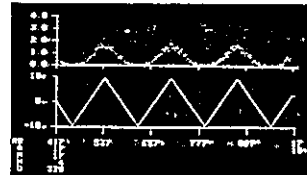
第5-13図

SEPAC実験でのビーム
放射中でのラングミュ
アプローブ特性[29]
ビーム電流の増加にと
もない電流特性が変
化している。ビーム電
流が104mAの時プロー
ブ電流は激しく振動

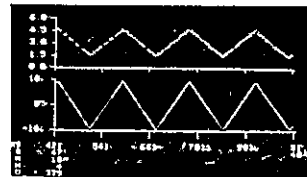
340V 8mA



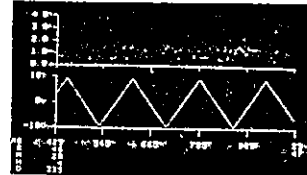
1900V 8mA



4900V 72mA



5000V 104mA



GMT 120msec/div.
Upper : Probe Current (μA)
Lower : Probe Voltage (V)

空間電位とフローティング電位との差は一般に1ボルト程度なのでこの程度の誤差範囲内では プローブ位置によらず0クロス点の移動量が帯電電圧にほぼ

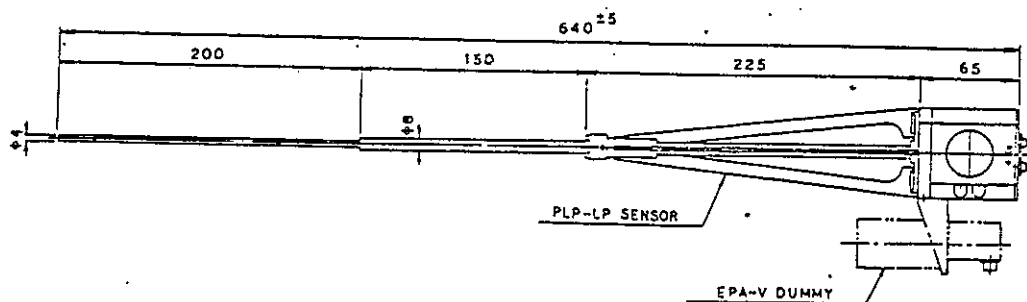
一致すると考えてよい。

(4) 固定バイアスプローブ（電流プローブ）

電子ビーム放射に伴う帰還電子電流量をモニターするため 電極に固定バイアスを印加して電流を計測するもので 電流の空間分布を調べるため多数の小プローブを飛しょう体壁に貼付するのが一般的である。

具体例 ラングミュアプローブはプラズマ計測の標準的な手段として殆どの電子ビーム放射実験で使用されている。

実験名	仕様	文献
K-9M-66	電流プローブ5ヶ 27cm ² （平板）印加電圧0V 検出抵抗4.5k Ω	[76]
K-9M-69	プローブ面積24cm ² （平板） 掃引電圧+-10/100V, 8Hz	[65]
S-520-2	+-10V, 8Hz, 50cm展出 電流プローブ16ヶ 印加電圧0V	[66]
VCAP/OSS-1	球プローブ（1cm ϕ ）ロジウムメッキ 掃引電圧-2~+3V 掃引周期16sec 3.2kHz重畳 測定範囲 10 ² -10 ⁸ /cc	[84]
CHARGE-1,2	プローブ面積10cm ² （円筒）4ヶ 印加電圧+-10V 8Hz	[20]
SEPAC	プローブ面積25cm ² （円柱） 印加電圧+-9V 6Hz	[4]



第5-14図 SEPAC実験で使用されたラングミュアプローブ[4]

5-2-2 熱電子エネルギー分析器

5-2-1 で示した計測法では マクスウェル分布の仮定のもとに定義される温度およびプラズマ密度を解析できるが 電子のエネルギー分布を正確に取得することはできない。電子ビーム放射実験ではビームプラズマ相互作用により周辺プラズマの分布がマクスウェル分布からずれる場合が想定され 熱電子のエネルギー分布の計測が重要である。飛しょう体での電子ビーム放射実験では ラングミュアの掃引電圧に高周波微小電圧を重ねてその二次高調波成分から熱電子のエネルギー分布を取得する方法（二次高調波法）と 球プローブとその周りを囲む同心球グリッドを組合わせた静電分析方式（Sagaly型電子温度計）がこれまで用いられている。

5-2-2-1 二次高調波法

Druyvesteyn[70]によれば ラングミュア電圧電流特性の二次微分と電子エネルギー分布関数の間には

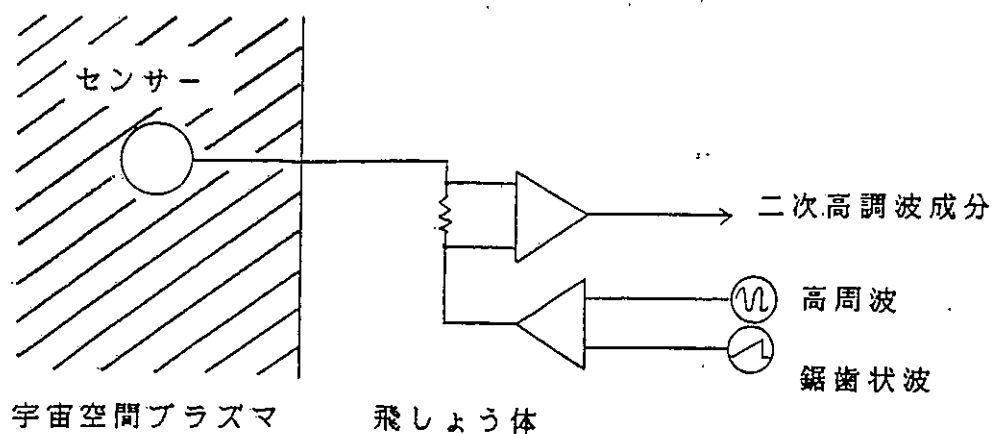
$$F(V)=2\cdot 2^{1/2}\cdot (meV)^{1/2}/(e^{3/2}S)\cdot (d^2I_e/dV^2) \quad (14)$$

の関係がある。この二次微分係数は重畳した微小振幅高周波の二次高調波成分と

$$I_e(\text{二次高調波}) = -Vac^2/4\cdot (d^2I_e/dV^2) \quad (15)$$

Vac : 高周波振幅

の関係があり両式から電子エネルギー分布を求めることができる。但し帯電電圧が掃引電圧よりも大きいときにはプローブがシースの外にあって電子エネルギー分布は計測できない。なおプローブの電流電圧特性は表面の汚れにより大きく影響を受けるので 一般に封じきりタイプの電極が使用される[70]。



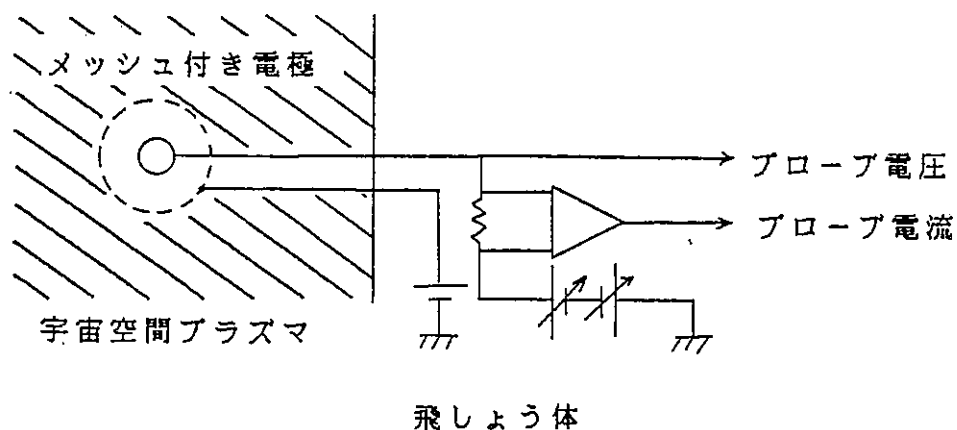
第5-15図 二次高調波法の原理

具体例 CHARGE-1,2の実験では 次のような仕様の熱電子エネルギー分析器が使用された。

電極	ガラス封じ電極	ロケット壁より1m伸展
掃引電圧		0-2V, 2Hz
重畳電圧		70mV, 2KHz
入力抵抗		10 k Ω
検出電流		二次高調波(4KHz)

5-2-2-2 Sagalyn型粒子エネルギー分析器（球状リターディングポテンシャルアナライザー）

二電極同心球プローブの外部網状電極と 内部電極とで構成する一種の静電エネルギー分析器で 本来はイオンエネルギーの分析器として考案された[71]が電子温度計としても使用されている。イオンエネルギーの計測の場合は外部電極に負の固定電位を印加して電子を追い返し 電子温度の計測の場合は正の固定電位を印加してイオンを追い返し 内部電極の電圧を掃引するのが一般的な使い方である。



第5-16図 Sagalyn型電子温度計の測定原理図

マックスウェル分布を仮定すれば コレクターへの電流は電子減速領域では(6)式でイオンの寄与がなくなるので

$$dI_p/dV_p = -(e/kT)I_p \quad (15)$$

で表されイオン電流分の不確定さがなくなる。 dI_p/dV_p と I_p をプロットすればその傾きから温度を求めることができる。また電子密度は飽和電流から求める。

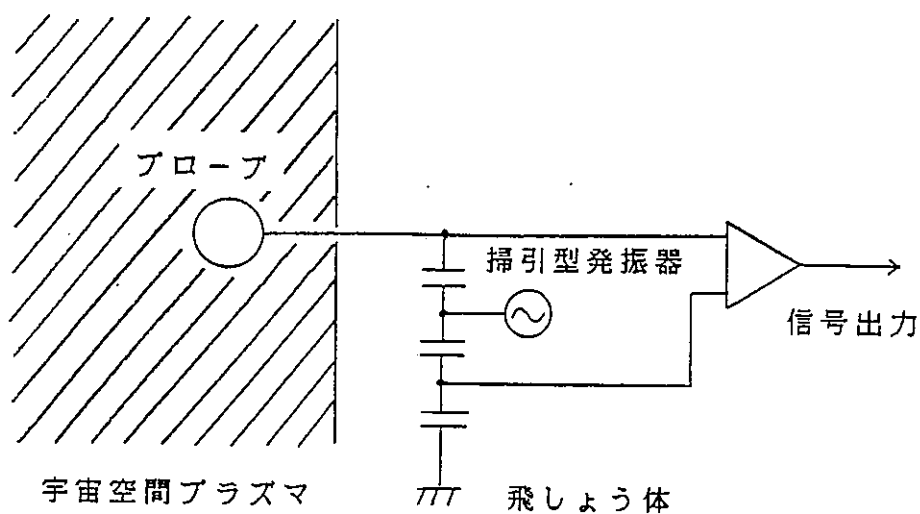
具体例 この型の電子温度計は電子ビーム放射実験ではMinnesota大学とNDRE(ノ

ルウェー)のグループが使用している。スタンフォード大学のグループはイオンエネルギー分析器として使用し 2種類の交流を重ねてその差分周波数を検出することによりエネルギーを分析している。

実験名	仕様	文献
ECHO-2	外部電極(5cm ϕ)電圧掃引 -100 $\sim$ +100V 内部電極(3.2cm ϕ)電圧掃引 0 $\sim$ +200V	[77]
ELECTON-2	外部電極電圧掃引 -1.4 $\sim$ +2.7V(9.6msec)	[58]
PICPAB	外部電極電圧掃引 -2 $\sim$ 3.3V(2.1msec) 内部電極電圧 +9V	[78]
VCAP/OSS-1	外部電極(20cm ϕ)負電位に固定 内部電極(19cm ϕ)-1.5 $\sim$ +10V, -800 $\sim$ +800V 掃引(17sec) 8.5, 10.7kHz重畳, 2.2kHz検出 両プローブともロジウムメッキ	[84]

5-2-3 高周波プローブ(インピーダンスプローブ)

プラズマ中の高周波アンテナのインピーダンスが プラズマのパラメーターによって変化することを利用して逆にプラズマのパラメーターを計測しようとするものである。プラズマ中アンテナのアドミッタンスは等価的にプローブからシース領域までのアドミッタンスとシース境界とプラズマとのアドミッタンスの直列結合と考えることができる。このような等価回路では 直列共振(シースレゾナンス サイクロトロンレゾナンス)及び並列共振(ハイブリッド共鳴)が存在する。アンテナに掃引高周波を印加した時 前者では等価容量値が極小となり後者では極大になる。これらの共鳴周波数を検出して精密なプラズマ密度 シース容量 電子温度の概略を知ることができる。特にプラズマ密度に関しては 3%程度の高精度で決定できるとされている[73]。これとよく似た方式のプローブにキャパシタンスプローブがある。この場合は電極とプラズマの間の容量を発振器の一部として使用し誘電率の変化を発振周波数の変化として検出するものであり周波数掃引を必要としない。Balmainにより低温プラズマに対する解析が行なわれている[72]。



第5-17図 インピーダンスプローブの原理

具体例

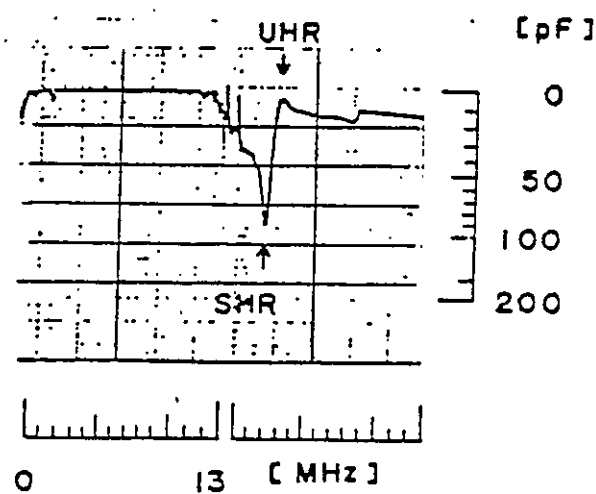
K-9M-69号機実験では以下の仕様のインピーダンスプローブが搭載され背景プラズマ密度の計測が行なわれた[74]。

プローブ 長さ1m 直径1cm ベリリウムカッパーのリボンアンテナ

掃引周波数 0-13 MHz

計測容量値 0-200pF

POLAR-5では 28mmの球形のキャパシタンスプローブをロケット壁から15cm展開して計測が行なわれた[75]。

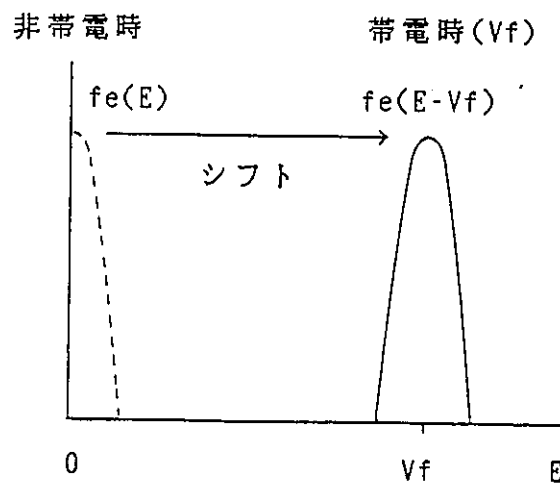


第5-18図 K-9M-69号機で計測された背景プラズマのシースレゾナンス及びUHRレゾナンス[73]

5-3 高エネルギー粒子計測

宇宙空間プラズマ中に電子ビームを放射するとビームプラズマ相互作用により高エネルギー粒子が発生するため 粒子波動相互作用の研究には波動計測とともに高エネルギー粒子の計測が不可欠である。さらに高エネルギー粒子のエネルギースペクトラムは飛しょう体の帯電電圧を反映するので帯電の計測手段としても重要である。飛しょう体での電子ビーム放射実験では高エネルギー粒子の検出器 特に高エネルギー電子エネルギー分析器は殆ど全ての実験で使用されている。

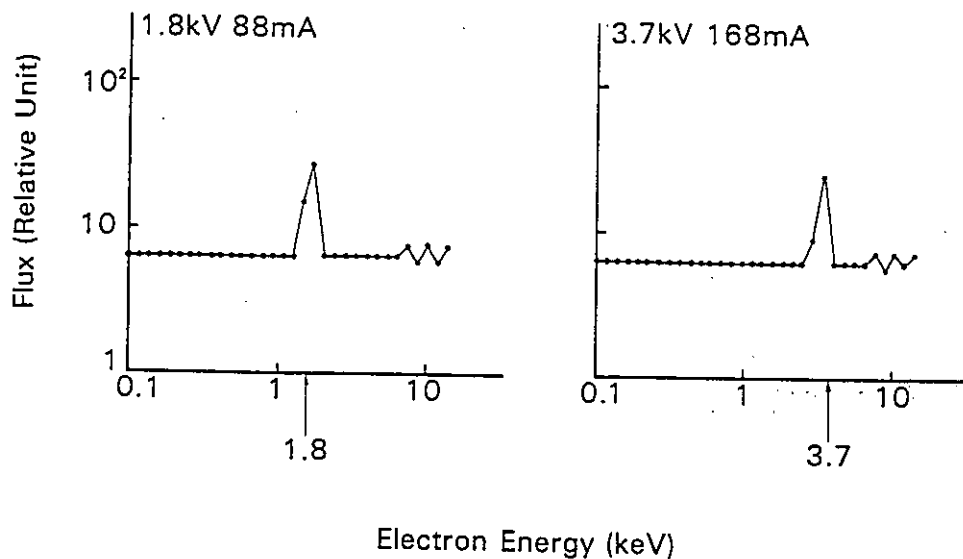
電離層プラズマ粒子のエネルギー分布が $f_e(E)$ (電子), $f_i(E)$ (イオン) の時 正電位に帯電した飛しょう体で観測される粒子のエネルギー分布は それぞれ $f_e(E-V_f)$, $f_i(E+V_f)$ (V_f : 帯電電圧) となる。一般に $f_e(E)$, $f_i(E)$ は $E=0$ でピークを持つので 帯電した飛しょう体で計測した電子のエネルギー分布は $E=V_f$ でピークを持つことになり ピークのエネルギーから帯電電圧を知ることができる。



第5-19図 粒子エネルギースペクトラムからの帯電電圧の導出方法

ただしこの場合でも シース内で電離により作られる電子による寄与が宇宙空間プラズマから供給される電子電流よりはるかに多い場合や 周辺の宇宙空間電子の分布がビームプラズマ相互作用により大きく変化した場合には ピークが明瞭

にとらえられないことがある。



第5-20図 SEPAC実験で計測された帯電時の電子のエネルギー分布 ピーク位置から帯電電圧が決定された[29]

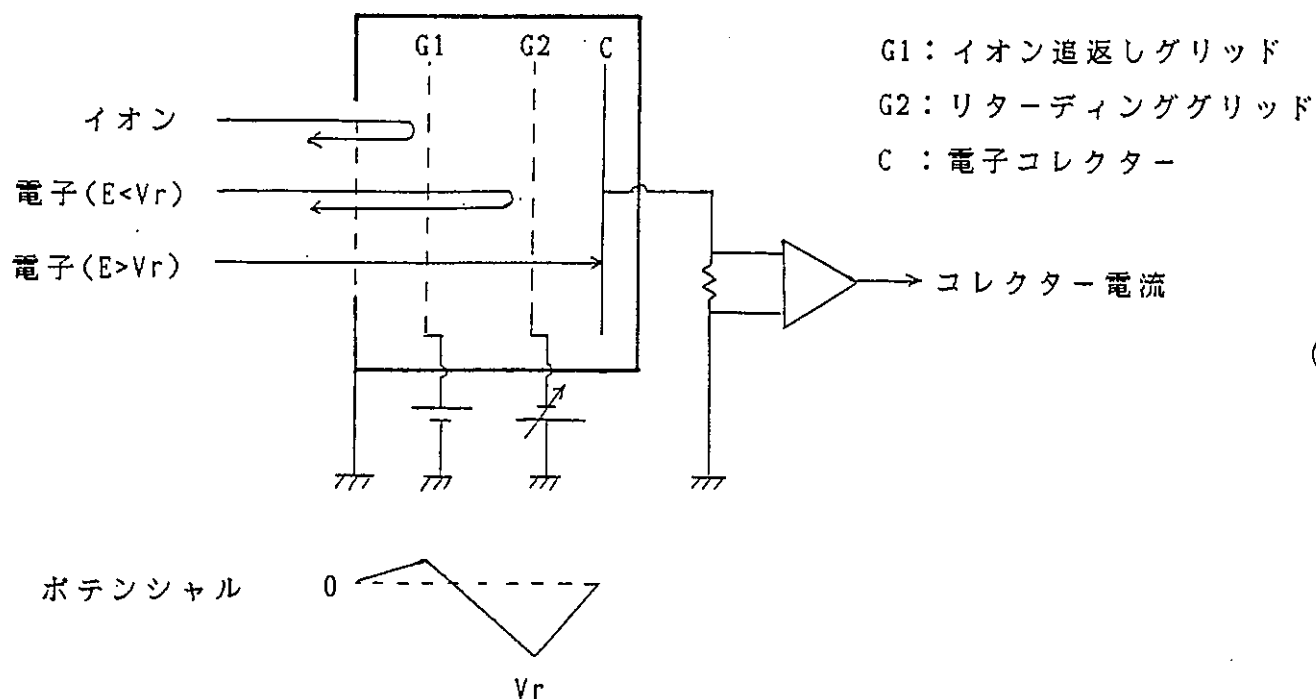
高エネルギー粒子の計測手段としては

リターディングポテンシャルアナライザー
静電エネルギーアナライザー
シンチレーションカウンター
半導体粒子検出器

が使われている。

5-3-1 リターディングポテンシャルアナライザー (RPA)

電流捕集電極の前方にグリッドを配置し グリッド電圧 (リターディング電圧) を掃引することにより電流捕集電極への荷電粒子のエネルギーを選別する方式の分析器である。



第5-21図 リターディングポテンシャルアナライザーの原理
(電子エネルギー分析の場合)

計測された電流値はリターディング電圧以上のエネルギーを持つ粒子のフラックスを積分した量となるため エネルギー分布を求めるにはコレクター電流をリターディング電圧で微分する必要がある。

$$\varepsilon \pi S \cdot \text{INT}[F(E)]dE(E \rightarrow \infty) = I/e \quad (1)$$

$F(E)$: フラックス (particles/(cm²・sec・str・keV))

I : コレクター電流 (A)

S : コレクター面積 (cm²)

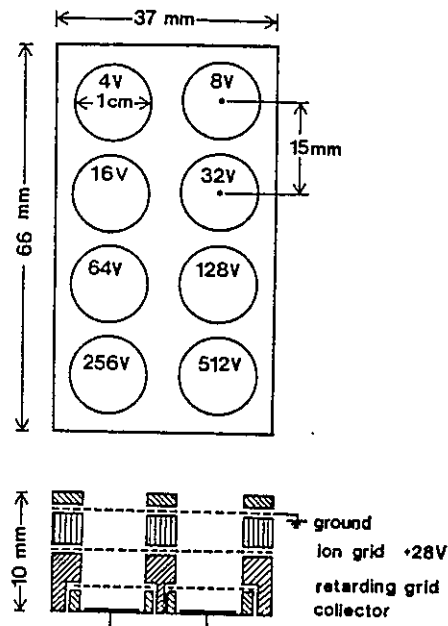
ε : 分析器の透過効率

具体例 POLAR-5では 8ヶの固定エネルギーRPAが子ロケット（電子銃搭載側）に搭載された[76]。

入射口	1cm ²
エネルギー	4, 8, 16, 32, 64, 128, 256, 512 eV
計測電流	5×10 ⁻⁷ A/cm ² でしきい値をきりH/Lのステータスで出力

PRECEDEではエネルギー掃引型（ステップ）のRPAが使用された[28]。

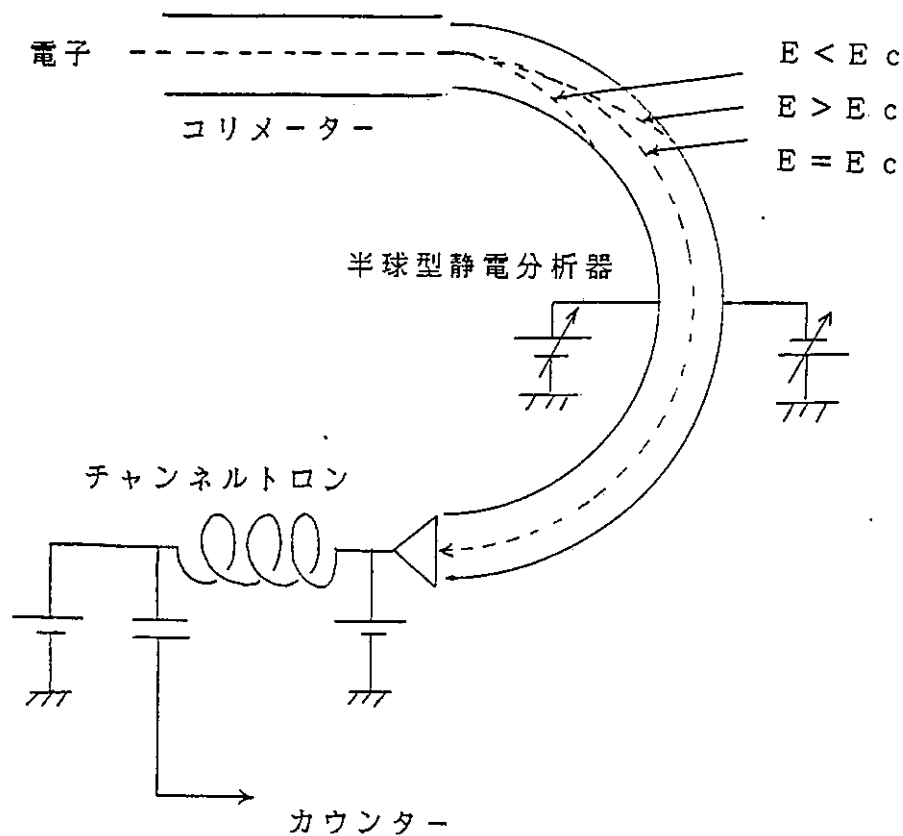
第一グリッド	+5V（イオン排除）
第二グリッド	+14, 0, -17, -33, -120, -550V
掃引周期	16秒



第5-2-2図 POLAR-5で使用されたRPAの例[76]

5-3-2 静電エネルギーアナライザー

同心半球型又は円筒型静電分析器とチャンネル型電子増倍管（チャンネルトロン）の組合わせが一般に使用されているが フラックス量が多い場合には静電分析器と電流コレクターの組合わせで利用される場合もある。



第5-23図 静電エネルギー分析器の測定原理

電位差のある同心半球電極間に入射した荷電粒子が電極壁に衝突せず通過するためには 電極間電場による力と遠心力が釣り合う必要がある。この条件は

$$q \delta V / \delta r = mv^2 / r = 2qE / r$$

δV : 電極間電圧

δr : 電極間距離

r : 同心球電極の平均半径

m : 荷電粒子の質量

q : 荷電粒子の電荷量

E : 荷電粒子のエネルギー ($qE = mv^2/2$)

電極間電圧(δV)を掃引することにより

$$E = r/2 \cdot \delta V / \delta r \quad (2)$$

の関係から分析器を通過する荷電粒子のエネルギーを選別することができる。通過した荷電粒子は加速してチャンネルトロンを用いた計測器で計数カウントするか電流検出器で電流計測することにより荷電粒子のエネルギースペクトラムを取得する。

計測されたカウント数と粒子のフラックスの間には次の関係がある。

$$F = C / (G \cdot \delta E \cdot \varepsilon) \quad (3)$$

F: フラックス (particles/(cm²·sec·str·keV))

C: カウント数 (counts/sec)

G: Geometrical Factor (分析器の入り口形状で決る) (cm²·str)

δE : 分析器のエネルギー分解能 (keV)

ε : 分析器から荷電粒子検出器までの透過効率

また電流検出の場合は

$$C = I / q \quad (4)$$

I: 検出電流

を用いて(3)式のカウント数に代入することによりフラックスを求めることができる。

フラックスから荷電粒子の速度分布関数を求めるには[83]

$$dN = 4\pi \times 10^4 / v \cdot F \cdot dE$$

$$mv^2/2 = 10^3 \cdot eE \quad (\text{MKS unit})$$

$$dN = 4\pi v^2 \cdot f(v) \cdot dv$$

dN: particles/m³

E: keV

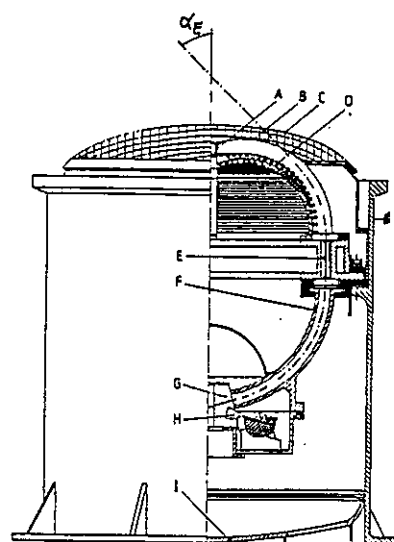
$$\text{より } f(v) = 1.616 \times 10^{-25} \cdot F/E \text{ (sec}^3/\text{m}^6) \quad (\text{電子}) \quad (5)$$

$$f(v) = 5.449 \times 10^{-19} \cdot F/E \text{ (sec}^3/\text{m}^6) \quad (\text{イオン}) \quad (6)$$

具体例

実験名	仕様	文献
K-9M-69	電子 測定範囲0.1-2keV, 軌道角90度, 電流コレクター	[65]
EXOS-B	電子 測定範囲5eV-11keV, チャンネルトロン 10 ⁴ -10 ⁹ /cm ² ·sec·str·eV, 分解能60% イオン 測定範囲20eV-30keV, チャンネルトロン	

		$10^4\text{--}10^9/\text{cm}^2\cdot\text{sec}\cdot\text{str}\cdot\text{eV}$, 分解能60% [87]	
S-520-2	電子	測定範囲0.1-1.2keV, 電流コレクター [66]	
POLAR-5	電子	測定範囲0.13-12.8keV, チャンネルトロン 掃引周波数15Hz(30掃引/秒) 分解能13%, G-Factor $2.1\times 10^{-4}\text{cm}^2\cdot\text{str}$ [75]	
ECHO-5	電子	測定範囲1eV-2keV, チャンネルトロン 掃引周期200msec, G-factor $2.5\times 10^{-6}\text{str}\cdot\text{cm}^2$	
	イオン	測定範囲1eV-2keV, チャンネルトロン 掃引周期200msec, G-factor $10^{-4}\text{str}\cdot\text{cm}^2$	
	熱イオン	測定範囲0-5eV, チャンネルトロン 掃引周期51.2msec [81]	
SEPAC	電子	測定範囲0.1-15keV, チャンネルトロン [4] 及び電流コレクター	
IES019	電子	測定範囲0.1-12.5keV, チャンネルトロン 広角(立体角 2π) [89]	

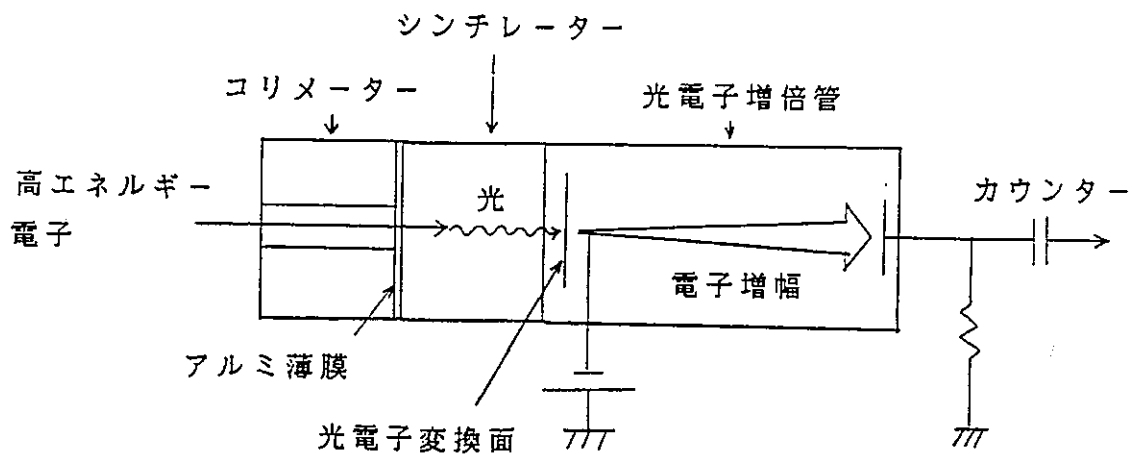


- A 校正用放射線源
- B グリッド電極
- C プラズマ追返しグリッド
- D 電極
- E コリメーター
- F 静電分析器
- G コリメーター
- H チャンネルトロン
- I 保護ケース

第5-24図 スペースラブ1号機で使用されたES19のグループの
電子エネルギーアナライザー[89]

5-3-3 シンチレーションカウンター

高エネルギー電子の入射により光を放射するプラスチックシンチレーターと光電子増倍管（フォトマル）とを組み合わせる。シンチレーター上に適当な厚さのアルミナイズドマイラーを装着したりアルミを蒸着し 透過エネルギー特性の異なるものを複数使用してエネルギーの解析を行なう。



第5-25図 シンチレーションカウンターの測定原理

シンチレーションカウンターの透過率のエネルギー依存性を $T_i(E)$ とすれば

$$I_i \sim \int T_i(E) \cdot f(E) dE \quad (7)$$

$i=1, 2, 3, \dots$

$f(E)$: 電子のエネルギー分布

I_i : シンチレーションカウンターの信号出力

具体例 ECHO-4では最低検出エネルギー5keVのシンチレーションカウンターが合計12ヶ使用された[85]。

5-3-4 半導体粒子検出器

半導体粒子検出器は 精度は高くないが 高電圧を必要とせず小型軽量であるという特徴を持っている。シリコン-金属接触を用いた検出素子が実用化されている。この型の検出器は近紫外から近赤外にわたる光に対しても感度をもつのでその対策が必要である。ECHOシリーズ及びPOLAR-5の実験で使用されている。

具体例

実験名	エネルギー		文献
POLAR-5	電子	12,27,48 keV	G-factor $5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{str}$
	イオン	20,28,51 keV	G-factor $2 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{str}$ [75]

5-4 波動計測

電子ビーム放射に伴う静電波及び電磁波をアンテナで検出し信号増幅 解析を行なうもので ELF, VLF, LF, HF帯の受信機がある。電離層域では プラズマ周波数 サイクロトロン高調波 アップーハイブリッド周波数はMHz帯のHF受信機で計測され ホィッスラーモードの電子波 ヒス イオンモード波等はLF, VLF, ELF受信機で計測される。

5-4-1 アンテナ

アンテナとしては次の種類のものが使用されている。

モノポールアンテナ

1本の直線アンテナで 電場成分をピックアップする。

ダイポールアンテナ (ホイップアンテナ)

2本の直線アンテナで構成し電場成分をピックアップする。

球アンテナ

球電極で電場成分をピックアップする。

ループアンテナ

ループにより磁界をピックアップする フェライトコアを用いた磁心コイルも使用される

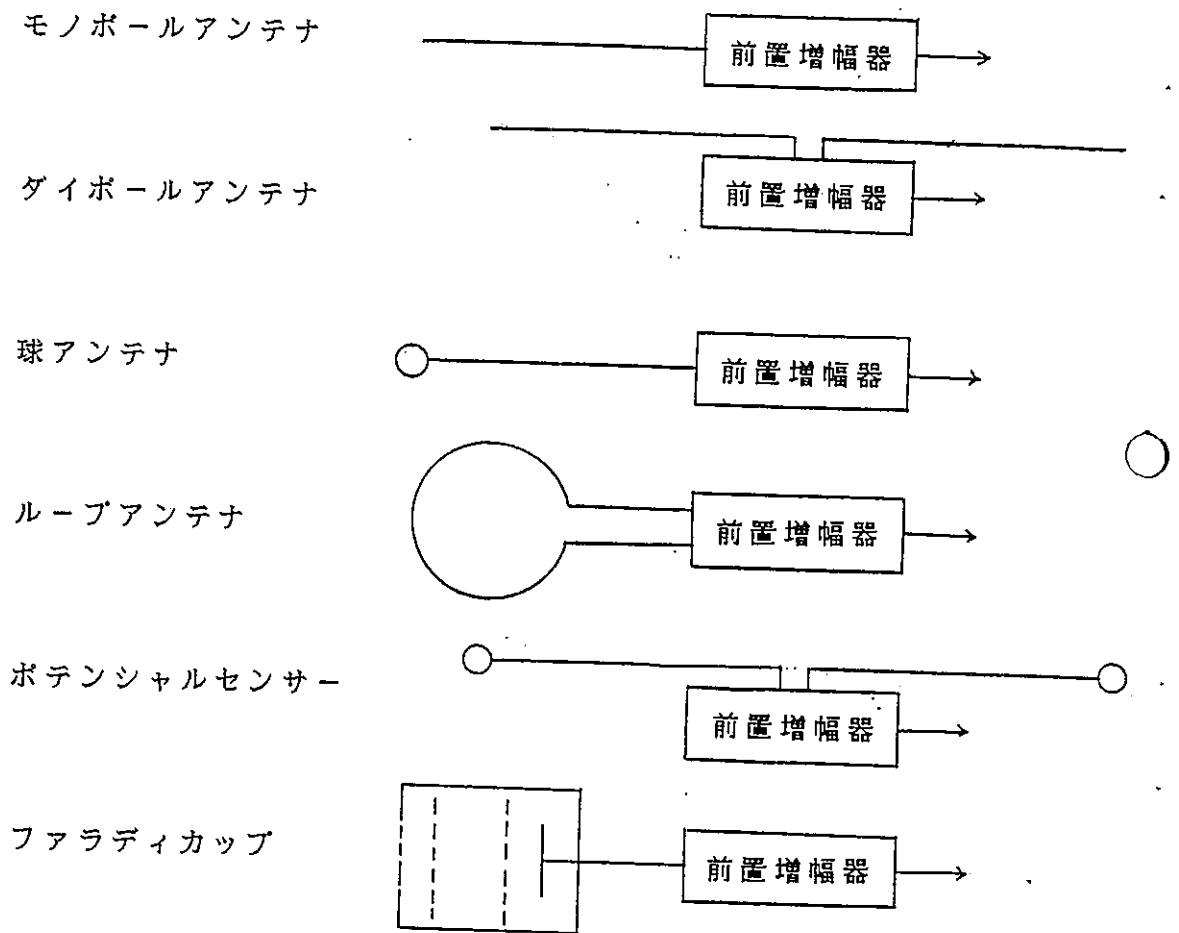
ポテンシャルセンサー

ダイポール型の電場測定器をアンテナとして使用し電場成分をピックアップする

ファラディカップ

リターディングポテンシャルアナライザーのコレクター電流の周波数成分から電子またはイオンの振動 (静電波) を直接検出する。

これらのアンテナを組合わせて 電磁波静電波の識別 伝搬方向や波数の計測が行なわれることもある。



第5-26図 飛しょう体実験で用いられる各種アンテナ

5-4-2 ELF/VLF/LF受信機

この帯域の波動データは SバンドFM/FMテレメーターで直接地上に送信し地上でスペクトラム分析されることが多い。

具体例

実験名	受信機仕様	文献
ECHO-1	16Hz-10kHz, プリアンプ入力インピーダンス7.5MΩ (6pF)	[32]

	最高感度 $6 \times 10^{-8} \text{V/Hz}^{0.5}$	
ISEE-1	215mワイヤー型電場アンテナ, 5.62Hz-311kHz(20チャンネル固定)	
	球形ダイポールアンテナ(73.5m), 0-51kHz(128段階16秒掃引)	[35]
POLAR-5	0.1-100kHz, 90dB(AGC付き)	[75]
EXOS-B	750Hz-10kHz, ループ及び60-60mダイポールアンテナ	[86]
SCATHA	100Hz-300kHz, 電場/磁場計測	[63]
K-9M-69	3.5-6.5kHz, 板状アンテナ (35cm^2)	[65]
S-520-2	0-8kHz	[66]
EparaB	0-16kHz, 電場アンテナ (電極間距離2.75m)	
	0-16kHz, 磁場アンテナ (フェライト棒にワイヤーを巻いたもの)	[60]
ECHO-6	0-1250Hz, 電場アンテナ (電極7.63cm ϕ , 電極間距離3.63m)	
	2対直交	[79]
CHARGE-1,2	0.5-30kHz, 5mVrms max(AGC付き)	
	2.4m tip-tipホイップアンテナ	[20]
SEPAC	ワイドバンド 750Hz-4MHz, 4-8MHz, モノポールアンテナ	
	周波数掃引750Hz-10kHz, 掃引周期4秒	[4]

5-4-3 HF受信機

この帯域の波動データは一般にテレメーターの帯域をこえるので 受信機内で周波数分析した後地上へ送信されることが多い。

掃引型の受信機では 周波数分解能は次式で与えられる[32]。

$$\Delta f = B + NF/B \quad (1)$$

Δf : 周波数分解能 (Hz)

B: バンド巾 (Hz)

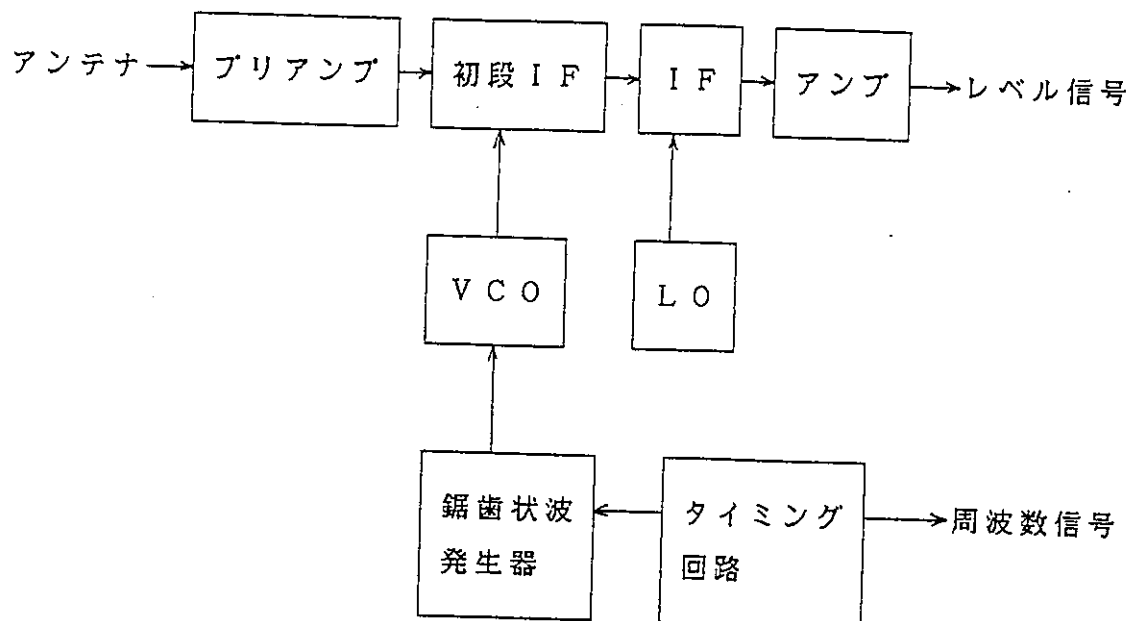
N: 掃引周期 (Hz)

F: 掃引周波数 (Hz)

従って 掃引周期と掃引周波数を与えた時 最高の周波数分解能は $B^2 = NF$ のとき

$$(\Delta f)_{\min} = 2 \cdot (NF)^{0.5} = 2B \quad (2)$$

で与えられる。

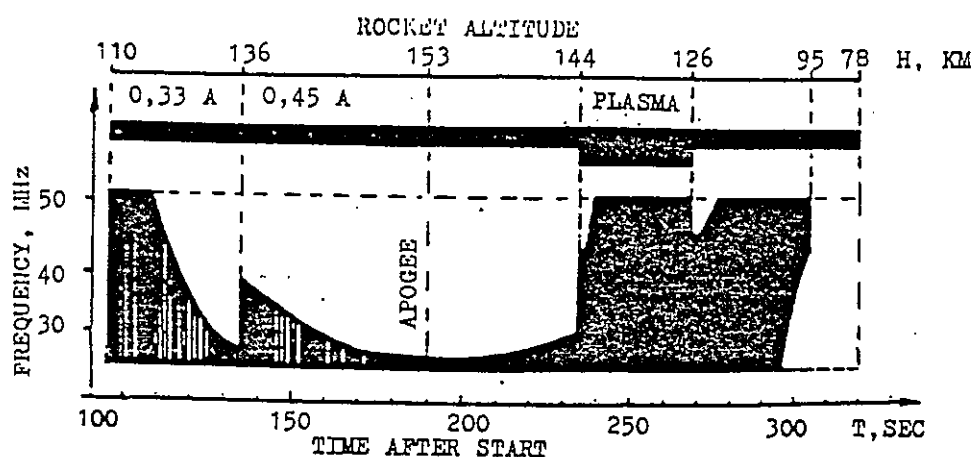


第 5 - 2 7 図 掃引型受信機の基本的構成

具体例 実験名	仕様	文献
ECHO-1	周波数掃引 0.1-10MHz, 12msec 最高感度 $6\mu V_{rms}$ プリアンプ入力インピーダンス $7.5M\Omega$ (6pF)	[32]
POLAR-5	固定周波数受信 0.1-0.25, 0.25-0.75, 0.75-2, 2-5, 2.8MHz, 10mV max, 30dB	[75]
EXOS-B	周波数掃引 1kHz-3MHz, 掃引周期1又は4秒	[86]
S-520-2	周波数掃引 0.5-8MHz, バンド巾50kHz, 2Hz	[66]
SCATHA	2-30MHz, 1.8mモノポールアンテナ	[63]
CHARGE-1,2	周波数掃引 0.1-10MHz, バンド幅200kHz, 掃引周期 4Hz, 5mV max, 48dB, 2.4m tip-tip, ホイップアンテナ	[20]
SEPAC	周波数掃引0.1-10MHz, 掃引周期4秒, バンド巾10kHz, 2046 ステップ モノポールアンテナ(30mmφ, 長さ43.5cm)	[4]

5-4-3 地上観測

波動の地上観測は多くの実験で試みられてきたが 高周波帯についてソビエト及びECHO実験のグループが成功しているのみで VLF帯については成功例はまだない。



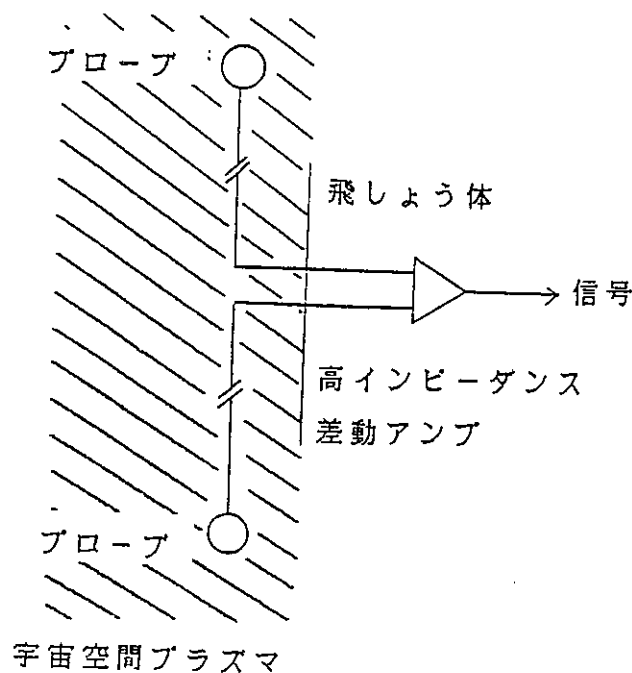
第5-28図 ZARNITZA-2実験での波動の地上観測例[26]

具体例

実験名	地上受信設備	文献
ZARNITZA-1	VLF受信機, 300Hz-15kHz, 感度 $6 \times 10^5 \gamma / \text{Hz}^{1/2}$	[25]
ZARNITZA-2	19の固定周波数 (9.08-226MHz), 6ヶ所 ラジオスペクトログラフ 27-50MHz, 50Hz掃引, 分解能 100kHz, ノイズ温度 3-5kTo	[26]

5-5 電場計測

飛しょう体帯電に伴って誘起される空間電場を計測するものである。通常二電極フローティングプローブ法が使用される。この方法はフローティングプローブで空間の二点のフローティング電位を測定しその電位差から電場を求めるものである。この方法の場合両プローブのプラズマに対する接触電位差の違いはそのまま測定誤差となるので 表面をグラフィットで覆うなど接触電位差を小さくするとともに製造 保管の履歴を同じにするなどの注意が必要とされる。またこの方法では本質的にプローブが磁場を横切ること起因する起電力も測定されるのでプローブ系の静止系に対する運動状態及び磁場強度も精密に同時測定する必要がある。このセンサーに波動検出器を接続した場合5-4で述べた電場の波動受信機となる。



第5-29図 電場測定器の原理

具体例

実験名	仕様	文献
POLAR-5	プローブ間距離 8.7m プローブ径 1.3cm 測定範囲 $\pm 140\text{mV}$ 分解能 $\pm 3\text{mV}$	[75]

SCATHA 100m(tip-tip)のベリリウムカッター (6.4mmφ)

先端20mが露出

[82]

ECHO-6 ブローブ間距離 3.63m ブローブ径7.63cm

[79]

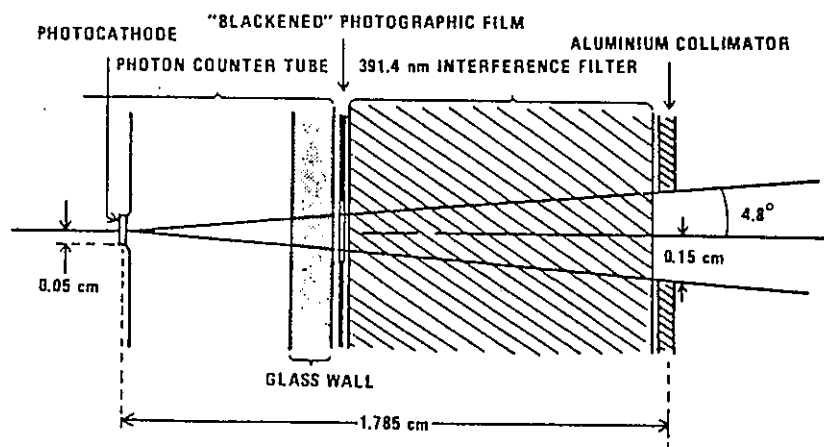
表面グラファイト処理

5-6 光学観測器

電子ビームは 宇宙空間のプラズマイオンや中性ガスに作用して様々な発光現象を引き起こす。これら発光現象は電離層磁気圏域では励起波長が限られているので その観測手段としては 一般に固定波長観測用のフォトメーターが使用される。但しEXCEDE実験のように100km以下の高度でもビーム放射行なった実験では分光器が使用された。

5-6-1 フォトメーター

フォトメーターは コリメーター 光学フィルター及び光電子増倍管（フォトマル）を組合わせたものが通常使用される。光電子増倍管は 光電子変換面とそれに続く電子増倍管から構成される。



第5-30図 POLAR-5で使用されたフォトメーターのブロック図[91]

具体例

実験名	仕様	文献
POLAR-5	子ロケット（電子銃搭載側） 視野9.6度（錐角） フィルター391.4nm(N ₂ ⁺)	

バンド幅5nm 時間分解能 10^{-3} ns

親ロケット

視野10度 フィルター 427.8(N_2^+), 486.1($H\beta$),
557.7(01)nm

[75]

ECHO-4 10本 フィルター 391.4(N_2^+) (6本), 557.7(01) (4本) [85]

SEPAC 視野0-9度 フィルター 391.4(N_2^+), 557.7(01),
630.0(01)nm 測定範囲 10^{-13} - 5×10^{-10} W

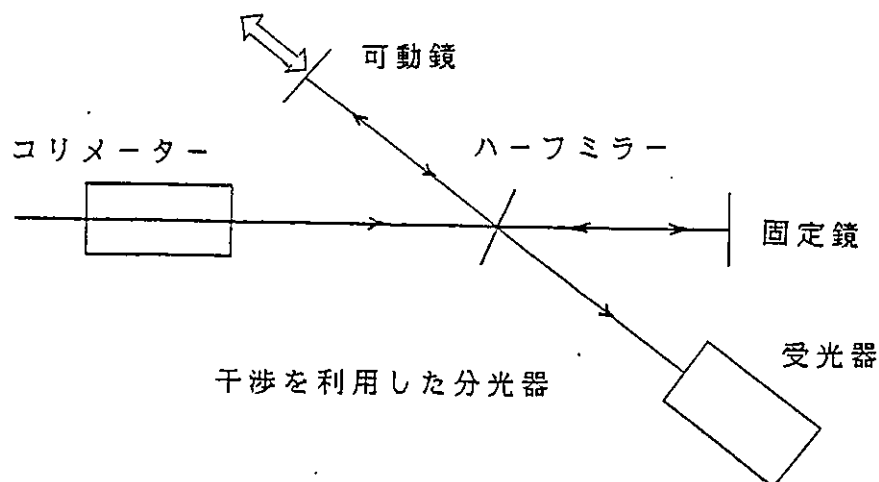
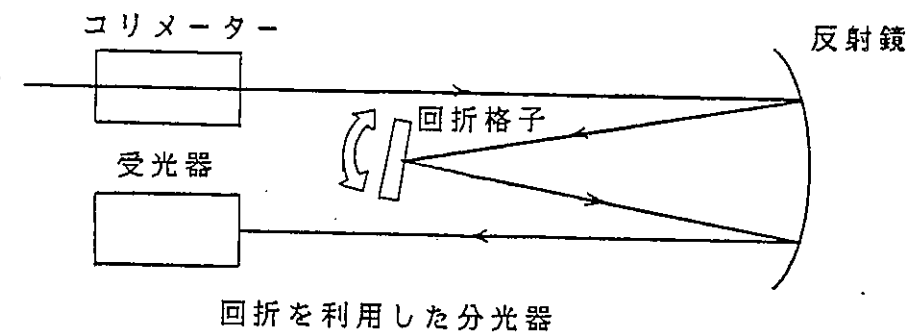
[4]

CHARGE-1,2 フィルター 391.4(N_2^+)

[20]

5-6-2 分光器

電子ビーム放射実験で分光器が使用されたのはEXCEDE実験のみである。この実験では回折格子を利用した分光器(可視 UV) ヘリウム冷却のCIRCULAR VARIABLEFILTER を利用した分光器 窒素冷却のマイケルソン干渉計が使用された。



第5-31図 分光器の基本構成

5-6-3 地上光学観測

フォトメーター及び分光器は地上観測でも用いられている。

具体例

実験名	仕様	文献
ZARNITZA-1	観測波長427.8, 557.7nm, 感度 $2 \times 10^{-14} \text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{A})$	[25]
EXCEDE-2	観測波長391.4, 557.7nm,	[90]

5-7 画像計測

画像計測は ビーム放射に伴う光学的諸現象を直接的にとらえるのに最も適している。計測手段としては TVカメラによるものと写真機によるものがある。人工オーロラの実験では 地上からの画像計測が必ず行なわれている。

5-7-1 搭載TVカメラによる観測

TVカメラは重量容積 必要なデータ伝送量ともに大きいのでスペースシャトルによる電子ビーム放射実験で用いられているのみである。ビームからの発光は微弱なので低照度白黒カメラが使用されている。

具体例 SEPACテレビカメラの性能[88]

撮像管 16mmSIT(RCA), S-20フォトカソード

測定範囲 10^{-2} - 10^5 lux

映像出力 NTSC, 白黒、帯域4.5MHz

視野 28.7×21.7 度

Fナンバー0.71, 固定焦点

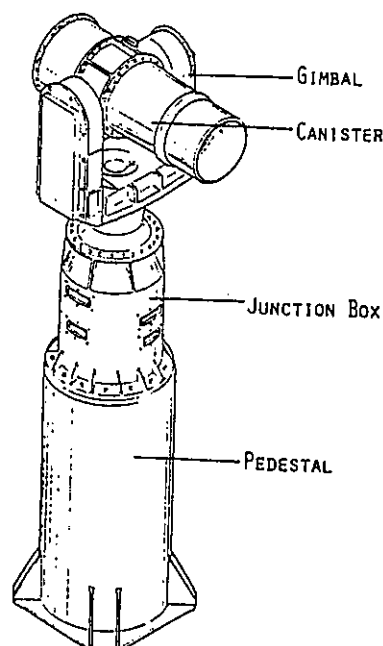
ジンバル回転角 垂直-30~+120度 水平-90~+90度

第5-32図

SEPAC実験で使用された

TVカメラシステム[88]

(重量28.5kg)

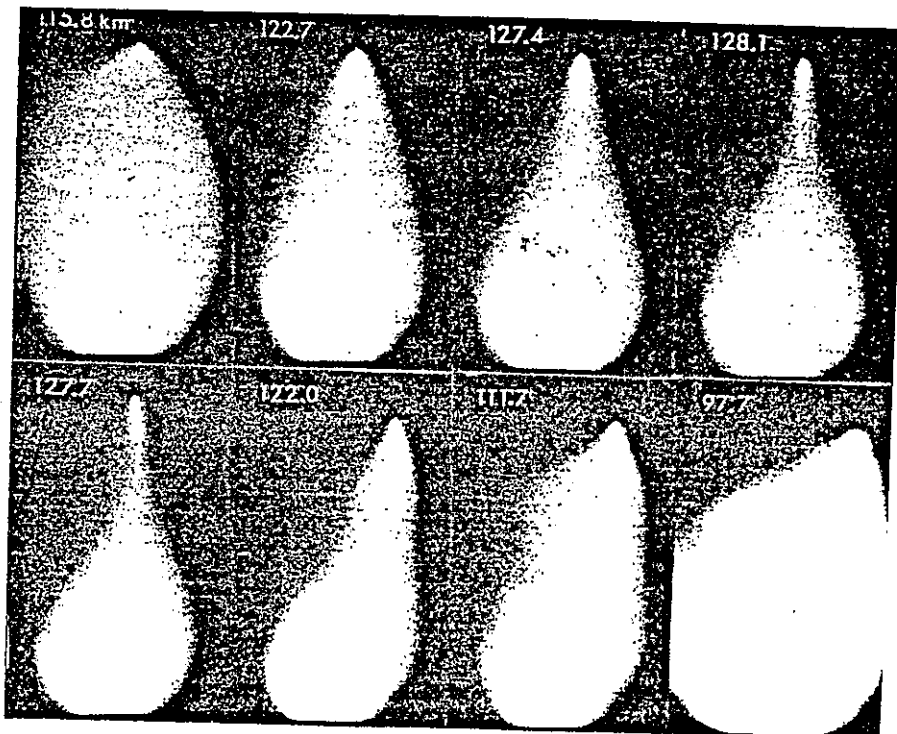


5-7-2 搭載写真機による観測

回収ロケットの場合 TVカメラより画質のよい写真機が使用される。市販カメラはレンズの油抜き 回路部の真空仕様への改修 機構部の補強を行なって搭載用に改修する。フィルムは高感度のものを使用するが 長巻フィルムではカラーフィルムではASA800のものが 白黒フィルムではASA1250のものが最高である。これまで搭載写真機によって電子ビームが観測された例は3例のみである。

具体例

実験名	カメラ	フィルム	文献
EXCEDE	16mmカメラ (Photo-Sonics 1VN)	Kodak2475(白黒) KodakEF7241(カラー)	[92]
CHARGE-1	36mmスチルカメラ(NIKON F2)	ASA1250(白黒) ASA800(カラー)	[20]
CHARGE-2	同上	FujiColor(ASA400)	[5]



第5-33図 EXCEDE実験で得られた写真例[92]

5-7-3 TVカメラ/スチルカメラによる地上観測（航空機観測も含む）

電子ビームによって生成されるオーロラストリーク 帯電またはビームプラズマ相互作用にもとづく飛しょう体周辺の発光現象を観測する。一般にオーロラ観測用の移動用設備が使用されてきた。アラスカ大学のDavisのグループの高感度TVカメラが HESS, ECHO, EXCEDEのグループの実験で使用され有名である。オーロラストリークはHESS-1の実験（1969）で 飛しょう体周辺の発光現象はZARNITZA-1の実験（1973）でそれぞれ初めて検出に成功した。

具体例

実験名	仕様	文献
HESS-1	イメージオルシコンTVカメラ4台（2ヶ所）	[48]
ZARNITZA-1	7台のTVカメラ（3ヶ所） 2台のスチルカメラ（2ヶ所）	[25]
ECHO-4	イメージオルシコンTVカメラ3台 S-25フォトカソード F105, f/0.75, FOV 12x16度	[80]
ZARNITZA-2	高感度TVカメラ（3台, この内1台は航空機搭載）	[26]
EXCEDE 2	イメージオルシコンTVカメラ4台	[90]
PRECEDE	Delft-Hasselbladカメラ, 300mm/f0.9, フィルム KODAK-2485, 露光2, 5, 16秒	[28]

5-8 レーダー計測（地上観測）

電子ビーム放射で下部電離層に発生する線状の擾乱領域を検出する。細いストリークを検出するという意味からは流星レーダーを利用するのが適している。

具体例

実験名	レーダー設備	文献
HESS-1	13, 27, 150, 430MHz	[48]
ZARNITZA-1	44.5MHz, 受信機感度 $1.3 \mu V(S/N=2)$	[25]
ZARNITZA-2	22-85MHz, 7ヶ所	[26]

参考文献

- [1] キッテル固体物理学入門(上)
- [2] G.A.Anderson, Design of rocket-borne electron accelerators, University of Minnesota, Cosmic Physics Technical Report 181, 1979
- [3] P.R.O'Neil et al., Summarized results of the artificial auroral experiment, PRECEDE, J.Geophys.Res., 83, 3273, 1978
- [4] SEPAC SE-11
- [5] S.Sasaki et al., The fourth US-Japan tethered payload experiment (CHARGE-2) Quick Report, June 1986
- [6] J.R.Winckler, The application of artificial electron beams to magnetospheric research, Rev.Geophys.Space Phys., 18,659,1980
- [7] 鶴田浩一郎等 EXOS-D 計画－電場観測－ 昭和57年度科学衛星シンポジウム 頁348
- [8] Y.Kiwamoto et al., Propagation and expansion of an electron beam ejected from the space shuttle into the ionosphere, ISAS Res.Note 19, 1976
- [9] S.Sasaki et al., Laboratory experiments with high power electron guns in a large vacuum chamber, ISAS Res.Note 62, 1978
- [10] J.R.Winckler, The use of artificial electron beams as probes of the distant magnetosphere, in Artificial Particle Beams in Space Plasma Studies edited by B.Grandal,3, 1982
- [11] L.G.Jacchia, New statistic models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles, Smithsonian Astrophysical Observatory Special Report 313, 1970
- [12] H.Tawara et al., Ionization cross sections of atoms and ions by electron impact, Institute of Plasma Physics, Nagaya University, IPPJ-AM-37, 1985
- [13] SEPAC MEMO;高度250 kmからKeV領域の電子群を放出した時にみられる現象

高柳和夫 1976年7月

- [14] W.D.Getty and L.D.Smullin, Beam-plasma discharge:Buildup of Oscillations, J.Appl.Phys.,34,3421, 1963
- [15] W.Bernstein et al., Further laboratory measurements of the beam-plasma discharge, J.Geophys.Res., 84, 7271, 1979
- [16] R.W.Boswell and P.J.Kellog, Characteristics of two types of beam plasma discharge, Geophys.Res.Letrs.,10, 565,1983
- [17] K.Takahashi,et al., Beam plasma discharge in laboratory experiment :The dependence of critical beam current on other experimental parameters, ISAS Res. Note 253, 1984
- [18] H.L.Rowland et al., Scaling of the beam plasma discharge, J. Geophys.Res.,86,9215,1981
- [19] S.Sasaki et al., Ignition of beam plasma discharge in the electron beam experiment in space, Geophys.Res.Letrs,12, 647, 1985
- [20] S.Sasaki et al., Results from a series of tethered rocket experiments, submitted to AIAA J.Spacecraft and Rockets, 1985
- [21] 超高層大気の物理学 永田武 等松隆夫著
- [22] SEPAC MEMO; Luminous Cloud Observation 小口高 5/6/1976
- [23] T.N.Davis et al., Artificial aurora experiment:Ground-based optical observation, J.Geophys.Res.76, 6082 1971
- [24] T.N.Davis et al., Artificial aurora conjugate to a rocket-borne electron accelerator, J.Geophys.Res.85, 1722, 1980
- [25] F.Cambou et al., The Zarnitza rocket experiment of electron injection, Space Res.15, 491, 1975
- [26] V.S.Dokukin et al., Results of Zarnitza-2, a rocket experiment on artificial electron beam injection in the ionosphere, Adv.Space Res.1, 5, 1981
- [27] T.J.Hallinan et al., The Echo-4 electron beam experiment: Television observation of artificial auroral streaks indicating strong beam interaction in the high-latitude magnetosphere,

- J.Geophys.Res.83, 3263, 1978
- [28] O'Neil et al., Summarized results of the artificial auroral experiment, Precede, J.Geophys.Res.83, 3273, 1978
 - [29] S.Sasaki et al., Vehicle Charging Observed in SEPAC Spacelab-1 Experiment, AIAA J.Spacecraft and Rockets, 23, 194, 1986
 - [30] W.J.Raitt et al., Further studies of electron beam-plasma interactions in a space simulation chamber, Report May 1981
 - [31] 佐々木進等 スペースシャトル搭載用電子加速器を用いた大型スペースチェンバー（宇宙研及びNASA）における室内実験 宇宙研報告第13巻 1977年
 - [32] D.G.Cartwright and P.J.Kellogg, Observations of radiation from an electron beam artificially injected into the ionosphere, J.Geophys. Res.79, 1439, 1974
 - [33] 坂井純一 波の異常放射-coherent process- 磁気圏シンポジウム 頁 203 1979年
 - [34] 大沼俊朗 プラズマの線形波動減少-(1) - プラズマ中の波動と分散曲線（要約） 核融合研究第37巻 頁452 1977年
 - [35] J.P.Lebreton et al., Stimulation of plasma waves by electron guns on the ISEE-1 satellite, in Artificial Particle Beams in Space Plasma Studies edited by B.Grandal, 133, 1982
 - [36] 宮岡宏等 ビームによる波の励起（線形理論）- A K R 発生機構に関連して 磁気圏シンポジウム 頁103, 1979
 - [37] N.Singh, et al., 1985
 - [38] D.Cai et al., Extremely low frequency Oscillations excited by electron beam injection in SEPAC Spacelab-1 experiment, ISAS Res. Note 298, 1985
 - [39] P.J.Christiansen et al., Laboratory beam-plasma interactions -linear and nonlinear-, in Artificial Particle beams in Space Plasma Studies edited by B.Grandal, 439, 1982
 - [40] 福西浩 オーロラヒスと静電的イオンサイクロトロン波の発生機構 磁気

圈シンポジウム 頁148, 1979

- [41] J.R.Winckler et al., ELF wave production by an electron beam emitting rocket system and its suppression on auroral field lines: Evidence for Alfvén and drift waves, *Geophys.Res.Letters*, 12, 457, 1985
- [42] S.Ohnuki and S.Adachi, Radiation of electromagnetic waves from an electron beam antenna in an ionosphere, *Radio Sci.*, 19, 925, 1984
- [43] 萩原通伸等: 小型電子銃を用いた電子ビームによる帯電実験 宇宙航空研究所報告 第14巻 1979年
- [44] D.B.Beard and F.S.Johnson, Ionospheric limitations on attainable satellite potential, *J.Geophys.Res.* 66, 4113, 1961
- [45] A.Pederson, Plasma diagnostics by electron guns and electric field probes on ISEE-1, in *Artificial Particle beams in Space Plasma Studies* edited by B.Grandal, 121, 1982
- [46] L.W.Parker and B.L.Murphy, Potential build-up on an electron-emitting ionospheric satellite, *J.Geophys.Res.* 72, 1631, 1967
- [47] S.Sasaki et al., Rotating electrons discharge model for a spacecraft emitting a high power electron beam in space, *J.Geomag. Geoelectr.*, 36, 565, 1984
- [48] W.N.Hess et al., Artificial aurora experiment: Experiment and principal results, *J.Geophys.Res.* 76, 6067, 1971
- [49] J.R.Winckler, Scientific investigations in space using electron beams, Rept.CESR 77-684, University of Minnesota, 1977
- [50] S.Sasaki et al., Neutralization of beam-emitting spacecraft by plasma injection, submitted to *AIAA J.Spacecraft and Rockets*, 1985
- [51] P.M.Banks et al., Results from the vehicle charging and potential experiment on STS-3, Submitted to *AIAA J.Spacecraft and Rockets*, 1984
- [52] O.Kaneko, Active experiment in space by an electron beam, 博士論文

- [53] 河島信樹等 電子ビーム放射実験装置(CBE) 科学衛星EXOS-B中間報告書
1978年
- [54] 河島信樹等 L-3H-9号機による電子ビーム放出実験(不具合報告) 宇宙
観測シンポジウム報告 1978年
- [55] P.R.Malcolm et al., A study of the dynamical magnetosphere with
artificial electron beams, in Abstracts of Conference on Beam
Plasma Interactions in Space, 1984
- [56] 河島信樹等 K-9M-57及びK-9M-58号機による電離層への大出力電子ビーム
放出実験計画 宇宙観測シンポジウム報告 1976年
- [57] B.Grandal, Highlights of the observations in the POLAR 5 electron
accelerator rocket experiment, in Artificial Particle beams in
Space Plasma Studies edited by B.Grandal, 159, 1982
- [58] T.A.Jacobsen, Observations of plasma heating effects in the
ionosphere by a rocket borne electron accelerator, in Artificial
Particle beams in Space Plasma Studies edited by B.Grandal, 175,
1982
- [59] G.R.J.Duprat et al., Measurements of the stability of energetic
electron beams in the ionosphere, Report, National Research
Council of Canada
- [60] R.H.Holzworth and H.C.Koons, VLF emissions from a modulated
electron beam in the auroral ionosphere, J.Geophys.Res.86, 853,
1981
- [61] D.A.Gurnett et al., Whistler-mode radiation from the Spacelab 2
electron beam, Geophys.Res.Letters.13, 225, 1986
- [62] K.Akai, Electron beam - plasma interaction experiment in space,
ISAS Res.Note 285, 1985
- [63] H.C.Koons and H.A.Cohen, Plasma waves and electrical discharges
stimulated by beam operations on a high altitude satellite, in
Artificial Particle beams in Space Plasma Studies edited by
B.Grandal, 111, 1982

- [64] K.Wilhelm et al., Fast magnetospheric echoes of energetic electron beams, J.Geophys.Res.90, 491, 1985
- [65] 八木康之等 K-9M-69号機における電子ビーム放射とTethered Payload Experiment 宇宙観測シンポジウム報告 1980年
- [66] 平尾邦雄等 S-520-2号機搭載Tethered Payload Experiment(TPE)と電子ビーム放射実験(CBE)計画 宇宙観測シンポジウム報告 1980年
- [67] P.J.Kellogg and S.J.Monson, Floating Potential Monitor Evidence Concerning Rocket Charging from SCEX, Abstract at Rosario Conference, 1984
- [68] P.R.Williamson et al., Measurements of vehicle potential using a mother-daughter tethered rocket, in Artificial Particle beams in Space Plasma Studies edited by B.Grandal, 645, 1982
- [69] W.J.Raith, A Rocket Payload to Study the Initial and Steady-State Processes Associated with Vehicle Charging, Proposal to NASA GSFC, 1980
- [70] 小山孝一郎等 Glass sealed Langmuir probeによる電子密度, 温度の測定 宇宙航空研究所報告 第11巻 1975年
- [71] R.C.Sagaly et al., Measurement and Interpretation of Ion Density Distributions in the Daytime F Region, J.Geophys.Res.68, 199, 1963
- [72] K.G.Balmain, IEEE Transactions of Antennas and Propagation, AP-14, 402, 1966
- [73] 大冢寛 大林辰蔵 ジャイロプラズマプローブによる電離層電子密度の測定 宇宙航空研究所報告 第2巻 第3号 1966年
- [74] 渡辺勇三等 電子ビーム放出時のインピーダンスプローブ特性とHF波動の観測結果(K-9M-69) 宇宙観測シンポジウム報告 1980年
- [75] B.N.Maehlum et al., An electron Accelerator Experiment within an Aurora.1.Instrumentation and Geophysical Conditions, Planet.Space Sci., 28, 259, 1980
- [76] T.A.Jacobsen and N.C.Maynard, POLAR 5-An electron accelerator experiment within an aurora.3.Evidence for significant spacecraft

- charging by an electron accelerator at ionospheric altitudes,
Planet. Space Sci., 28, 291, 1980
- [77] D.G.Cartwright et al., Heating of the ambient ionosphere by an
artificially injected electron beam, J.Geophys.Res.83, 16, 1978
- [78] P.Ingsoy et al., Plasma energization in the shuttle wake region
during beam injection from SPACELAB-1, Planet.Space Sci., 34, 555,
1986
- [79] J.R.Winckler et al., Ion resonances and ELF wave production by an
electron beam injected into the ionosphere:ECHO-6, J.Geophys.Res.
89, 7565, 1984
- [80] T.J.Hallinan et al., The ECHO-4 electron beam experiment:
Television observation of artificial auroral streaks indicating
strong beam interactions in the high-latitude magnetosphere,
J.Geophys.Res.83, 3263, 1978
- [81] R.L.Arnoldy et al., The energization of electrons and ions by
electron beams injected in the ionosphere, J.Geophys.Res.90, 5197,
1985
- [82] R.C.Olsen, Electron beam experiment at high altitude, presented
at NATO meeting, June, 1986
- [83] 向井利典 $J \rightarrow f(v)$ の換算式 SEPACメモ
- [84] W.J.Raitt et al., Measurements of the thermal plasma environment
of the space shuttle, Planet. Space Sci., 32, 457, 1984
- [85] G.Israelson, The Electron Echo 4 Experiment Photometer and
scintillator responses to electron beam injections into the
ionosphere from a large sounding rocket, Cosmic Physics Technical
Report #171, 1977
- [86] 松本紘等 自然プラズマ波動観測装置(NPW) 科学衛星EXOS-B中間報告書
1978年
- [87] 久保治也等 粒子エネルギー計測(ESP) 科学衛星EXOS-B中間報告書
1978年

- [88] S.Sasaki et al., SEPAC low light level television camera for observation of artificial aurora, ISAS Res. Note 156, 1981
- [89] K.Wilhelm et al., Observations of the electron spectrometer and magnetometer (Experiment IES019) on board of Spacelab 1 in response to electron accelerator operations, Proc.the 14th International Symposium on Space Technology and Science, 1984
- [90] R.R.O'Neil et al., EXCEDE 2 Test, an artificial auroral experiment : Ground-based optical measurements, J.Geophys.Res.83, 3281, 1978
- [91] B.Grandal et al., POLAR 5-An electron accelerator experiment within an aurora.4.Measurements of the 391.4 nm light produced by an artificial electron beam in the upper atmosphere, Planet.Space Sci., 28, 309, 1980
- [92] I.L.Kofsky et al., Onboard radiometric photography of EXCEDE SPECTRAL's ejected-electron beam, in Artificial Particle beams in Space Plasma Studies edited by B.Grandal, 217, 1982