

－ 修士論文 －

超高速衝突による
マイクロ波放射メカニズムに関する研究

2006年2月3日提出

指導教員： 高野 忠 教授

東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻

46386 大西 裕子

内容梗概

1. 目的

軌道上の宇宙ごみや微小隕石が人工衛星に衝突する速度は、毎秒数 km の超高速である。加速器を用いた地上実験によって、超高速衝突に伴い、マイクロ波が放射されることを確認している。この現象に関する報告例は他に無く、放射メカニズムも明らかにされていない。本研究では、超高速衝突実験結果に基づく放射特性の解明および放射メカニズムの解明を目的とする。

2. 衝突系・測定系

電磁飛翔体加速装置および二段式軽ガス銃により、飛翔体を速度 2-7km/sec まで加速させ、真空チェンバ内の標的に衝突させる。標的には種々の電気伝導体を用いる。測定周波数帯は、22GHz 帯、2GHz 帯であり、ヘテロダイン検波方式を採用する。高速デジタルオシロスコープで衝突から約 1msec 間の信号を記録する。

3. マイクロ波放射特性

衝突実験より、以下の放射特性が明らかにされた。

- (a) マイクロ波放射電力および観測される個々の信号が持つ電圧強度は物質の破壊に関係する。
- (b) 衝突時に発生する衝撃圧および標的内の弾性エネルギーはマイクロ波放射と関係がある。

これらの特性よりマイクロ波は標的に生じる微小な亀裂(マイクロクラック)から放射されている可能性が高い。

4. 放射メカニズムの考察

衝突実験の結果よりマイクロクラックからの放射モデルを仮定できる。マイクロ波放射の過程の中で、特にマイクロクラック付近の電子励起のメカニズムが不明である。そこで、電子励起の方法として熱的な励起と原子間結合の破壊による励起について検討し、マイクロ波放射との関連を探る。

目次

1	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	研究目的	2
2	実験系の構成	4
2.1	全体構成	4
2.2	加速装置	5
2.3	真空チェンバ, トリガ装置	7
2.4	飛翔体	9
2.5	標的	11
2.6	マイクロ波受信系構成	14
3	受信系の較正と電力計算法	16
3.1	受信系の較正実験	16
3.2	電力計算手法	20
3.3	較正実験による放射電力のばらつき	23
4	実験結果	25
4.1	実験1 (標的の厚さを変化させた場合)	25
4.2	実験2 (飛翔体の材質を変化させた場合)	30
4.3	実験3 (標的の材質を変化させた場合)	35
5	マイクロ波信号の特徴	39
5.1	マイクロ波信号の電圧と数の関係	39
5.2	標的の破壊とマイクロ波放射	43
5.3	衝撃圧および弾性エネルギーとマイクロ波放射	44
5.4	局部発信周波数 f_l の設定について	49
6	放射メカニズムの考察	60
6.1	マイクロ波放射の過程	60
6.2	熱的な要素による電子励起	62
6.3	破壊による電子励起	66

第 0 章 目次

7	結論	68
8	データ	70
9	参考文献	72
10	発表文献	75
11	謝辞	80

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

宇宙開発が盛んになるにつれて，人工衛星軌道上には大量の廃棄物が周回している．これらの廃棄物は総称してスペースデブリ（宇宙ごみ）という．デブリは「破片」という意味で，スペースデブリは「現在および将来にわたって有用な役割を果たさない，宇宙空間にある人工物体」と定義されている．スペースデブリは，ロケット打ち上げの際に軌道上に放出される大量の部品や地球軌道に打上げられた後に故障，あるいは役割を終えた衛星やロケットなどの人間が係わった人工のごみのことである．これらは大気圏に突入せずに周回しているため，現在も一千万個以上のスペースデブリが軌道上を彷徨っている．スペースデブリの大きさは数十 cm から数 mm までに及び，材質も金属や絶縁体まで様々である．また，スペースデブリは大きな破壊力を持ち，衝突すれば，その衝突速度が秒速 1-16km の超高速衝突に相当する．この場合，衛星に大きな損傷を与えることも否定できず，スペースシャトルや宇宙ステーション等，有人の宇宙機については，人命に危害を与える可能性もある [1]．したがって，衝突を回避することを目的とした，レーダによる宇宙ごみの遠隔観測が行われている [2], [3]．さらに，衝突シミュレーション等を用いて，デブリの被害把握などの研究も行われている [4], [5]．スペースデブリ問題を解決するためには，スペースデブリの検出と共に，超高速衝突現象の解明をすることが重要であると考えられる．

超高速衝突現象について，さまざまな研究が行われている．超高速衝突とは，秒速数 km 以上の速度で衝突することに相当し，特殊な加速装置で実現することが可能である．超高速衝突に伴う現象は，光放射の観測，衝突痕の研究，衝突による破片の研究，高温プラズマの研究，低周波の電磁波の観測の研究が報告されている．電磁波放射では，光放射，kHz の電磁波の放射，マイクロ波放射の研究が行われている．光検出器による衝突に伴う連続的な光放射の観測報告があり，その理論的解釈に関する研究も行われている [6]．金とタングステンの標的への衝突で光の放射を観測している例もあり [7], [8]，種々の材質による飛翔体と標的の組み合わせにより，光放射を観測している．その結果より，飛翔体の衝突速度と質量の推定においては，光学観測が適していると報告されている．分光計を用いた衝突発光のスペクトル観測も行われている [9], [10], [11].kHz

の電磁波の放射も観測されている [12] が、実験があいまいで不確定な部分が多い。また仮に発生していたとしてもマイクロ波放射の方が波長が金属チェンバーの寸法に対して十分長いので信頼性がある。

1 g 程度の小物体が秒速 4 km の超高速でアルミウム板に衝突するとき、22 GHz 帯のマイクロ波放射が実験的に観測された [13]。観測信号は数十 μsec の時間に断続的な極短パルスとして現れる。マイクロ波受信系の検討により、周波数帯が 22GHz 帯に加えて、2GHz 帯、300MHz 帯、1MHz 帯の信号が観測された [14]。さらに各周波数帯での速度依存性、周波数特性、材質依存性 [15] も示され、放射強度の定量的評価も行われた。衝突に伴うマイクロ波放射のメカニズムも検討され、各周波数帯においてマイクロ波放射の理論波形が計算され、実験結果と共通点がみられることが示された。しかし、標的の破壊の程度による区別がなく放射電力が比較されているため、速度依存性、周波数特性、材質依存性には疑問が残る。また、観測された波形の信号の強度やパルスの数に関する検討、マイクロ波放射現象の再現性やマイクロ波放射のメカニズムの更なる検討も必要とされている。

超高速衝突現象でマイクロ波放射に関連する報告があり、以下に示す。衝突点付近のプラズマ発生現象 [16], [17] やマイクロクラック発生と放電 [18], [19] が挙げられる。

衝突により標的の結晶が破壊されるとプラズマが発生する [16]。プラズマ雲は時間経過と共に形状を変えずに膨張する。プラズマ雲は飛翔体が標的へ貫通する深さによって形状や発生する位置が異なることがわかっている。プラズマから発生した電流に誘発されて衝突点付近に磁界が生じる [17]。プラズマが発生しているどのタイミングで磁界が発生し終了するかや発生する磁界の持続時間も示された。飛翔体が $2 \times 10^4 \text{kg}$ の場合、 10^{-9}T の磁界が発生することがわかっている。また、岩石中の残留磁界を調べることにより、過去の衝突の様子を知ることが可能である。

衝突によって発生する電荷をアルミ板で検出する実験が報告されている [18]。検出量は衝突点からの距離に反比例し、まず質量が小さい電子が検出され、その後正のプラズマが発生し、それに接する正の噴出物が検出される。検出量は、経験的に飛翔体の質量の 0.9 乗、衝突速度の 2.8 乗に比例する。衝突痕を衝突点からの距離によって分類するとそこで衝突痕壁から近い部分では再結晶によって粒子が生成される [19] ため、粒子径は $30[\mu\text{m}]$ 程度の粒子が多い [20]。さらに衝突点から遠くなると塑性変形が起こり、結晶内の粒子は大きく変形している。このように衝突痕の表面付近では溶解および再結晶が起こり、内部では塑性変形により転位が起こると考えられる。また、塑性変形部分の変化を体積分率を用いて計算した例もある [21]。

1.2 研究目的

本研究では、超高速衝突に伴うマイクロ波放射の観測を行い、放射特性を実験的に明らかにし、さらに放射メカニズムの解明することを目的とする。具体的な内容を以下に列挙する。

1. レールガンに加えて二段式軽ガス銃を用いた超高速衝突実験を行うために、マイ

マイクロ波放射の観測に適する受信・記録系を構成し、較正実験を行う。

2. 飛翔体の衝突速度 v , 標的, 飛翔体の材質, 厚さ l , 受信系の局部発振信号の周波数 f_l に対する複数の条件を設定して衝突実験を行い, マイクロ波放射の特性を明らかにする。
3. 得られたすべての実験的事実から, 提案されている超高速衝突に伴うマイクロ波放射モデル [15] のうち, 特に電子励起の方法についてモデル化し, 実験結果と比較検討を行う。

本論文の第 2 章では, 超高速衝突を実現する加速装置を含む, 衝突システムの構成, 特徴について説明する。また, 飛翔体, 標的の使用法, マイクロ波を受信・記録するための機器構成について述べる。

第 3 章では, 受信系の較正実験について述べる。さらに観測された波形の信号を元に, マイクロ波放射電力の算出法について述べる。

第 4 章では, 超高速衝突実験により, 飛翔体及び衝突標的の影響を実験的に検証する。飛翔体の衝突速度 v , 標的の材質や厚さ l が異なる場合のマイクロ波観測実験を行い, 衝突後の標的の様子, 超高速衝突におけるマイクロ波放射の観測結果について述べる。実験 1(標的の厚さ l を変化), 実験 2(飛翔体の材質を変化), 実験 3(標的の材質を変化-1), 実験 4(標的の材質を変化-2), 実験 5(局部発振信号周波数 f_l を変化) を行った。各衝突実験の結果の詳細は, 表 4.1, 表 4.4, 表 4.6, 表 4.7, 表 5.3 に記載する。

第 5 章では, 標的の厚さ l を変化させた場合の観測波形から, 検出される個々の信号の特徴を調べる [22]。標的の破壊と放射電力の関係 [23] や衝突時に加わる衝撃圧および弾性エネルギーとの関係 [24] について検討を重ねる。局部発振信号の周波数 f_l の設定を変えた場合に検出される個々の信号や放射電力 P の変化を調べる。

第 6 章では, 衝突実験で得られた結果を元に, 物質の破壊から起こる放電による放射モデル [15] に基づいて, 検討する。特に放電の際の電子励起 [23], [25] を調べることによりもモデルの具体化に向けた一步を踏み出す。

第 2 章

実験系の構成

2.1 全体構成

図 2.1 に実験系の全体構成を示す．実験系は，加速装置，真空チェンバ，マイクロ波受信アンテナ，受信機，記録装置で構成される．加速器から発射された飛翔体は，真空チェンバ内を通り，チェンバ内に設置された標的に衝突する．標的の横にあるチェンバ窓近傍にマイクロ波受信アンテナを設置する．衝突点とアンテナ間の距離は 0.1 ~ 0.4 m である．受信信号は受信機へ入力され，増幅・周波数変換された信号が記録装置へ入力される．

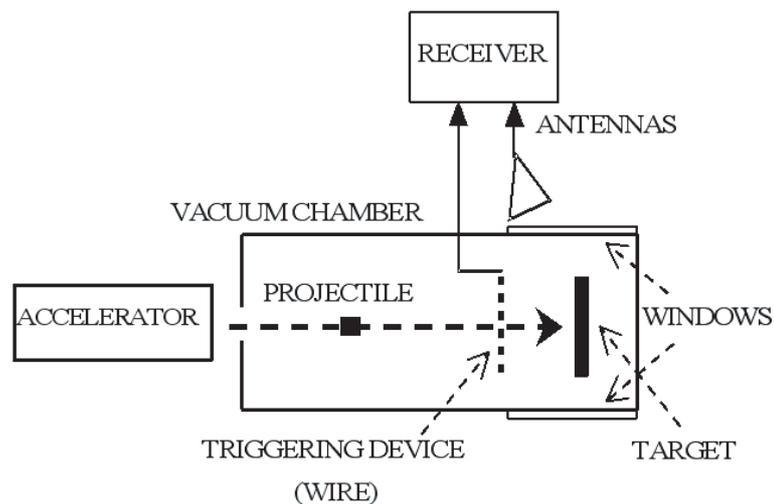


図 2.1: 実験系の全体構成

2.2 加速装置

秒速数 km の超高速衝突を実現するために、電磁飛翔体加速装置および二段式軽ガス銃を用いる。加速装置は共に宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究本部が所有する設備であり、それぞれ「レールガン」、「ガス銃」と呼ばれている [27]。

電磁飛翔体加速装置の全体写真を図 2.2 に示す。加速するのに必要な大電圧を実現させるコンデンサが図 2.2 の奥にあり、手前の左側に加速部分が右側にチェンバが写っている。

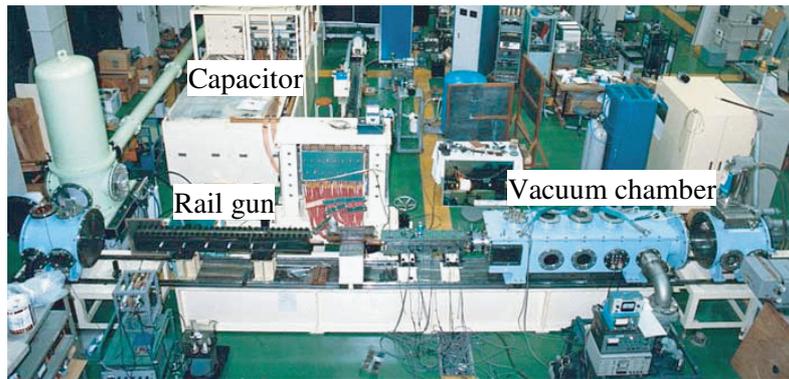


図 2.2: 電磁飛翔体加速装置「レールガン」の外観

加速原理を図 2.3 の構造図で説明する。銅でできた 2 本の平行レール、電機子、大容量コンデンサで主に構成される。金属の電機子が挟まれたレール間に、大電圧を印可すると、レールと電機子に数百 kA の大電流が環状に流れる。この電流によってレールに垂直な方向の磁場が発生する。すると、フレミングの左手の法則に従い、電機子が、電流、磁場両方に垂直な方向へ力を受ける。電機子の前方に飛翔体を挿入しておくと、飛翔体は電機子に押され、加速し、射出される。この時、電機子は大電流によって蒸発、ガス化する。飛翔体が金属の場合、電機子と同様に電流が流れ、ガス化してしまうため、絶縁体の飛翔体に限って使用される。レールガンの射出口近くに、弾道を挟んで、X 線発生装置、X 線検出装置がそれぞれ 2 組設置されている。飛翔体がその間を通過すると、検出装置で信号が得られ、2 つの信号の時間差と、装置の間隔から、飛翔体の速度が測定できる。

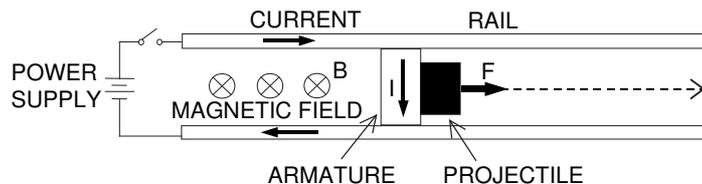


図 2.3: レールガンの加速部分の構造

二段式軽ガス銃の全体写真を図 2.4 に示す．左上部分が加速部分で右下部分がチェンバである．



図 2.4: 加速装置「二段式軽ガス銃」の外観

加速原理を図 2.5 の構造図で説明する．火薬によって駆動されたピストンがヘリウムガスを高圧状態にまで圧縮する（一段目）．高圧に圧縮されたガスは飛翔体手前のダイヤグラムを突き破る．この高圧ガスのエネルギーを飛翔体に解放することで飛翔体を加速させる（二段目）．銃のそばに飛翔体進行方向に直交するような三本のビームの発生装置がある．ビームラインを横切る時間をオシロスコープで測定することで，飛翔体の速度を見積もることができる．加速された飛翔体は，真空管内を加速し，真空チェンバに到達する．真空チェンバ付近に設置されたフォトマルでも飛翔体の速度を見積もり，確認している．

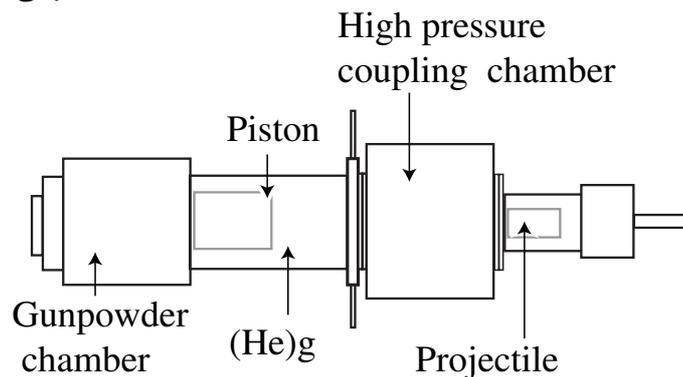


図 2.5: ガス銃の加速部分の構造

レールガンでは， 7km/s ほどの超高速衝突実験が可能であるが，高速に加速するほど銃身が傷みやすい．そのため，飛翔体を水平に加速することが難しく，実験回数も限られる．また，二段式軽ガス銃は最大 5km/s の速度で水平に加速でき，十分な実験回数が実現できる．レールガンは加速する際の電磁ノイズがガス銃に比べて大きいという欠点がある．

2.3 真空チェンバ，トリガ装置

レールガン，ガス銃から発射された飛翔体は真空チェンバ内を通過し，チェンバ内に設置される標的へ衝突する．図 2.6 にレールガンの真空チェンバの構造を示し，上流，中流，下流の三つのチェンバで構成される．上流チェンバ内にはガス除去板が，下流チェンバ内には標的とトリガ発生用ワイヤが挿入される．ガス除去板は，等間隔に 4 枚設置されており，飛翔体はこの穴を通過する．飛翔体が射出されると，元が電機子である高温ガスを引き連れて飛翔する．飛翔体が穴に通過すると，引き連れるガスの一部が除去板で遮られ，標的に到達する時には，ガスはほとんど伴わない．また，チェンバ内はポンプによって約 5 Torr の真空で保たれる．これにより，飛翔体はチェンバ内で空気抵抗を受けることはなく，射出から衝突まで速度が下がることはない．衝突の瞬間におけるマイクロ波放射を観測するために，装置への記録開始信号（トリガ）をワイヤで発生させる．図 2.8 に下流チェンバの側面図を示す．標的から 18 - 21 cm 前方に，トリガ発生用ワイヤを設置する．トリガ発生用ワイヤは 15 cm 四方の枠全体に，太さ 0.1 mm のエナメル線を横方向に 5 mm 間隔で張る．ワイヤ全体は一本であり，飛翔体がワイヤの一部を切断すると，矩形パルスが記録装置へ送られる．X 線で測定された速度と，ワイヤ標的間距離から衝突時刻が求まる．標的の厚さが数 mm 以下の場合，飛翔体は貫通して，チェンバ壁へ再衝突する．標的が貫通する場合は，標的への衝突と壁への衝突を時間的に区別するため，レールガンの場合は下流チェンバのさらに後部に直径 15 cm，長さ 100 cm の延長チェンバを増設して，その端部へ飛翔体を衝突させる．

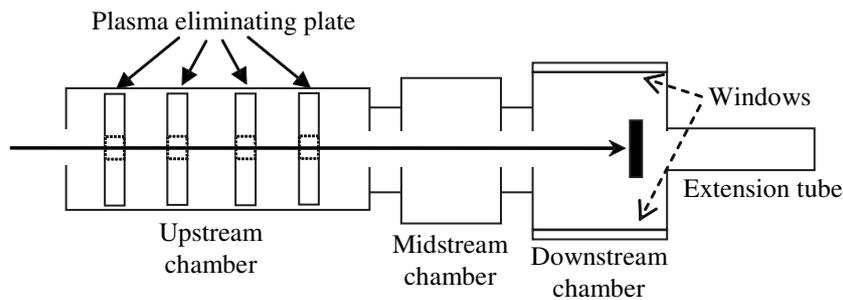


図 2.6: レールガンの真空チェンバの構造

また，図 2.7 にガス銃の真空チェンバの構造を示す．チェンバ内は真空ポンプにより約 0.2 Torr に保たれている．標的を設置する台およびトリガ発生用ワイヤはレールガンの時と同様のものを用い，太さ 0.1 mm のエナメル線を横方向に 2 mm 間隔で張る．標的が貫通する実験を行う場合には，標的後方にストッパーと呼ばれるステンレス板を設置するがレールガンの時のように延長チェンバを設置する必要はない．

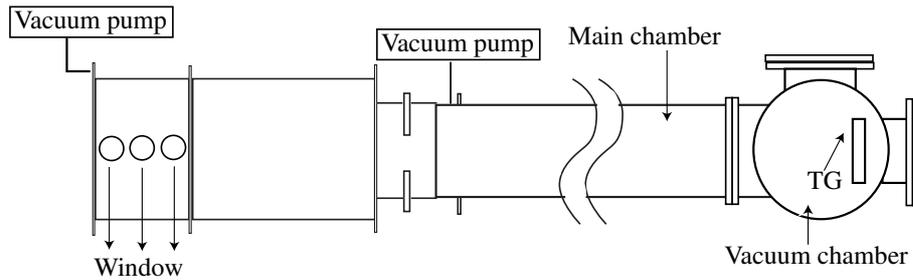


図 2.7: ガス銃の真空チェンバの構造

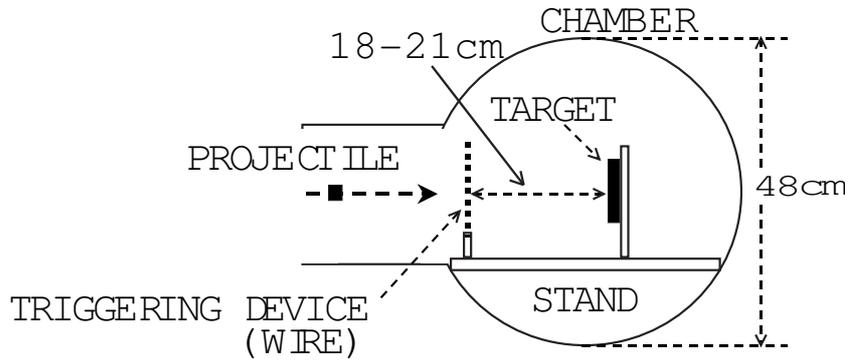


図 2.8: チェンバにおける標的，トリガ用ワイヤの設置方法

2.4 飛翔体

図 2.9, 図 2.10 に衝突実験で用いる飛翔体の形状を示す．前述したように，レールガンは電氣的導体の飛翔体を射出することはできない．そこで絶縁体であるポリカーボネートを採用する．図 2.9 のように質量約 1 g, 直径約 14 mm, 長さ約 6 mm の円筒形を基準として，円錐のように側面を 2 段階で斜めに加工している．このような形は飛翔体を水平に加速させにくくなるが，より早い速度を実現するのに適している．

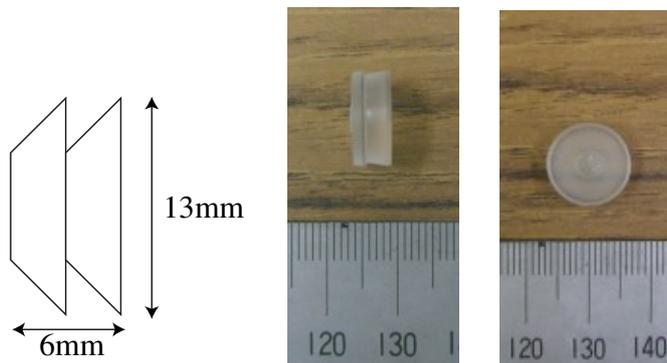
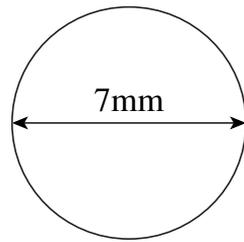
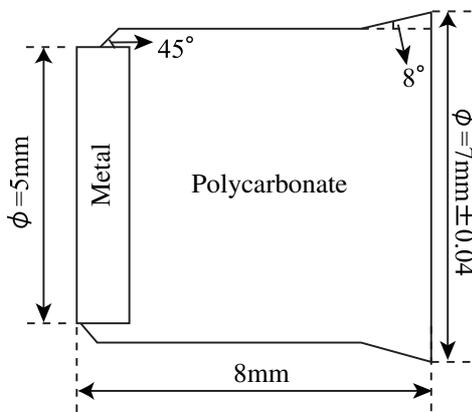


図 2.9: レールガンに用いる飛翔体の形状

二段式軽ガス銃では，図 2.10-(a) に示すように絶縁体であるナイロンを採用する．質量約 0.2 g, 直径約 7 mm 球形である．さらに電氣的導体を使用する場合には，図 2.10-(b) のように前方に電氣的導体を，後方にポリカーボネートを用いた形状の飛翔体を用いる．本報告では電気伝導体として，アルミニウム (5056)，ステンレス (SUS304)，銀を用いた．この飛翔体は前方の電気伝導体の種類により質量が異なり，アルミニウムで約 0.3g, 銀で約 0.4g, ステンレスで約 0.5g となっている．



(a) ナイロン飛翔体



(b) 金属を含む飛翔体

図 2.10: ガス銃に用いる飛翔体の形状

2.5 標的

標的は導体，絶縁体を問わず，様々な材質のものを選択することが可能である．衝突後の標的の破壊の様子は飛翔体と標的の材質，飛翔体の径 d_m ，衝突速度 v km/s によって決まる．例えば，レールガンを用いて，質量 1 g， $v = 4.0$ km/s の飛翔体が， $l = 27$ mm のアルミニウム標的へ衝突した場合，クレータの深さは $d_1 = 30$ mm，直径は 12 mm である．また，セラミック等の強度が低い材質は，衝突の衝撃で標的全体が破壊・散乱され，その形状を残さない．

衝突実験において，適切な厚さ l を持つ標的を選択することは重要である．飛翔体と飛翔体の材質，衝突速度から衝突後の標的の破壊の様子を予測できることを用いて，実験 2 と実験 3 の場合について適切な標的の厚さ l を計算した．衝突後の標的の破壊の様子および適切な標的の厚さ l の計算過程を示す．標的が電気伝導体である場合，衝突後，標的表面の衝突痕は図 2.11 のように 4 つの種類に分けることができるとする．(a) は半無限，(b) は後部破砕，(c) は貫通初期，(d) は完全な貫通の標的の状態である．

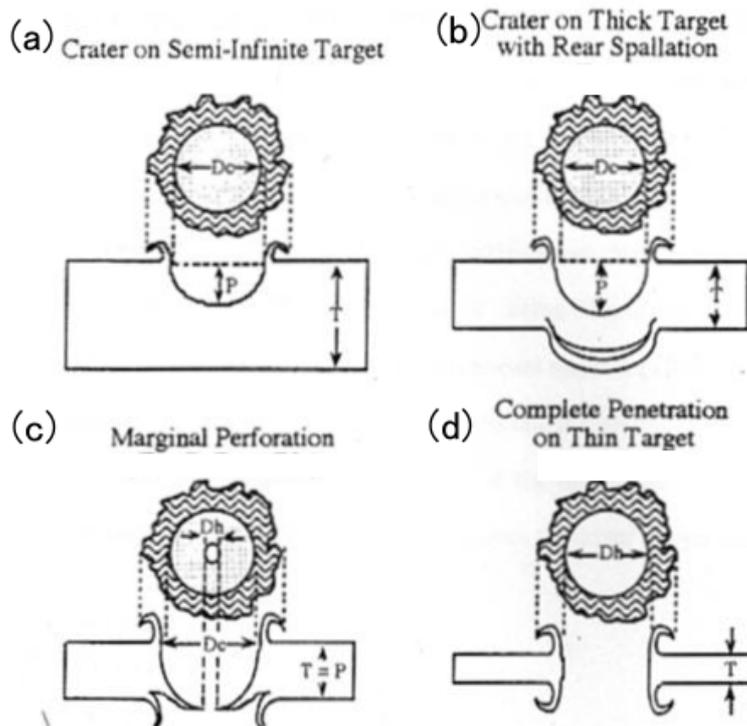


図 2.11: 異なる厚さの標的を用いた場合の衝突痕の様子

衝突痕の深さは，以下の経験的な関係式 2.1 による．

$$d_1 = 0.57 \left(\frac{1}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{18}} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{\frac{1}{2}} d^{\frac{19}{18}} v^{\frac{7}{8}} \quad (2.1)$$

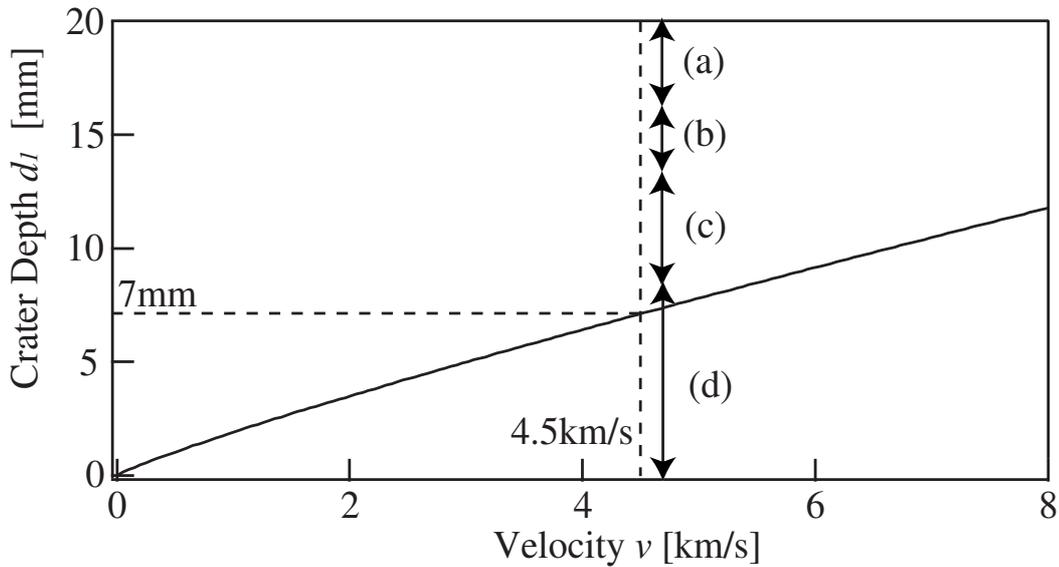


図 2.12: アルミニウム標的における衝突痕の分類

ここで，衝突痕の深さ d_l m，飛翔体と標的の密度をそれぞれ， ρ_p g/cm³， ρ_t g/cm³，衝突速度を v km/s，飛翔体の直径を d m とする．

アルミニウム標的，ナイロン飛翔体，衝突速度 $v = 4.5$ km/s の時，式 2.1 を計算した．その結果と l を変化させて行った実験 1 の衝突痕の様子を図 2.11 にならって (a) から (d) に分類し，図 2.12 に式 2.1 の計算結果と比較した．なお，図 2.12 の $v = 4.5$ km/s の場合，上で述べたような各衝突における状態に区分した．

図 2.12 より，衝突後の標的を図 2.11-(a) のような非貫通にしたい場合は，式 2.1 で計算した値の少なくとも約二倍の厚さ l を設定することが必要であることがわかった．

この経験則を用いて，実験 2 と実験 3 の場合について，標的の厚さ l を決定する方法を示した．いずれの実験も衝突後の後部には衝突の影響が残らないように標的の厚さ l を決定する．共に衝突速度 $v = 4$ km/s とする．

1. 実験 2

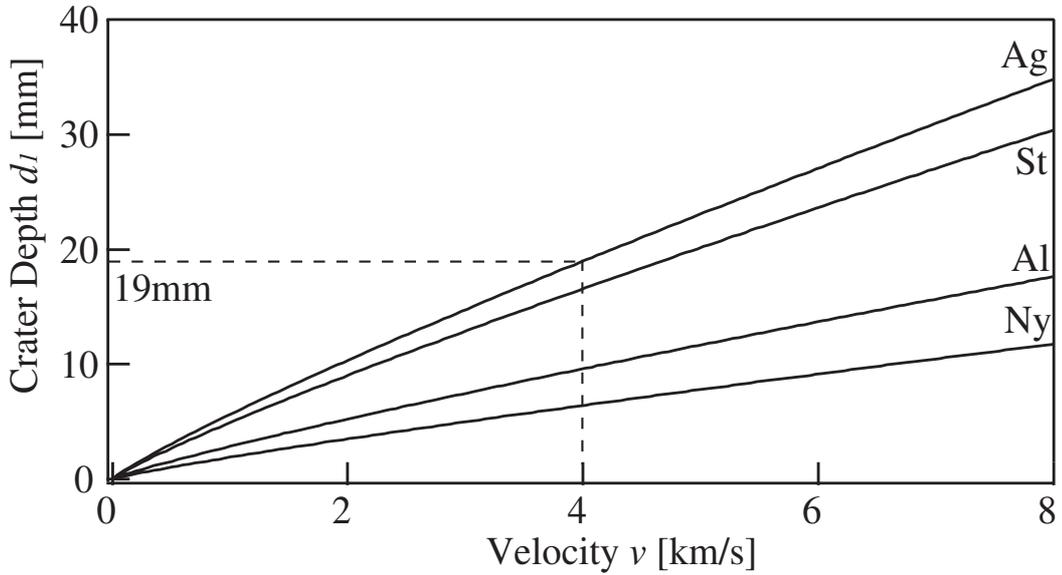
飛翔体： $d = 7$ mm のナイロン， $d = 5$ mm のアルミニウム，銀，ステンレス
標的：アルミニウム

2. 実験 3

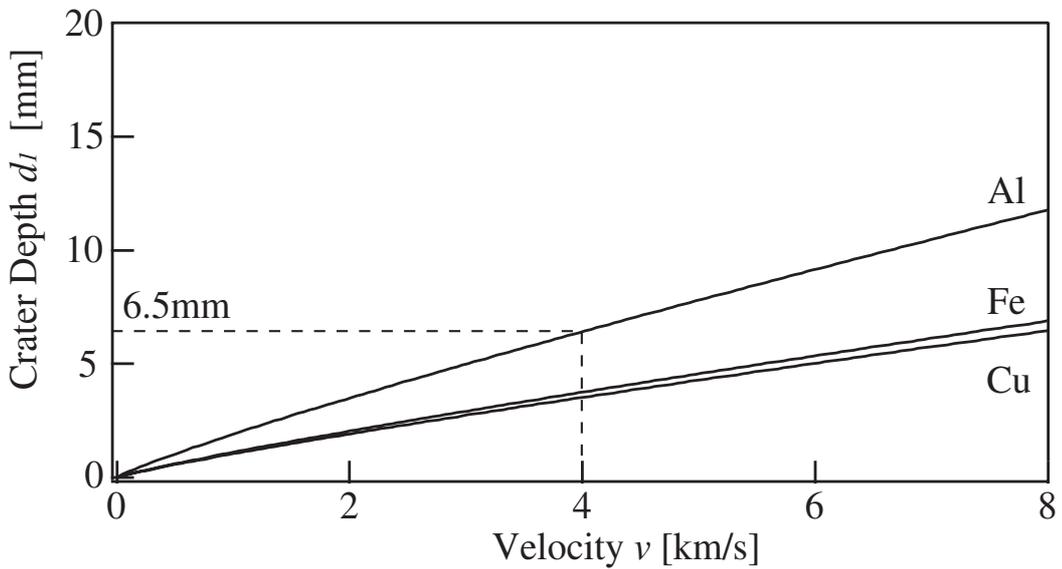
飛翔体： $d = 7$ mm のナイロン
標的：アルミニウム，鉄，銅

図 2.13 に実験 2 と実験 3 の条件で式 2.1 を用いて計算した結果を図 2.13 に示す．実験 2 に用いる飛翔体の中で一番深いクレータを持つ銀は $v = 4$ km/s の時， $d_l = 19$ mm で完全に貫通する．そのため，実験 2 では二倍以上の厚さを持つ $l = 40$ mm の標的を用いた．実験 3 に用いる標的の中で一番深いクレータができるアルミニウムは $v = 4$

km/s の時, $d_1 = 6.5$ mm で完全に貫通する．そのため, 実験 3 では二倍以上の厚さを持つ $l = 15$ mm の標的を用いた．このように実験 1 の結果と式 2.1 を元にして衝突後のクレータの深さを予測し, 実験 2 と実験 3 における適切な厚さ l を持つ標的を見積もることができた．



(a) 実験 2

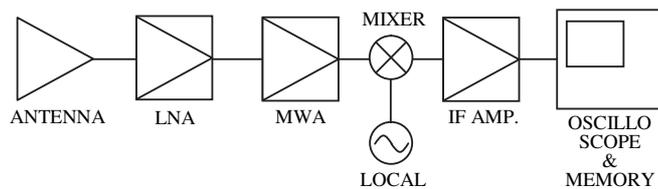


(b) 実験 3

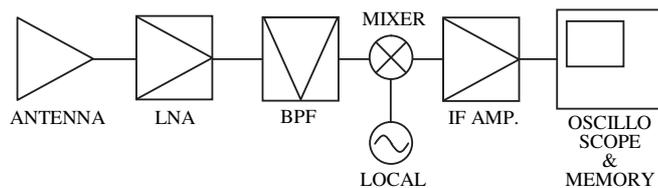
図 2.13: 各実験条件での衝突痕の深さ

2.6 マイクロ波受信系構成

マイクロ波受信系は各周波数帯ごとに独立しており，いくつかの測定機器でそれぞれ構成される．22GHz 帯用と 2GHz 帯用のマイクロ波受信系を図 2.14 に示す．図 2.14 に示す各機器についての規格を表 8.1，表 8.2，表 8.3 に示す．超高速衝突実験によるマイクロ波の瞬間的な変化を捉えるために，22GHz，2GHz 帯の受信系は，直接検波の代わりに，ヘテロダイン検波方式を採用する．Antenna で受信される後，LNA で増幅され，2GHz 帯の場合のみ，BPF で特定の周波数成分のみ通過させる．さらに，Mixer に掛け，RF(マイクロ波) 帯から IF(中間周波数) 帯へ変換される．得られた IF 信号を再び増幅し，波形を記録する．



(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯

図 2.14: 各周波数帯受信系構成

マイクロ波受信系の各機器が果たす役割について、詳細に述べる。

Antenna から入力した信号は様々な受信機器 Amp. , BPF , Mixer などを経る。Amp. は LNA と MWA , IFA があり , LNA と MWA は後述する Mixer の RF 帯域信号用のものであり , IFA は Mixer の IF 帯域用のものである。BPF は不必要な周波数の信号をカットするためのフィルタである。超高速衝突によるマイクロ波は様々な周波数成分を含んでおり , 各受信形で余分な周波数の信号を観測装置に出力しないようにするために用いる。Mixer には , マイクロ波 (RF) 帯 , 中間周波数 (IF) 帯 , 局部信号発振 (LO) があり , Mixer への RF 入力 , LO 入力に対して , IF からその差分周波数が信号として出力される。RF, LO, IF の周波数をそれぞれ f_{rf}, f_l, f_{if} とすると , RF, LO の入力周波数に対して IF の出力周波数は以下のように表される。

$$f_{if} = f_l - f_{rf} \quad (2.2)$$

例えば , 22GHz 帯受信系では , RF:22.0GHz に対して , LO:22.5GHz を入力し , IF:500MHz を出力させている。また , 2GHz 帯受信系では , RF:2.00GHz に対して , LO:2.05GHz を入力し , IF:50MHz を出力させている。

Oscillo Scope はデジタル方式のものが 2 つ在り , そのサンプリングは 4channel 同時使用でそれぞれ 4[Gsample/sec] , 250[Msample/s] である。搭載メモリ容量は 4 MByte であることから , 最大観測時間は 1 msec である。

受信機器をつなぐケーブルによる減衰は , 22GHz 帯 , 6m で 10dB に達する。このため , 受信機をつなぐケーブルの長さや数が重要である。衝突実験に使われる受信系のケーブルと較正実験のそれとは対応していなければならない。

¹Signal Generator; 発振器

²Attenuator; 減衰器

³Variable Attenuator; 可変減衰器

⁴Fixing Attenuator; 固定減衰器

⁵Band Pass Filter; 帯域ろ波器

⁶; 混合器

⁷Amplifier; 増幅器

⁸Low Noise Amplifier; 低雑音増幅器

⁹IF Amplifier; 中間周波数増幅器

¹⁰MicroWave Amplifier; マイクロ波増幅器

第 3 章

受信系の較正と電力計算法

3.1 受信系の較正実験

マイクロ波受信系の較正実験を行う。較正実験は衝突実験ごとに実験を行った周辺環境下で測定する。表 3.1 で示す条件下で較正実験を行った。

表 3.1: 各受信機の特徴

Name	Center frequency f_c [Hz]	Band width f [Hz]	Local frequency f_l [Hz]	IF band [Hz]
22GHz	22.5G	1G	22.5G	1 - 500M
2GHz	2.09G	0.3G	2.05G	1 - 190M

図 2.14 に示す Antenna の部分は、衝突実験時と較正実験時で構成が変わる。衝突実験時は図 2.14 のように Antenna が取り付けられるが、較正実験時には、図 3.1 のように信号を模擬するものとして、Antenna の代わりに SG と Att. が取り付けられる。Att. は SG によって出力された信号を減衰させ、利得を調節する。SG のみによっても利得を調節は可能だが幅が狭いため、SG の値を固定 (0.00dBm) し、Att. によって減衰させている。また、Att. は Var. Att. と Fix. Att. が在り、普段は Var. Att. のみで減衰の調節を行うが、大きく減衰させるときは、Fix. Att. を接続する。衝突実験で得られる信号がパルスなのに対して、較正実験では信号発生器から、単一の周波数信号 (CW¹) を出力している点が異なる。

まず、信号発生器と可変減衰器、スペアナの順で構成し、可変減衰器の減衰量を変化させ、スペアナで可変減衰器後の利得を測定する。その利得を可変減衰器以下の入力とし、図 3.1 の測定系で可変減衰器の減衰量を変化させ、それに対応する出力波形の振幅を見ることにより、受信系の入力電力に対する出力電圧特性が得られる。各受信系における入力 CW 信号の周波数はそれぞれ、22.0 GHz, 2.0 GHz とする。

¹連続波

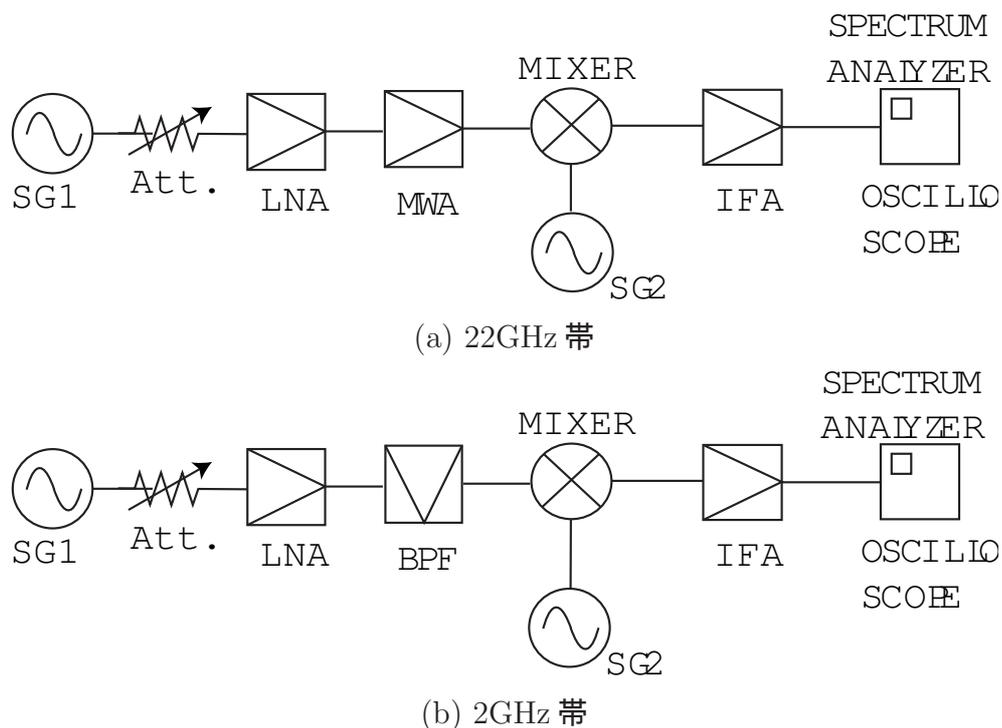


図 3.1: 受信系入出力特性較正のための機器構成

図 3.2 に 22GHz 帯の受信機での較正実験の出力電圧波形を示す．正側のピーク値が負側よりも低い．2GHz，22GHz 帯の受信系では，入力電力がある値を超えると，出力電圧が飽和し，非線形性を示すことがわかる．これは，各受信機に含まれる低雑音増幅器において，高調波成分が無視できないほど高くなることにより，出力波形が歪むことが原因であることが明らかにされた．

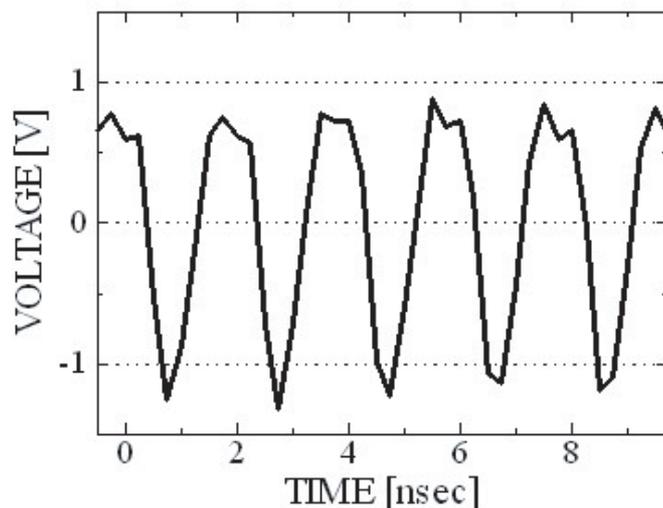


図 3.2: 22 GHz 帯，受信機 IF 出力波形

図 3.3 に各周波数帯における受信系の入力電力に対する出力電圧の較正結果を示す。出力電圧は出力電圧波形の最大振幅を示している。図 3.3 より各周波数帯における受信系の線形領域および飽和する入力電力が異なる。22GHz 帯では、線形領域は入力電力が $1.7 \times 10^{-6} W \sim 2.9 \times 10^{-8} W$ の範囲である。入力電圧が $1.7 \times 10^{-6} W$ の時、 $1.18V_{p-p}$ 付近で出力電圧は飽和する。2GHz 帯では、線形領域は入力電力が $2.6 \times 10^{-8} W \sim 4.6 \times 10^{-8} W$ の範囲である。入力電圧が $2.6 \times 10^{-8} W$ の時、 $1.88V_{p-p}$ 付近で飽和する。

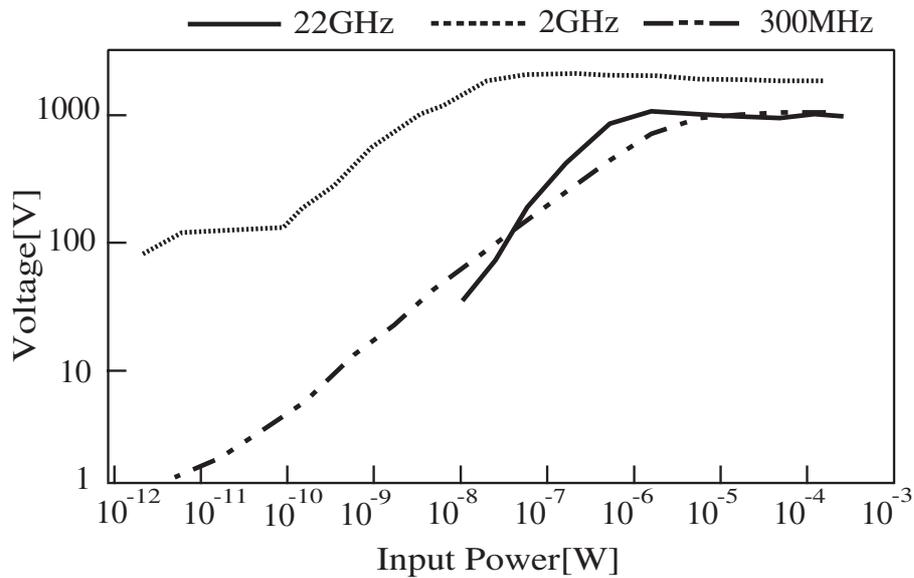
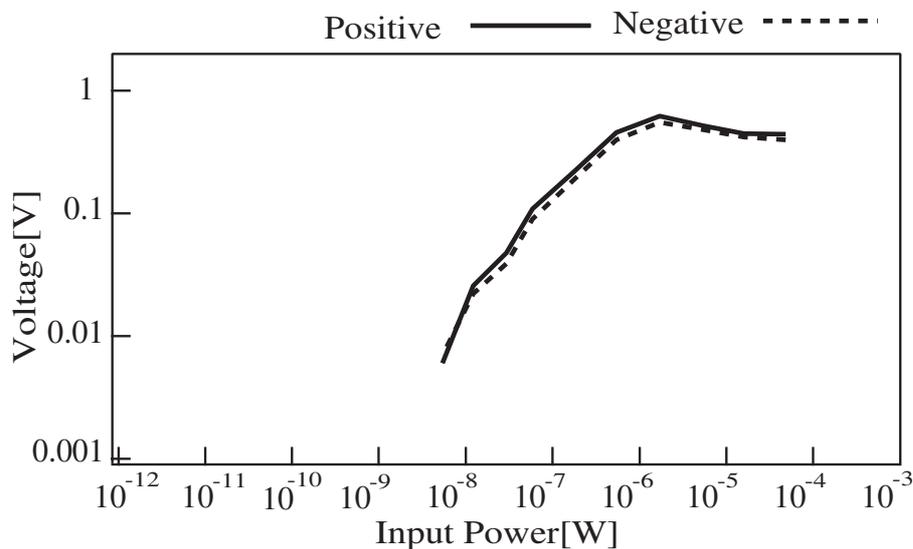
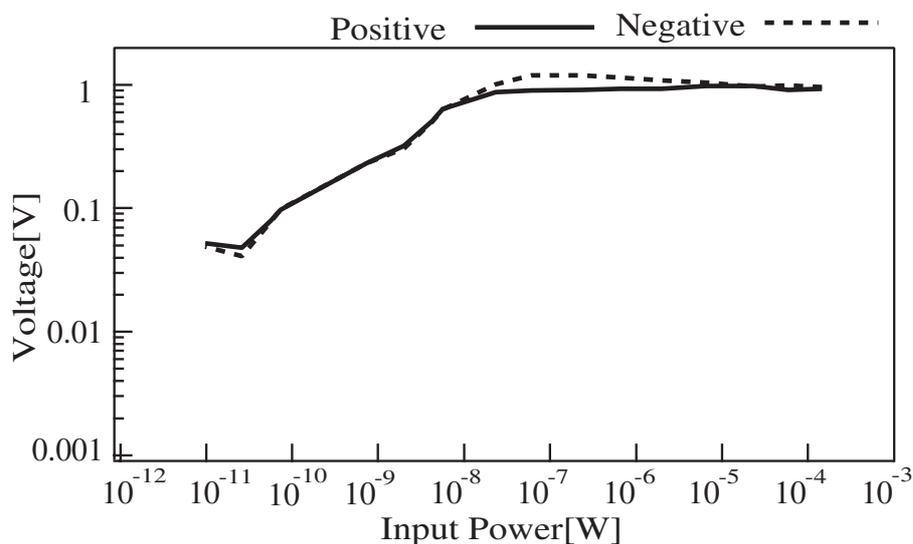


図 3.3: 較正実験結果

出力電圧波形の正側，負側それぞれのピーク値の比較を図 3.4 に示す．図 3.4-(a) ではそれぞれのピーク値は正負に関係なく，ほぼ一致している．図 3.4-(b) では入力電力が $2.2 \times 10^{-6} W$ から $2.6 \times 10^{-8} W$ の範囲で負側のピーク値が正側より高くなり，出力電圧波形が非対称になることが確認された．



(a) 22 GHz 帯



(b) 2 GHz 帯

図 3.4: 較正実験による受信系の対称性

3.2 電力計算手法

衝突に伴うマイクロ波放射の衝突速度，標的材質，標的厚さの依存性を評価する値として，マイクロ波の放射電力を計算する．放射電力は，観測された電圧波形と，受信系の較正值，及び，アンテナ利得，放射源からアンテナまでの伝搬によるマイクロ波の自由空間損失によって求められる．図 3.6 にマイクロ波観測波形例を示す．標的の材質はアルミニウム，標的厚さ l は 27 mm，衝突速度 v が 6.7 km/s でレールガンを用いて加速した場合である．

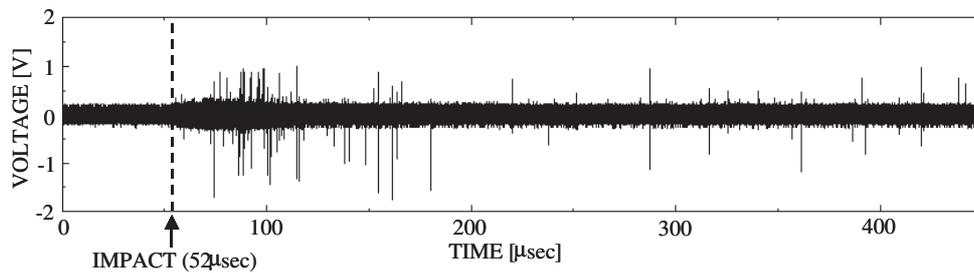


図 3.5: マイクロ波観測波形例

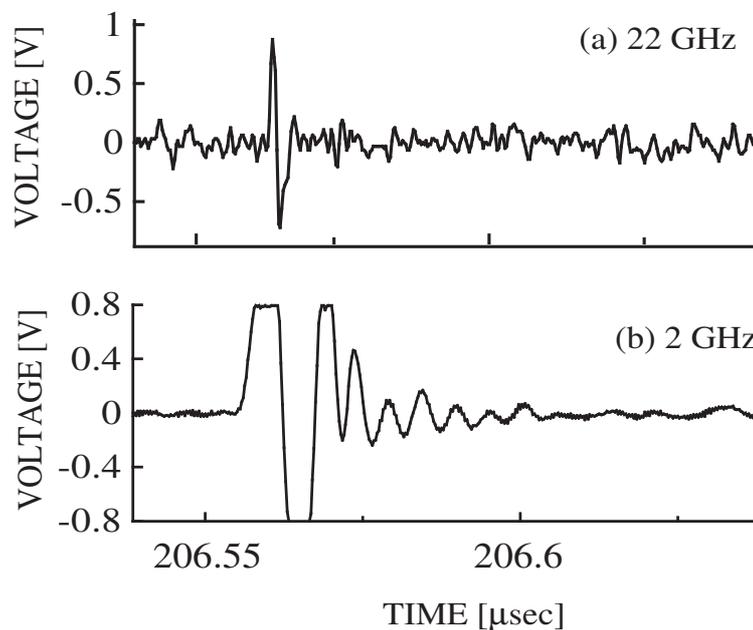


図 3.6: マイクロ波観測波形例

図 3.7 にアンテナ直後における受信電力の導出過程を示す．図 3.4 で示した受信機の較正值は，各周波数帯において，それぞれ 22.0 GHz，2.0 GHz の単一周波数であり，周期もまた 2 nsec，5 nsec でそれぞれ一定の入力信号に対する出力電圧である．これに対し，衝突時に放射されるマイクロ波は，複数の周波数成分を有する広帯域の信号

であると予測されるが，観測波形の周期は，各周波数帯において，それぞれ 2 nsec ， 5 nsec に近い．従って，観測電圧のピーク値は，図 3.4 の較正電圧ピーク値に対応できると考える．

計算手法を説明する．まず，ワイヤーを切ってから衝突するまでの雑音の最大電圧を V_{th} とし信号からひく．衝突後に観測されるパルスのうち，閾値 (V_{th}) 以上の電圧を持つものについて入力電力を求める．観測波形は，図 3.7-(a) で示すような極短パルスである．そこで，各パルスはコヒーレンシを有しているため [39]，図 3.7-(b) で示すように，同周期で，振幅が V_0 ，継続時間が t の連続波と見なせる．図 3.7-(c) のように受信機の較正曲線から，出力電 V_0 に対応する入力電力 P_{in} を求める．これに継続時間 t を乗ずることで，該当するパルスのエネルギーが得られる．この過程を観測時間中に現れるすべての極短パルス信号について行い，観測時間中の全エネルギーを観測時間 T_m で割った値を受信電力 P_r として，式 3.1 のように計算される．ここで， n はパルスの識別番号である．

$$P_r = \frac{\sum_n P_{in}(V_0)_n t_n}{T_m} \quad (3.1)$$

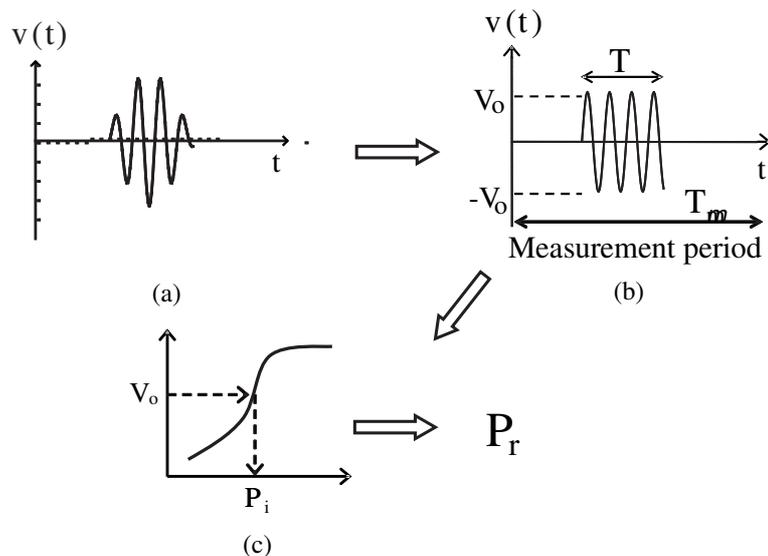


図 3.7: マイクロ波放射受信電力の推定方法

図 3.8 に衝突によるマイクロ波の放射，空間伝搬，アンテナによる受信，受信機による増幅，記録の流れと，電力の定義について示す．衝突により放射される電力は，空間の伝搬によって減衰し，アンテナで受信され，受信機で増幅され，観測電力として得られる．そこで，この逆の流れにしたがって，観測電力から受信系の利得 G_{rec} ，及びアンテナ利得 G_r を差し引き，空間で減衰する分 L を加えることによって，放射電力が式 3.2 および式 3.3 のように推定される．これを式で表すと，

$$P = L \frac{P_r}{G_r} \quad (3.2)$$

$$L = \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2 \quad (3.3)$$

となる．ここで， r は標的とアンテナ間の距離， λ はマイクロ波の波長である．22GHz 帯では放射電力 P は約 10^{-7} W- 10^{-8} W，2GHz 帯では約 10^{-8} W- 10^{-10} W である．

このように電力計算プログラムは実験データの時間に対応する行を逐次読み出している．そのため，プログラムの時間分解能 T_{res} は実験データの時間分解能そのものである．実験データの時間分解能 T_{res} は，デジタルオシロスコープのサンプリング周波数により $T_{res} = 0.25ns$ である．

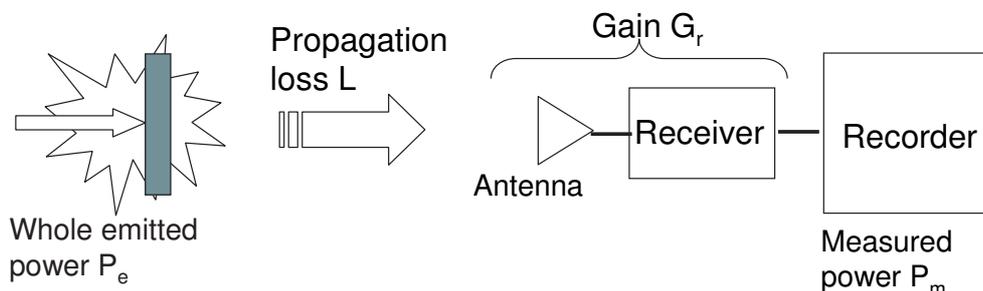


図 3.8: マイクロ波の放射，受信，観測の流れ，及び電力の定義

各受信機の受信感度は，通常時の雑音電圧で決定される．図 3.4 の較正曲線から，雑音電圧に対応する入力電力が，最小受信電力に相当する．表 3.2 に，各周波数帯の受信機における雑音電圧，及び最小受信電力をまとめる．

表 3.2: 各受信機の雑音電圧及び最小受信電力

f [Hz]	Positive noise voltage [V_{0-p}]	Negative noise voltage [V_{0-p}]	Minimum receiving power [W]
22G	6.0×10^{-3}	7.0×10^{-3}	5.4×10^{-9}
2G	7.3×10^{-2}	5.7×10^{-2}	1.2×10^{-11}

3.3 較正実験による放射電力のばらつき

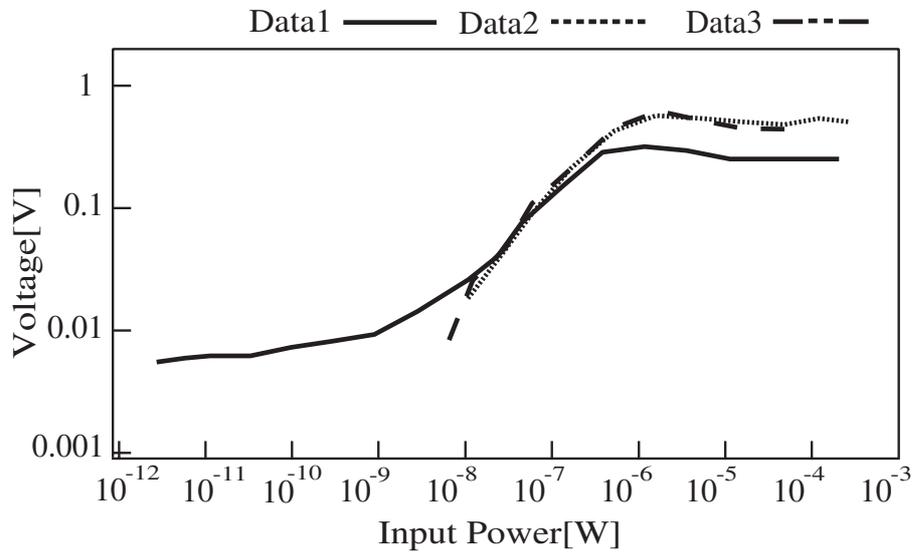
前節で示した電力計算法では受信系の較正実験結果の違いにより電力計算結果にばらつきが生じる可能性がある．そこで受信系の較正実験を三回行い，その結果を図 3.9 に示し，比較する．これらの実験は同一の受信系，環境の下で衝突実験後に独立して行った実験により得られたものである．測定は衝突実験後に同じ場所で三回行った．

図 3.9-(a) では線形領域は，全ての較正曲線でほぼ一致しており，入力電圧が $2 \times 10^{-6} W$ から $2 \times 10^{-8} W$ の範囲である．さらに Data2 と Data3 は較正曲線そのものも類似している．飽和する入力電圧は Data 1 では測定したデータごとに異なり， $1.2 \times 10^{-6} W$ の時， $0.62V_{p-p}$ 付近で飽和し Data 2 と Data 3 では $1.7 \times 10^{-6} W$ の時， $1.18V_{p-p}$ 付近で飽和する．図 3.9-(b) では線形領域は，全ての較正曲線でほぼ一致しており，入力電力が $2.6 \times 10^{-8} W \sim 4.7 \times 10^{-11} W$ の範囲である．飽和する入力電圧は全ての較正曲線で $2.6 \times 10^{-8} W$ の時， $1.88V_{p-p}$ 付近である．

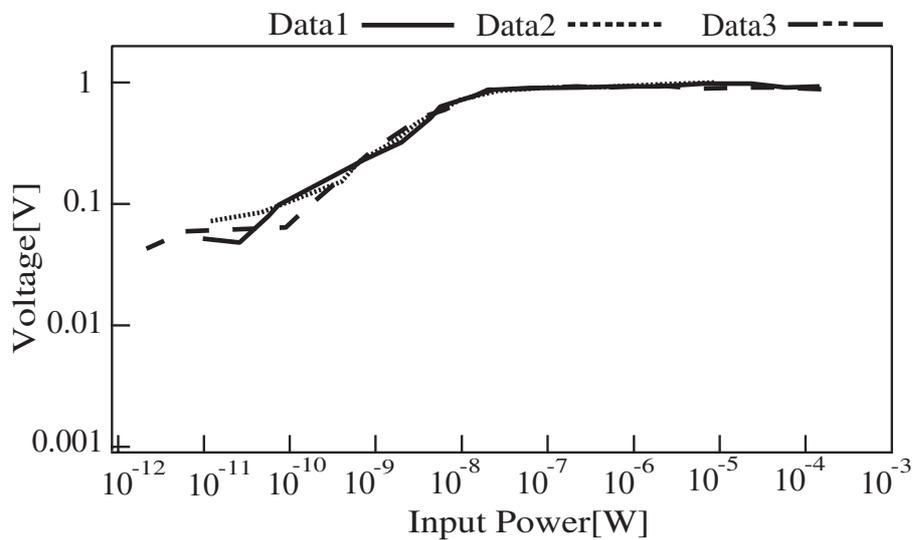
各周波数帯，22GHz 帯，2GHz 帯について検討した．三回分の衝突実験データに対して，それぞれ三回行った較正実験を用いて電力計算を行った．Tab.3.3 に，較正実験データの違いによりばらつきが一番大きい電力 ΔP を記述した．Tab.3.3 より，2GHz 帯，22GHz 帯の電力計算では， ΔP は約 1dB，2dB と小さい．つまり，較正実験結果の違いは電力計算にはそれほど依存しないことがわかった．

表 3.3: 電力のばらつき ΔP

Band	ΔP [dB]
2GHz	+0.43 / -0.49
22GHz	+0.65 / -1.55



(a) 22 GHz 帯



(b) 2 GHz 帯

図 3.9: 複数回測定したときの較正曲線の違い

第 4 章

実験結果

4.1 実験 1 (標的の厚さを变化させた場合)

二段式ガス銃を用いて衝突実験を行い、飛翔体はいずれの実験の場合も 7 mm の球状のナイロンを用い、 $v = 3.28 - 4.69$ km/s で衝突させた。衝突後の標的の写真を図 4.1 に示す。写真はいずれも標的の後部を撮影したものであり、標的の衝突痕はクレーターもしくはホールができ、金属表面が溶け、再結晶している様子が伺える。標的の厚さ l が $l=1$ mm から $l=7$ mm までは図 2.11-(d) のように完全に貫通し、 $l=9$ mm および $l=10$ mm は図 2.11-(c) のように衝突痕の面積の減少が始まる。 $l=15$ mm は図 2.11-(b) のように衝突痕の後部がふくらみ、 $l=20$ mm 以上の標的では図 2.11-(a) のように背面に衝突の影響は見られない。

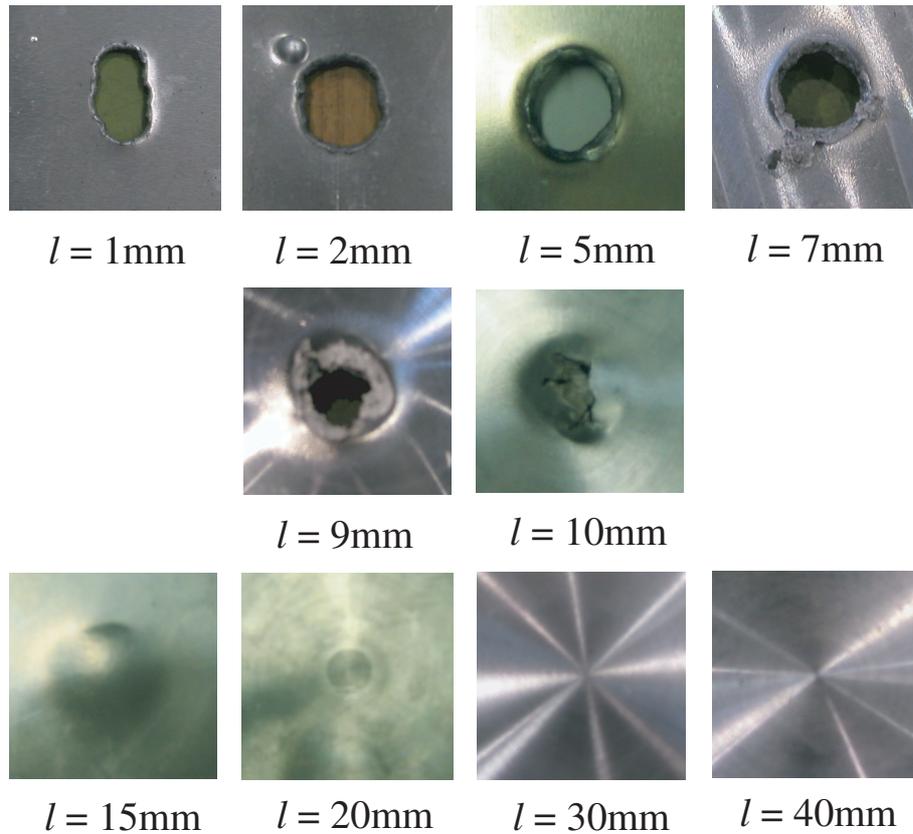
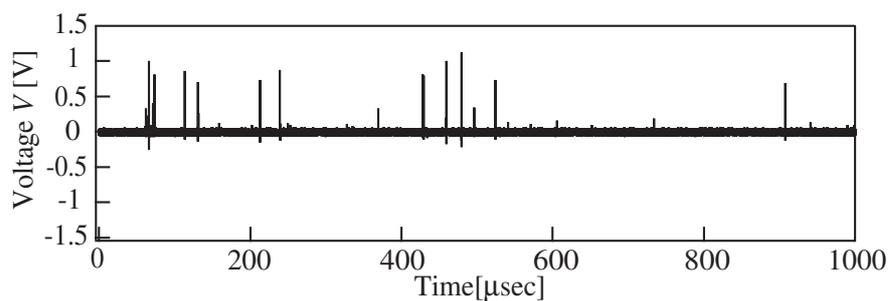


図 4.1: 実験 1 における衝突後の飛翔体の背面

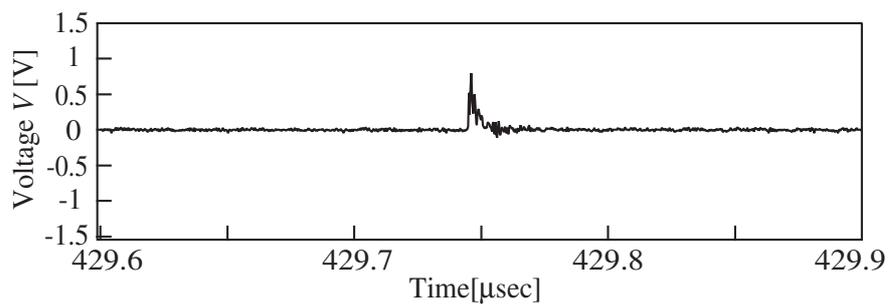
実験 1 の条件で観測したマイクロ波の波形のうち, $l = 7 \text{ mm}$ と $l = 40 \text{ mm}$ の場合について比較する. まず, $l = 7 \text{ mm}$ の場合を図 4.2 と図 4.3 に示す. 横軸は飛翔体がワイヤーを切断した時からの観測時刻を, 縦軸は信号の電圧を示す. 図 4.2-(a) より断続的なパルス状の信号が観測される. 衝突時刻は $l = 7 \text{ mm}$ の標的でワイヤー標的間の距離と衝突速度から $58.7 \mu \text{ sec}$ と見積もられる. 最初に観測される信号はワイヤー切断後 $64.1 \mu \text{ sec}$ に発生している. そこで最初に観測される信号は標的への物理的な衝突から $5.4 \mu \text{ sec}$ の遅延が生じている. 図 4.2-(b) は図 4.2-(a) の一部を拡大した図である. 図 4.2-(b) より, 一つの信号のパルス幅 T_n は 15 nsec である. 22 GHz 帯では特に, ピーク値が 1 V 以上の高いパルス波形について, 負側のピークが正側のピークよりかなり低い. 同時間帯での 22 GHz 帯における極短パルス観測波形を図 4.3 に示す. 2 GHz 帯におけるマイクロ波観測波形の特徴は 22 GHz 帯に類似するが観測波形は 22 GHz 帯よりも対称である. 図 4.3-(b) で観測される一つの信号のパルス幅 T_n は 15 nsec であり, 正側のパルスの幅は $T_n = 5 \text{ nsec}$, 負側のパルスの幅は $T_n = 10 \text{ nsec}$ である.

次に $l = 40 \text{ mm}$ の場合のマイクロ波観測波形を図 4.4, 図 4.5 に示す. $l = 40 \text{ mm}$ のマイクロ波観測波形の特徴は図 4.2, 図 4.3 に類似する. 2 GHz 帯では最初の信号は $118.5 \mu \text{ sec}$ で発生しているため, マイクロ波発生は $49.3 \mu \text{ sec}$ の遅延が生じる. パルス幅は 22 GHz 帯で $T_n = 20 \text{ nsec}$, 2 GHz 帯で $T_n = 8 \text{ nsec}$ である. 信号の数は完全に貫通した $l = 7 \text{ mm}$ の標的に比べ少なく個々の信号が持つ電圧も低い.

第 4 章 実験結果

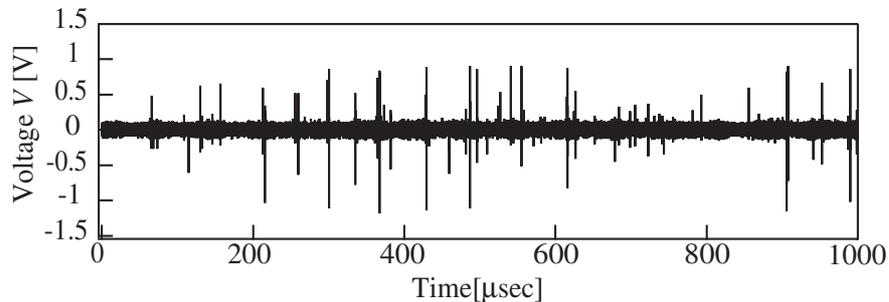


(a) 観測時間 ; 1m sec

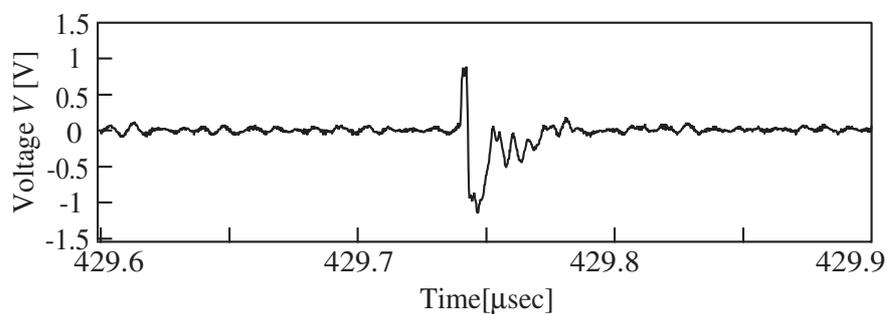


(b) 観測時間 ; 300n sec

図 4.2: 22GHz 帯, $l = 7$ mm, $v = 4.36$ km/s



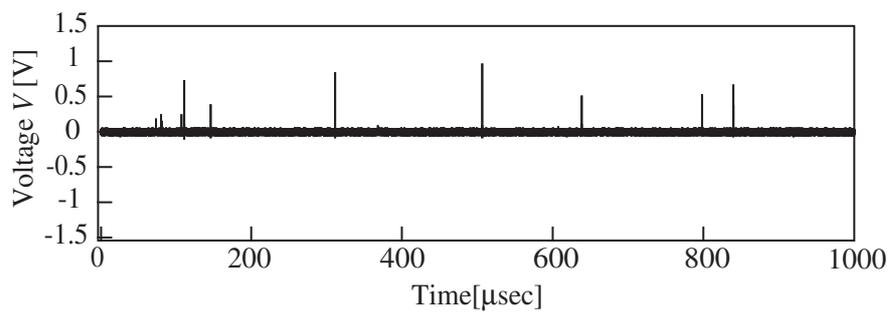
(a) 観測時間 ; 1m sec



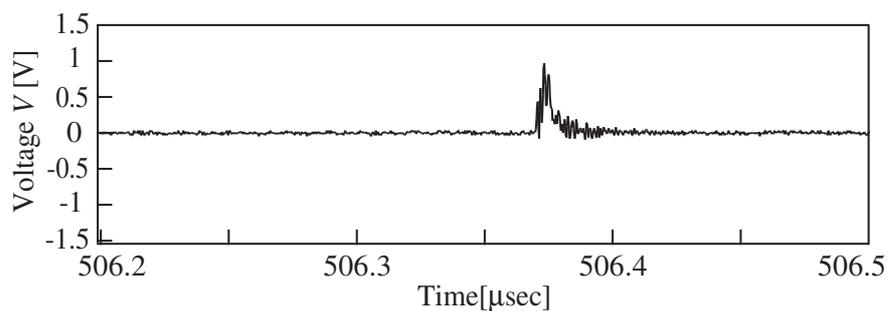
(b) 観測時間 ; 300nsec

図 4.3: 2GHz 帯, $l = 7$ mm, $v = 4.36$ km/s

第 4 章 実験結果

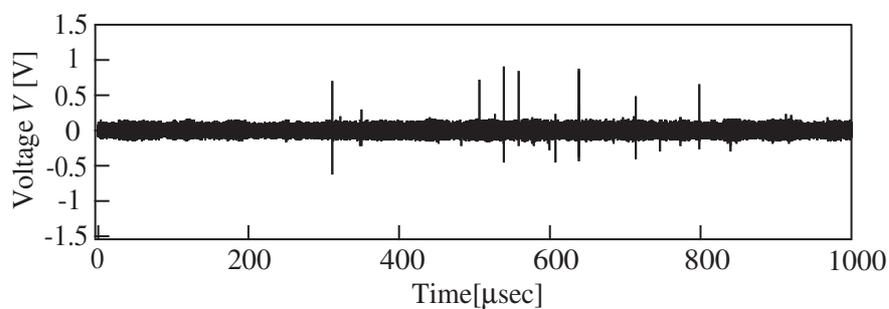


(a) 観測時間 ; 1m sec

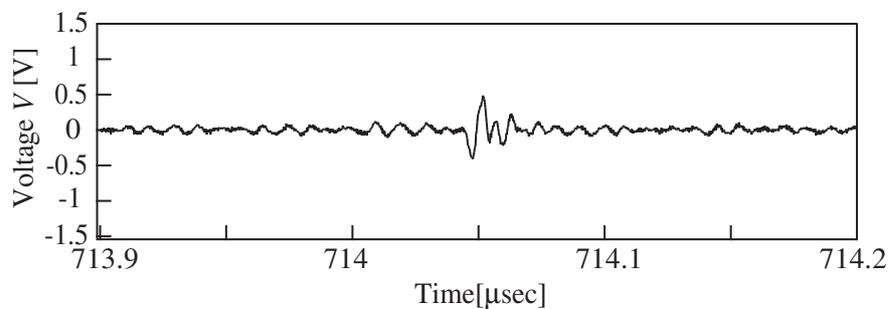


(b) 観測時間 ; 300n sec

図 4.4: 22GHz 帯, $l = 40$ mm, $v = 3.28$ km/s



(a) 観測時間 ; 1m sec



(b) 観測時間 ; 300n sec

図 4.5: 2GHz 帯, $l = 40$ mm, $v = 3.28$ km/s

第 4 章 実験結果

衝突実験結果の詳細を 4.1 に示す .

表 4.1: 実験データ - 1

No.	l [mm]	v [km/sec]	t [μ sec]	P_{22} [W]	P_2 [W]
1-1	1	4.52	58.6	1.3×10^{-8}	1.4×10^{-10}
1-2	1	4.51	58.8	5.2×10^{-9}	1.5×10^{-10}
1-3	2	3.7	69.7	3.0×10^{-8}	4.5×10^{-10}
1-4	2	4.62	57.7	7.0×10^{-9}	7.7×10^{-10}
1-5	5	4.36	59.6	1.8×10^{-7}	2.5×10^{-9}
1-6	5	4.47	62.6	6.8×10^{-9}	4.4×10^{-9}
1-7	7	4.56	57.7	2.7×10^{-7}	2.6×10^{-9}
1-8	7	4.36	58.7	1.1×10^{-8}	5.1×10^{-9}
1-9	9	4.2	59.5	9.0×10^{-8}	1.3×10^{-9}
1-10	10	4.47	55.3	1.1×10^{-7}	1.3×10^{-9}
1-11	15	4.5	54.2	9.8×10^{-8}	1.1×10^{-9}
1-12	20	4.29	54.7	6.9×10^{-8}	1.1×10^{-9}
1-13	30	4.69	47.5	1.7×10^{-7}	1.3×10^{-9}
1-14	40	3.28	69.2	8.1×10^{-9}	8.6×10^{-10}

¹ l ; 標的の厚さ

² v ; 衝突速度

³ t ; 衝突時刻

⁴ P_{22} ; 22GHz 帯の放射電力

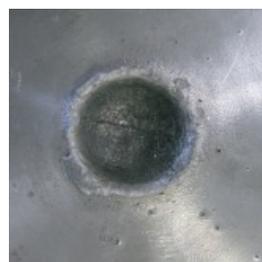
⁵ P_2 ; 2GHz 帯の放射電力

4.2 実験 2 (飛翔体の材質を変化させた場合)

二段式ガス銃を用いて衝突実験を行い、いずれの実験の場合も図 2.10-(b) に示す飛翔体および $l = 40 \text{ mm}$ のアルミニウム標的を用い、 $v = 2.64 - 3.77 \text{ km/s}$ で衝突させた。実験条件を表 4.2 に示す。飛翔体には、電気伝導体であるアルミニウム、銀、ステンレスを用い、比較のためナイロン球を用いた実験も行った。衝突痕の写真を図 4.6 に示す。写真は標的の衝突前方から撮影している。ナイロン、アルミニウムを用いた場合には円形の衝突痕ができ、その大きさ、深さともに両者はほぼ等しい。銀、ステンレスを用いた場合には、ナイロン、アルミニウムの際に見られる円形の衝突痕の奥に飛翔体が標的を掘削した跡が見られる。銀は衝突痕の右下部分に、ステンレスは上部に掘削した後が見られる。

表 4.2: 実験 2 における実験条件

Projectile material	Mass of projectile [g]	Density of projectile [g/cm ³]	Impact velocity [km/s]
Ny	0.213	1.10	3.28
Al	0.321	2.69	3.77
St	0.433	8.00	3.51
Ag	0.498	10.49	2.64



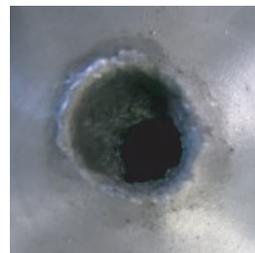
Ny



Al



St



Ag

図 4.6: 実験 2 における衝突痕

第 4 章 実験結果

これらの衝突痕の相違には標的によって粒子速度が異なることが関係していると考えている．粒子速度とは，飛翔体が標的を掘削している時，飛翔体と標的がともに運動する速度である．図 4.6 における各実験での粒子速度 u_t を表 4.3 に示す．

表 4.3: 粒子速度 u_t

Material	Aluminum	Nylon	Stainless	Silver
u_t [km/s]	1.9	0.8	2.4	2.4

粒子速度の計算方法は 5.3 章で述べるが，ナイロンは粒子速度 u_t が最も遅く次いで，アルミニウム，ステンレス，銀となっている．ステンレス，銀は粒子速度 u_t が大きいので，飛翔体は蒸発する前に標的の深い部分まで掘削できる．そのため，図 4.6 のステンレス，銀はクレータの奥に飛翔体が掘削した後が残る．衝突速度 v によってはアルミニウムの場合も掘削した跡を見ることができる．いずれの場合も標的の背面には衝突の影響はない．

観測波形を図 4.7, 図 4.8, 図 4.9, 図 4.10 に示し，考察する．22GHz 帯では，密度の大きいアルミニウム，銀，ステンレスの飛翔体を用いた場合は衝突直後に大きな電圧を持つ信号が観測され，ほとんどの信号が $t = 200 \mu \text{sec}$ 以前に発生する．金属飛翔体は衝突痕の奥まで掘削するため，大きな電圧を持つ信号が衝突直後に集中的に観測されると推測される．一方，ナイロンの飛翔体を用いた場合，信号は 1 msec の間均等に観測される．2GHz 帯では，飛翔体の材質に関係なく，観測される信号は衝突直後が多いものの，1 msec の間断続して観測されている．

第4章 実験結果

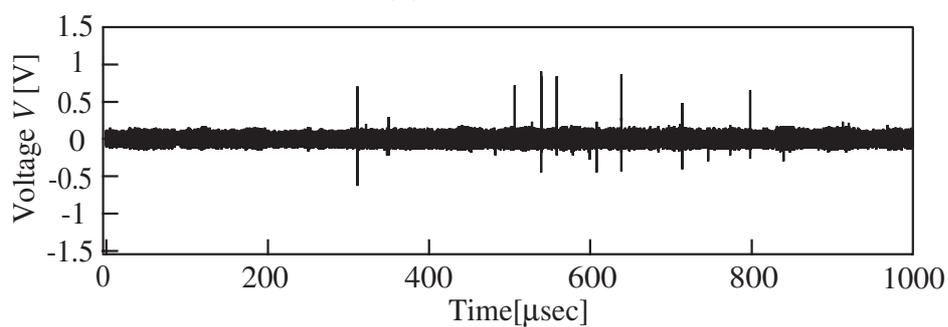
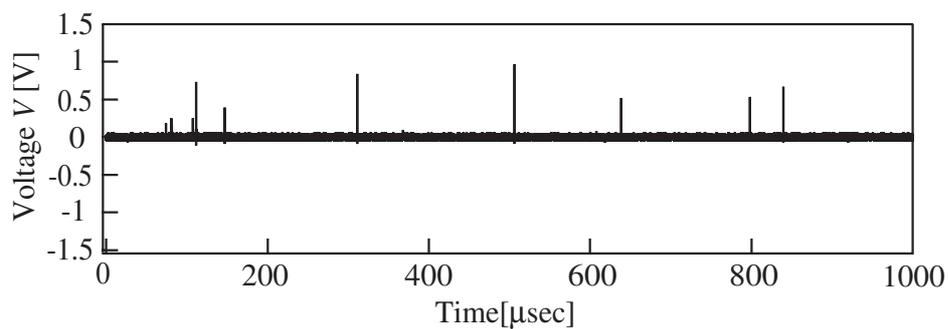


図 4.7: ナイロン, $v = 3.28$ km/s

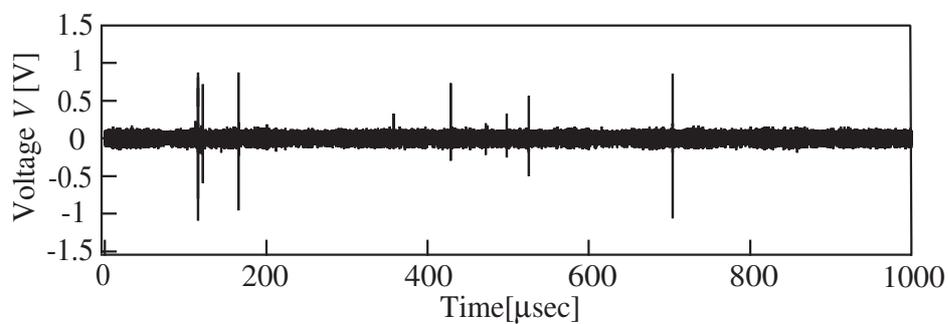
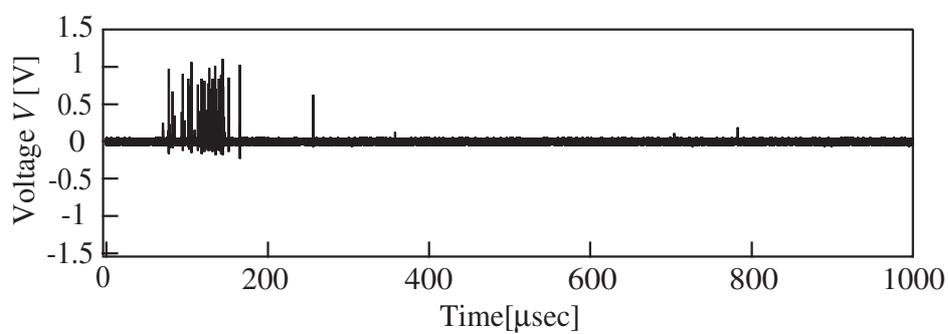
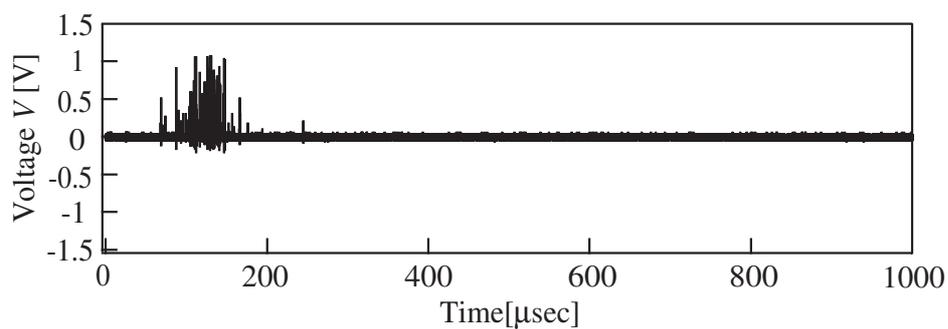
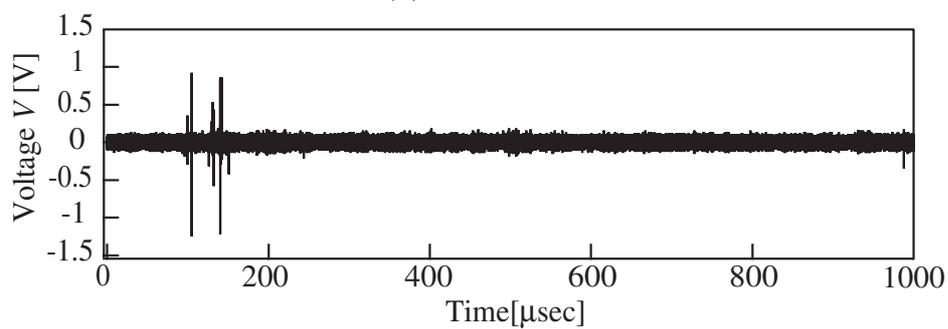


図 4.8: アルミニウム, $v = 3.77$ km/s

第4章 実験結果

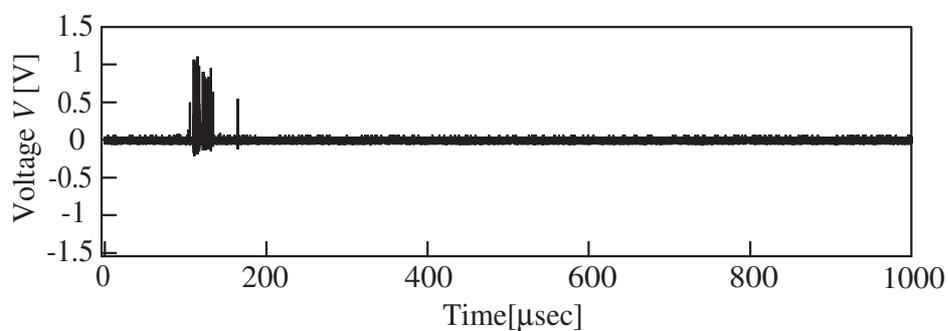


(a) 22GHz 帯

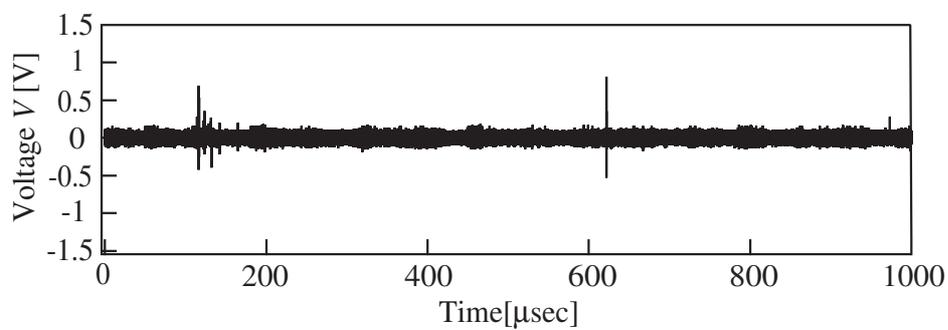


(b) 2GHz 帯

図 4.9: ステンレス, $v = 3.51$ km/s



(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯

図 4.10: 銀, $v = 2.64$ km/s

第 4 章 実験結果

衝突実験結果の詳細を 4.4 に示す .

表 4.4: 実験データ - 2

No.	Projectile material	v [km/sec]	t [μ sec]	P_{22} [W]	P_2 [W]
2-1	Ag	2.64	85.2	2.2×10^{-8}	4.5×10^{-10}
2-2	Ag	3.5	64.3	0	5×10^{-9}
2-3	Ny	3.28	69.2	8.1×10^{-9}	8.6×10^{-8}
2-4	Al	3.77	60.2	1.7×10^{-8}	9.8×10^{-8}
2-5	Al	3.26	69.6	5.2×10^{-9}	6.3×10^{-8}
2-6	St	3.51	64.1	2.6×10^{-8}	1.2×10^{-8}

¹ l ; 標的の厚さ

² v ; 衝突速度

³ t ; 衝突時刻

⁴ P_{22} ; 22GHz 帯の放射電力

⁵ P_2 ; 2GHz 帯の放射電力

4.3 実験 3 (標的の材質を変化させた場合)

二段式ガス銃を用いて実験を行い、いずれの実験の場合も標的は $l = 15 \text{ mm}$ 、飛翔体は 7 mm の球状のナイロンを用い、 $v = 3.85 - 4.27 \text{ km/s}$ で衝突させた。標的の材質はアルミニウム、銅、鉄であり、局部発振周波数 f_l はそれぞれ、 23.3 GHz 、 2.35 GHz である。衝突痕の写真を図 4.11 に示す。さらに衝突痕の模式図を図 4.12、衝突痕の大きさについて表 4.5 に示す。図 4.11 より、銅はクレーターの深さ $d_1 = 0.6 \text{ cm}$ にもかわからず、 $d_2 = 0.6 \text{ cm}$ である、標的後部は大きく膨らんでいる。アルミニウムは衝突痕の大きさは一番大きく、標的後部にもふくらみが見られる。鉄はクレーターの深さ d_1 が最も浅く、標的後部には衝突の影響はない。

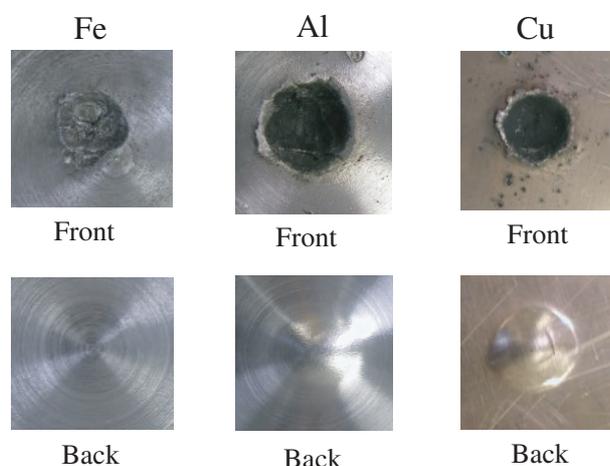


図 4.11: 実験 3 における衝突痕の様子

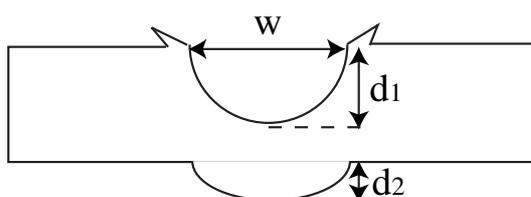


図 4.12: 衝突痕の模式図

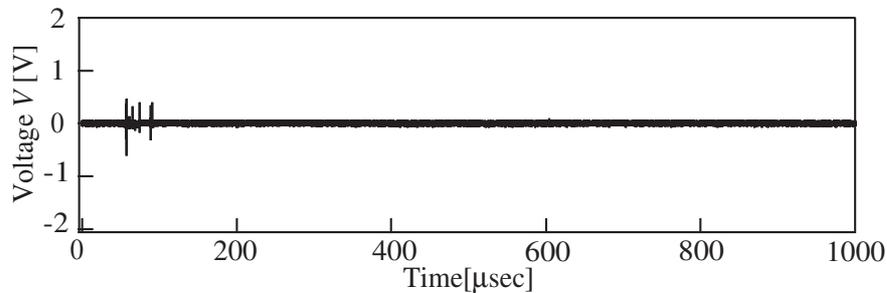
第 4 章 実験結果

このように標的の材質によって衝突痕後部のふくらみが異なる理由を推測する．衝突時に標的の表面付近に発生する衝撃圧によって標的に力が加わり，結果的に衝突痕後部にふくらみが生じると考えられる．また，同じ大きさの衝撃圧が加わったとしても標的の機械的強度によって変形の程度が異なる．そこで衝突痕後部のふくらみには衝撃圧の大きさと物質の引張強度が関連しているのではないかと推測した．衝撃圧および引張強度は表 4.5 に示した通りである．

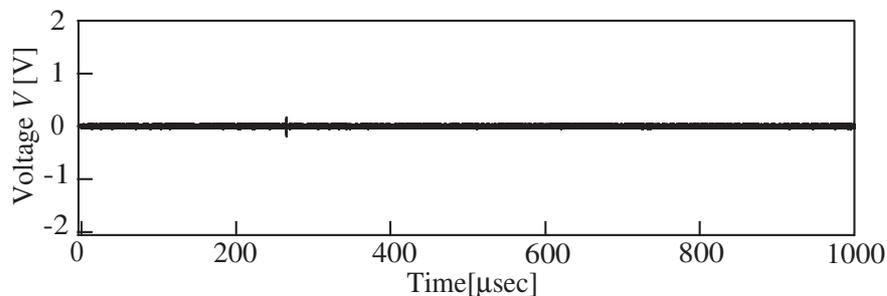
表 4.5: 実験 3 に衝突痕の大きさ

Material	Length [mm]	w [mm]	d_1 [mm]	d_2 [mm]	v [km/s]	Shock pressure [GPa]	Tensile strength [MPa]
Fe	15	13	3	0	3.85	31	196
Al	19	19	9	3	4.27	22	245
Cu	17	16	6	6	4.54	27	266

マイクロ波観測波形を図 4.13, 図 4.14, 図 4.15 に示し，考察する．22GHz 帯では，標的がアルミニウムの場合は信号が断続して観測されるが鉄，銅の標的は $t = 200 \mu\text{sec}$ 以前に集中的にパルスが観測される．パルスが持つ電圧もアルミニウムの場合よりはるかに小さく，放射電力も小さい．2GHz 帯では，標的が鉄と銅の場合は，衝突時刻よりも $t \geq 200 \mu\text{sec}$ に小さな信号が観測されただけでほとんど信号が観測されていない．



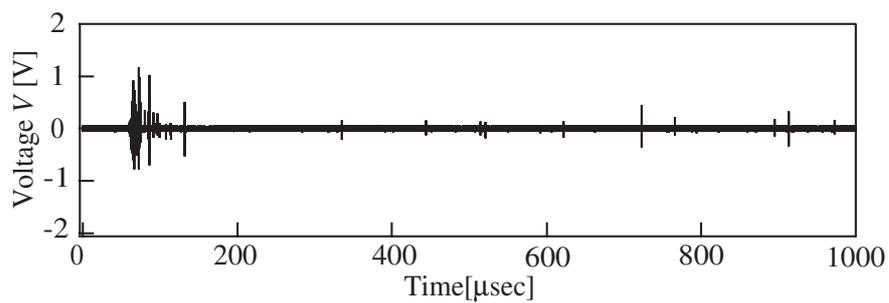
(a) 22GHz 帯



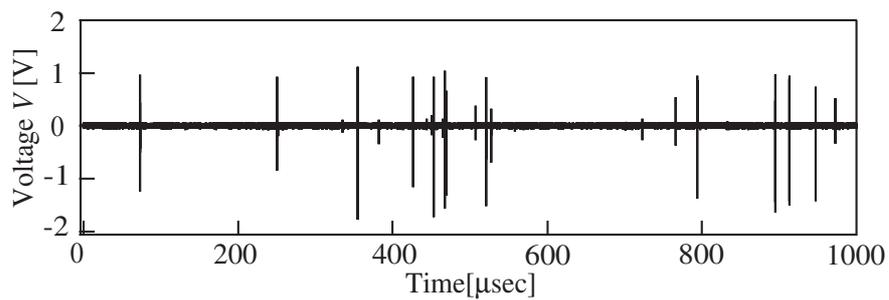
(b) 2GHz 帯

図 4.13: 鉄, $v = 3.85 \text{ km/s}$

第4章 実験結果

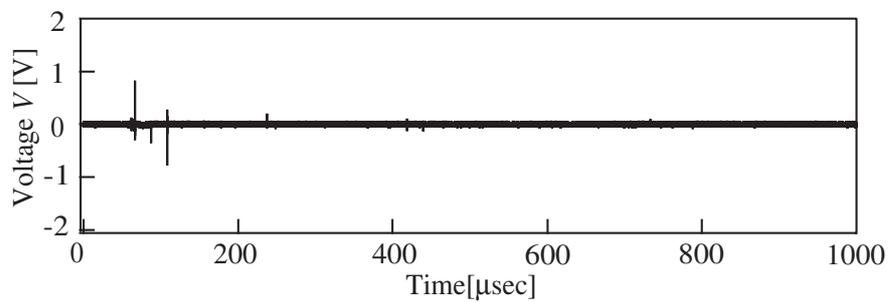


(a) 22GHz 帯

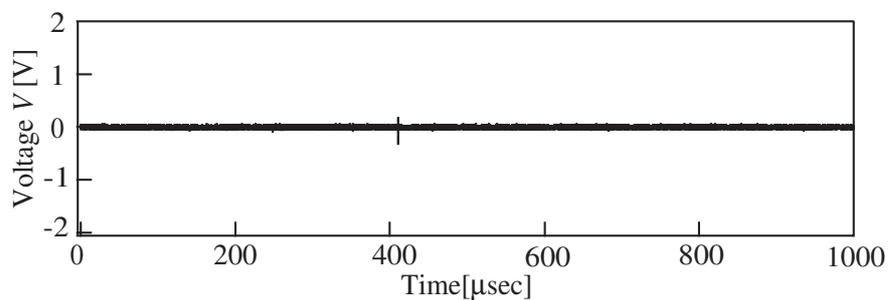


(b) 2GHz 帯

図 4.14: アルミニウム, $v = 4.27$ km/s



(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯

図 4.15: 銅, $v = 4.54$ km/s

第 4 章 実験結果

衝突実験結果の詳細を表 4.6 に示す .

表 4.6: 実験データ - 3

No.	Target material	v[km/sec]	t[μsec]	P ₂₂ [W] , P ₂ [W]
3-1	Al	4.27	58.1	2.4 × 10 ⁻⁷ , 7.9 × 10 ⁻⁹
3-2	Fe	3.85	53.2	1.9 × 10 ⁻⁸ , 2.9 × 10 ⁻¹¹
3-3	Cu	4.16	59.6	2.4 × 10 ⁻⁸ , 1.4 × 10 ⁻¹¹

また , レールガンを用いて実験を行い , いずれの実験の場合も $l = 100 \mu\text{mm}$ の標的 , 質量 1 g のポリカーボネイトの飛翔体を用い , $v = 3.9 - 4.8 \text{ km/s}$ で衝突させた . 標的の材質はアルミニウム , ニッケル , ニオブ , 銀 , 鉄であり , 局部発振周波数 f_i はそれぞれ , 22.5 GHz , 2.05 GHz である . 衝突実験結果の詳細を表 4.7 に示す .

表 4.7: 実験データ - 4

No.	Target material	v[km/sec]	t[μsec]	P ₂₂ [W]	P ₂ [W]
4-1	Al	4.8	38	0	3.4 × 10 ⁻¹⁰
4-2	Ag	4.3	41.9	8.6 × 10 ⁻⁷	1.2 × 10 ⁻¹⁰
4-3	Ni	3.9	46.2	5.1 × 10 ⁻⁸	9.1 × 10 ⁻¹¹
4-4	Fe	4.3	41.9	7.7 × 10 ⁻⁸	2.3 × 10 ⁻¹⁰
4-5	Nb	4.6	39	3.2 × 10 ⁻⁷	6.3 × 10 ⁻¹¹

¹l; 標的の厚さ

²v; 衝突速度

³t; 衝突時刻

⁴P₂₂;22GHz 帯の放射電力

⁵P₂;2GHz 帯の放射電力

第 5 章

マイクロ波信号の特徴

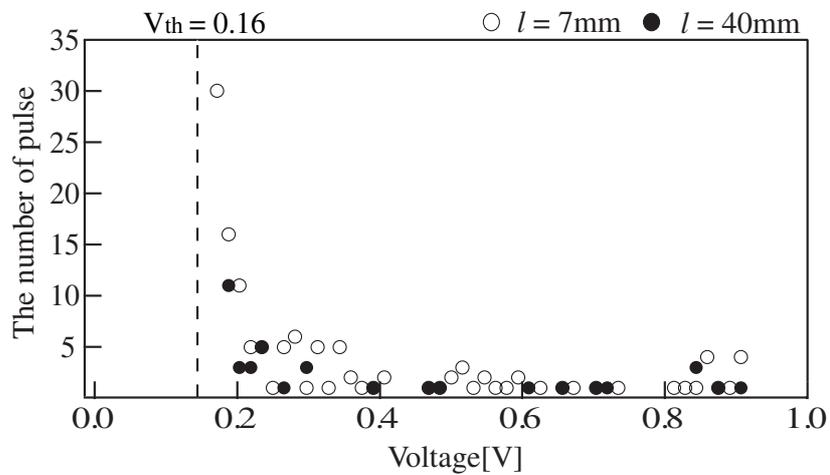
放射電力 P は速度 v が増加するほど高くなることや 22GHz 帯において標的密度の 1.2 のべき乗に比例して高くなるという結果が得られている [14]。衝突速度や標的の密度が高いほど、物体の破壊の規模がより大きいと考えられるため、放射電力 P は物体の破壊に関係すると考えられてきた。しかし、これらは観測結果に基づく推測にすぎず、観測点が少ないため信頼性に欠ける。また、破壊現象の詳細化や観測波形との対応など標的の破壊とマイクロ波放射をより具体的に関連付ける必要がある。

5.1 マイクロ波信号の電圧と数の関係

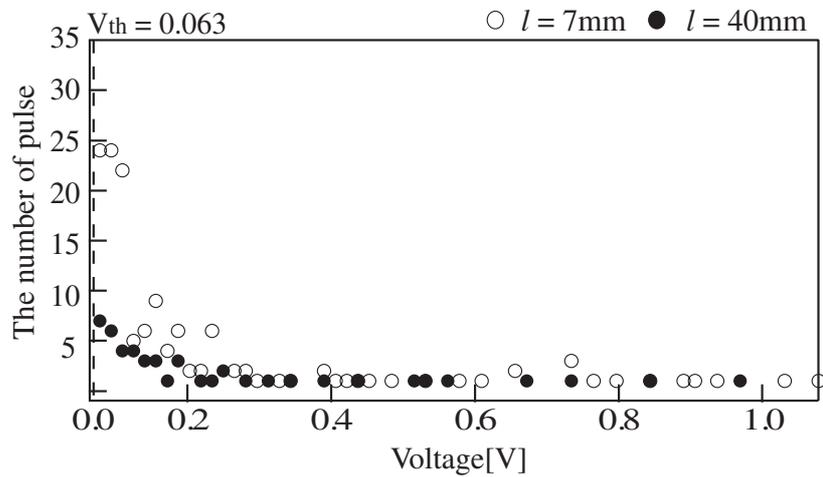
図 4.2, 図 4.3, 図 4.4, 図 4.5 で示した $l = 7 \text{ mm}$ と $l = 40 \text{ mm}$ の厚さを持つ標的の観測波形における個々の信号が持つ電圧 V とパルス数 N についてまとめた。22GHz 帯, 2GHz 帯ともに $l = 7 \text{ mm}$ の標的が $l = 40 \text{ mm}$ に比べて観測される信号の数が多い。

電圧 V とパルス数 N の関係を図 5.1 に示す。図 5.1 より信号の数は観測される信号の電圧に逆比例している。飛翔体がワイヤーを切ってから標的に衝突するまでに発生する熱雑音の最大電圧を V_{th} とする。 $l = 7 \text{ mm}$ のアルミニウム標的の場合は、2GHz 帯で $V_{th} = 0.16\text{V}$, 22GHz 帯で $V_{th} = 0.063\text{V}$ である。 $V \leq V_{th}$ では電圧 V が大きくなるにつれて信号の数 N が急激に減少している。図 5.1 より、一旦 N は電圧値 V_{min} で最小となり、その後再び増加し、電圧 V がある程度大きな領域では緩やかに減少している。 $l = 7 \text{ mm}$ の標的では 22GHz 帯で、 $V_{min} = 0.125\text{V}$, 2GHz 帯で、 $V_{min} = 0.25\text{V}$ である。 $l = 40 \text{ mm}$ の標的では 22GHz 帯で、 $V_{min} = 0.172\text{V}$, 2GHz 帯で、 $V_{min} = 0.22\text{V}$ である。

図 5.1 に示すように、観測される信号は三種の統計的性質を持つ信号に分けられると考えられる。衝突前の熱雑音 (Noise 1), 衝突後の熱雑音 (Noise 2), 鋭いパルス (Sharp pulse) の三種である。衝突前と衝突後では加速器, 受信機などの影響により熱雑音の電圧が異なる。衝突前の熱雑音は $V \leq V_{th}$, 衝突後の熱雑音は $V_{th} \leq V \leq V_{min}$, 鋭いパルスは $V \geq V_{min}$ で発生しているものとした。これら三種の信号が発生する電圧の範囲を表 5.1 にまとめる。表 5.1 の範囲で $l = 7 \text{ mm}$ の標的では衝突後の熱雑音, 鋭いパルス信号の合計はそれぞれ 22GHz で 140 個, 2GHz で 228 個であり, 鋭いパルス信号は 22GHz で 50 個, 2GHz で 62 個である。



(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯

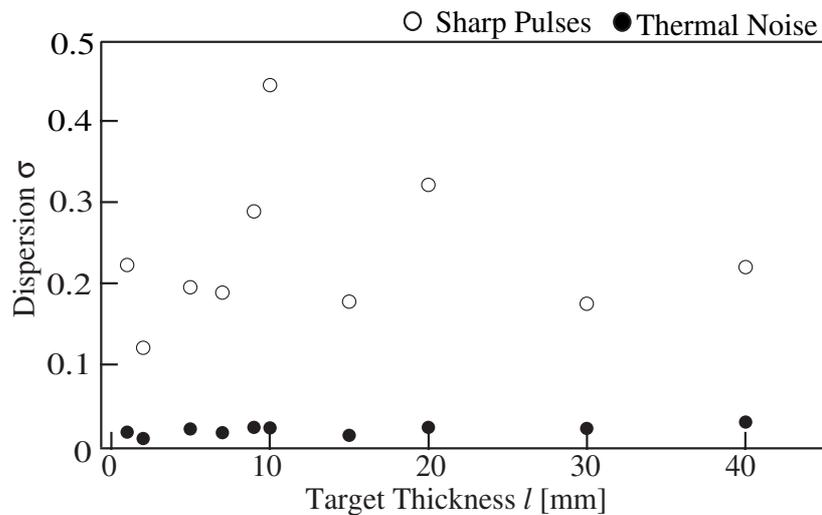
図 5.1: マイクロ波信号の電圧 V とパルス数 N の関係

表 5.1: 観測される信号の種類と電圧の範囲

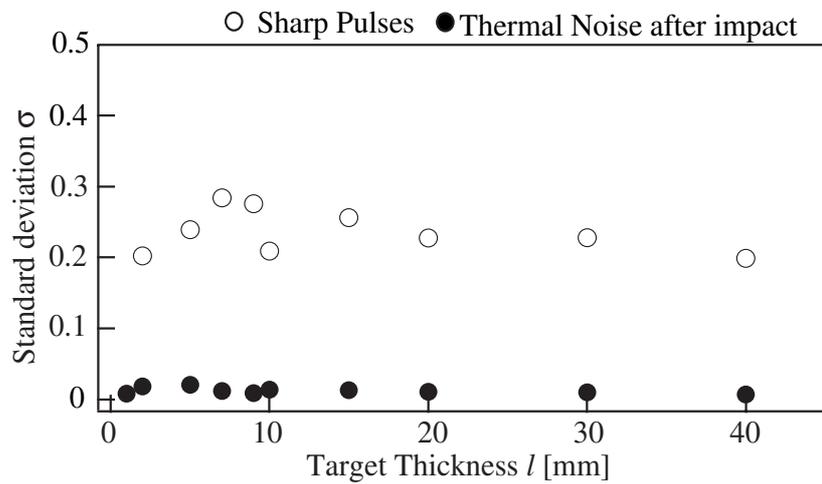
Data	Frequency [GHz]	Noise 1 [V]	Noise 2 [V]	Sharp pulse [V]
1-7	22	$V \leq 0.063$	$0.063 \leq V \leq 0.125$	$V \geq 0.125$
1-8	2	$V \leq 0.16$	$0.16 \leq V \leq 0.25$	$V \geq 0.25$
1-14	22	$V \leq 0.063$	$0.063 \leq V \leq 0.172$	$V \geq 0.172$
1-14	2	$V \leq 0.16$	$0.16 \leq V \leq 0.22$	$V \geq 0.22$

図 5.1 で示されるように信号の数は，式 5.1 に示すように電圧に対するガウス関数に近似できる．衝突後の熱雑音，鋭いパルス信号のそれぞれについてガウス関数を求め，その分散 σ を求めた． $l = 7 \text{ mm}$ のアルミニウム標的の場合と同様に， $l = 1 \text{ mm} - 40 \text{ mm}$ の標的に対して信号を分類し，ガウス関数で近似してそれぞれの信号に対する分散 σ を求めた．その結果を図 5.2 に示す．

$$N = A \exp\left(-\frac{V^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.1)$$



(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯

図 5.2: 標的の厚さ l における分散 σ

図 5.2 は横軸は標的の厚さ，縦軸は分散 σ を示す．図 5.2-(b) より，鋭いパルス信号の分散 σ は 2GHz 帯での観測の場合， $l = 1 \text{ mm} - 9 \text{ mm}$ までは増加し， $l = 9 \text{ mm}$ で $\sigma = 0.29$ という最大値を持つ． $l \geq 9 \text{ mm}$ では σ は減少する．この現象は，図 4.1 に示した衝突痕の様子に一致し，衝突痕の大きさが減少するに従い分散 σ も減少し，やがて一定値 0.24 となる．一方，衝突後の熱雑音の分散は図 4.1 に示した衝突痕の様子と関係なく，一定値 0.012 である．

図 5.2-(a) より，22GHz 帯の場合も 2GHz 帯とほぼ同様の現象が見られる．鋭いパルス信号の分散 σ は $l = 10 \text{ mm}$ で最大値 0.46 を持ち，衝突後の熱雑音の分散は一定値 0.019 である．22GHz 帯の場合は 2GHz 帯よりもややばらつきが大きい．

これらの結果をまとめると，分散 σ は図 4.1 に示した衝突痕の様子に一致することから標的の破壊の程度に比例することが分かる．

5.2 標的の破壊とマイクロ波放射

実験 1 で行った衝突実験に関してマイクロ波放射電力 P を求めた．用いた標的は $l = 1 \text{ mm}$ から $l = 40 \text{ mm}$ の厚さを持つ十種のアルミニウム板である．図 5.3 に十種の厚さを持つアルミニウム標的でのマイクロ波放射電力 P を示す．図 5.3 の上部にはその厚さにおける標的の断面図を示し，放射電力 P と合わせて考察する．まず，2GHz 帯の放射電力について述べる．放射電力 P は $l = 7 \text{ mm}$ まで増加し $l = 7 \text{ mm}$ の時最大値 $5.1 \times 10^{-9} \text{ W}$ を持つ． $l \leq 7 \text{ mm}$ の範囲では標的は厚くなくても飛翔体は完全に貫通している状態であるが破壊される標的の量は増えている． $l \geq 7 \text{ mm}$ 以上になり衝突痕の貫通部分の大きさが小さくなると放射電力 P も減少する．さらに $l = 15 \text{ mm}$ 以上では放射電力 P は一定値 $1.1 \times 10^{-9} \text{ W}$ になる．この時標的の背面は衝突による影響を全く受けず，衝突痕としてはほぼ同じ大きさのクレータが残っており破壊の量は等しいと見なせる．

次に 22GHz 帯の放射電力について述べる．2GHz 帯と同様に放射電力 P は $l = 7 \text{ mm}$ まで増加し， $l = 7 \text{ mm}$ の時最大値 $2.7 \times 10^{-7} \text{ W}$ を持つ．さらに $l = 15 \text{ mm}$ 以上では放射電力 P は一定値 $8.5 \times 10^{-8} \text{ W}$ になる．ただし， $l = 40 \text{ mm}$ の時は放射電力 P は小さい．マイクロ波放射電力が速度依存性を持つため， $l = 40 \text{ mm}$ の時は衝突速度が $v = 3.28 \text{ km/s}$ と他の場合より遅いことが放射電力 P が小さい原因だと考えている．22GHz 帯では 2GHz 帯に比べて放射電力 P にややばらつきが見られる．これらの結果をまとめると，特に 2GHz 帯では，マイクロ波放射電力 P は標的の破壊量に比例することがわかる．

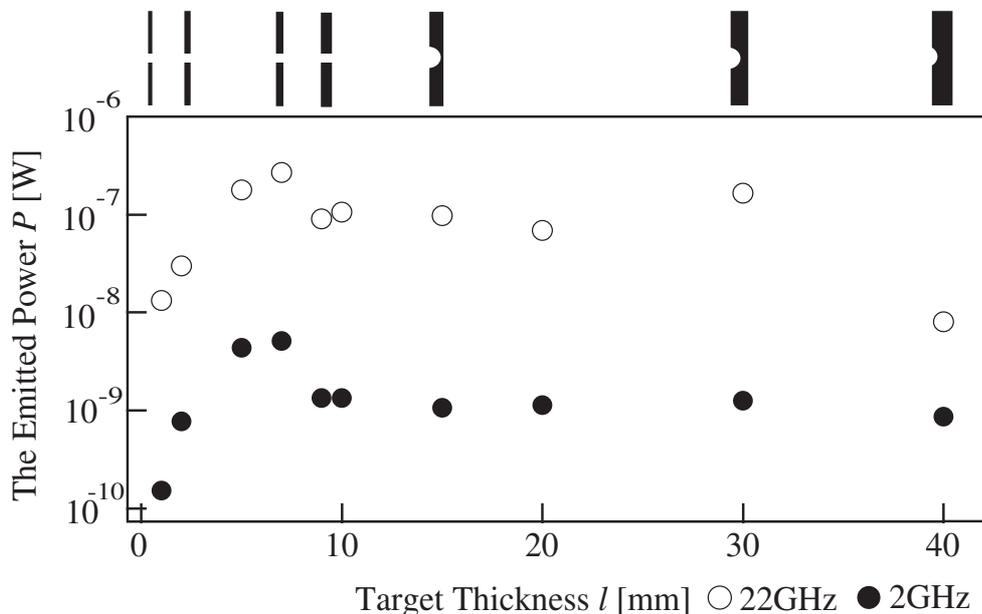


図 5.3: 標的の破壊とマイクロ波放射の関係

5.3 衝撃圧および弾性エネルギーとマイクロ波放射

前章に述べたように，マイクロ波放射電力は破壊の程度に関係する．そこで破壊の程度を定量化するため、衝突時の標的にかかる圧力（衝撃圧）を基にして標的に加えられる力 F を求めた．

まず，衝突によって発生する圧力 p を計算する [26]．圧力は，時間経過と共に減少するが衝突直後に発生する圧力 p を求める． $\rho_{p,t}$ ， $p_{p,t}$ ， $U_{p,t}$ ， $u_{p,t}$ ， v はそれぞれ物質密度，圧力，衝撃波速度，粒子速度，衝突速度である．添え字の t と p はそれぞれ，標的の物質に関する量，飛翔体の物質に関する量を意味する．また添え字の 0 は衝撃波が通過する前の量を示す．ランキン・ユゴニオの関係より，標的を伝わる衝撃波に対して

$$p_t - p_{t0} = \rho_t U_t u_t \quad (5.2)$$

が成り立つ．一般に衝撃波と粒子速度の間には以下のような関係がある．

$$U_t = C_t + s_t u_t \quad (5.3)$$

ここで C_t と s_t は標的を構成する表 5.2 [22] に示す物質に固有の値である． p_{t0} は無視できるため，式 5.2 に式 5.3 を代入すると式 5.4 が示せる．同様の式は飛翔体に対しても成り立つ (式 5.5)．

$$p_t = \rho_t (C_t + s_t u_t) u_t \quad (5.4)$$

$$p_p = \rho_p (C_p + s_p u_p) u_p \quad (5.5)$$

表 5.2: $s_{p,t}$ と $C_{p,t}$

Material	Aluminum	Nylon	Stainless	Silver
C [m/s]	5.36	2.20	3.94	3.23
s	1.31	1.30	1.58	1.59

さらに， $p_p = p_t$ ， $u_t + u_p = v$ とすれば発生圧力 p と粒子速度 u_t が求まる．衝突の際，飛翔体が標的に接触する面積に飛翔体が静止するまでの間一定の力 F が加えられるとする． S を飛翔体が標的に接触する面積とすれば式 5.6 が成り立つ．

$$F = p_p \times S \quad (5.6)$$

衝突によって標的内に蓄積される弾性エネルギー W を見積もる．図 5.4 のように，飛翔体が標的に衝突する際，飛翔体が標的へ接触している面積だけ力が加わり，標的が破壊されるとする．このように仮定すれば，破壊される直前に標的内にためられた弾性エネルギー W は力 F を用いて式 5.7 のように表される． ϵ は標的のヤング率を示す．

$$W = \frac{lF^2}{2S\epsilon} \quad (5.7)$$

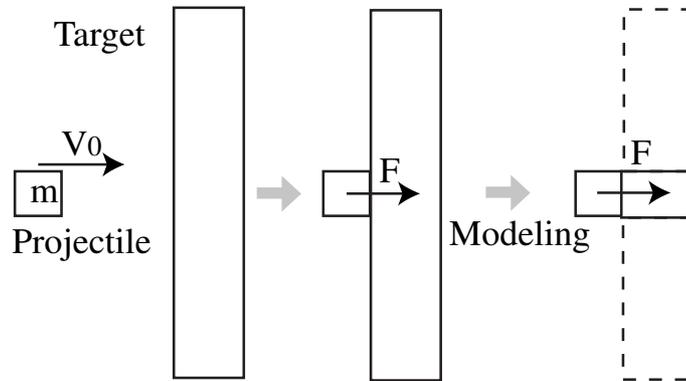
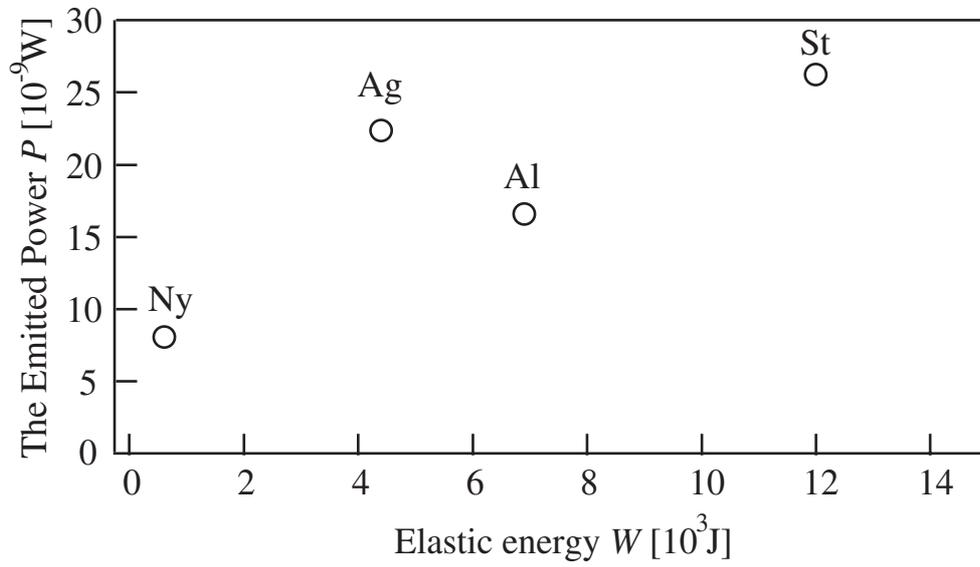


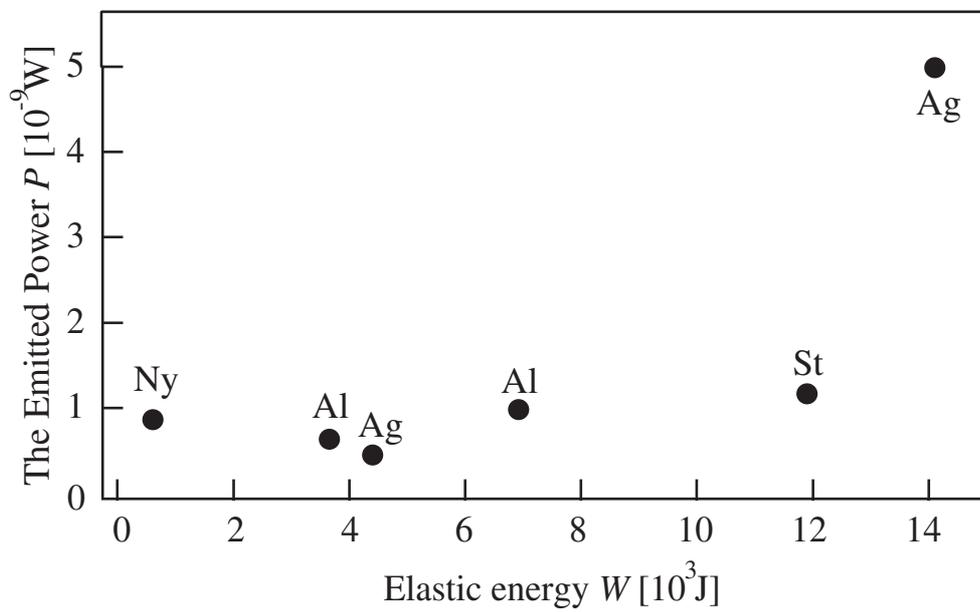
図 5.4: 弾性エネルギーの定義

弾性エネルギー W と放射電力 P の関係を横軸を弾性エネルギー W , 縦軸を放射電力 P として図 5.5 に示す . P は W の増加に従う . 同じ材質でも衝突速度 v が異なり , 発生する衝撃圧 p や標的に加わる力 F が異なるため , W も異なる .

なお , 実験データは表 4.1 の一部と表 4.4 を用いた .



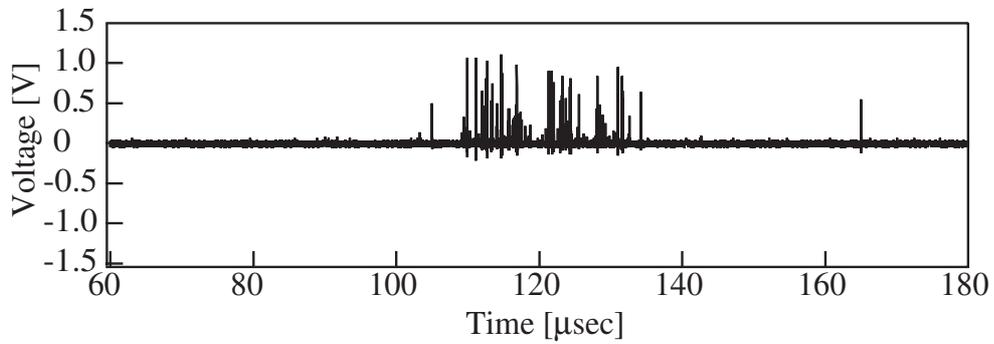
(a) 22GHz 帯



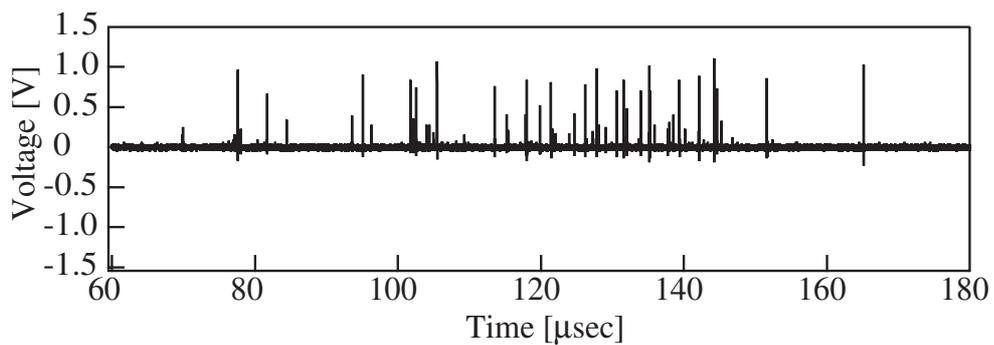
(b) 2GHz 帯

図 5.5: 弾性エネルギー W とマイクロ波放射電力 P との関係

しかし, 22GHz 帯のアルミニウムと銀の標的に対する放射電力は逆になっている. 図 4.8 および図 4.10 の拡大図を図 5.6 に示す. 波形の負側が飽和し, 正確な波形が観測できなかったことが一番大きな原因であると考えている.



(a) Ag 飛翔体



(b) Al 飛翔体

図 5.6: 波形の拡大

これらの結果を結果をまとめると、マイクロ波放射電力 P は標的にかかる力 F および標的内に蓄積される弾性エネルギー W に比例することが分かる。図 5.2, 図 5.3, 図 5.5 より導いた結果をまとめる。

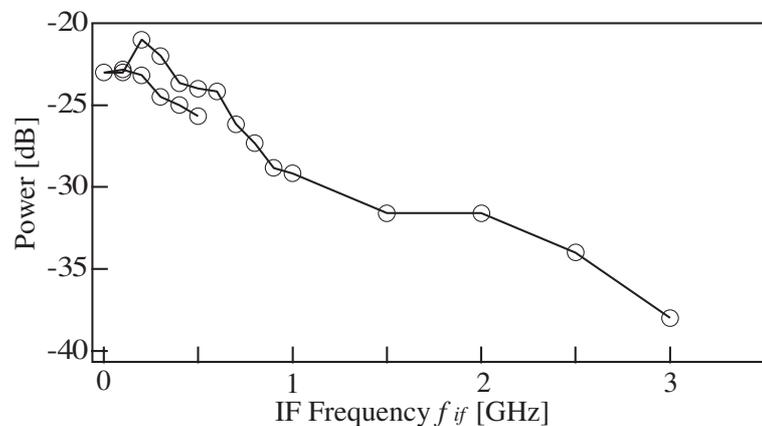
1. 標的の破壊の程度が大きいほどマイクロ波放射電力 P は大きくなる。
2. 標的の破壊の程度が大きいほど電圧が大きい信号が多く発生し、分散 σ が大きくなる。
3. マイクロ波放射電力 P は標的にかかる力 F および標的内に蓄積される弾性エネルギー W に比例する。

これらの結果より、マイクロ波の発生は破壊に関係があり、標的が破壊する際に生じるマイクロクラックから放射している可能性が高いと判断できる。

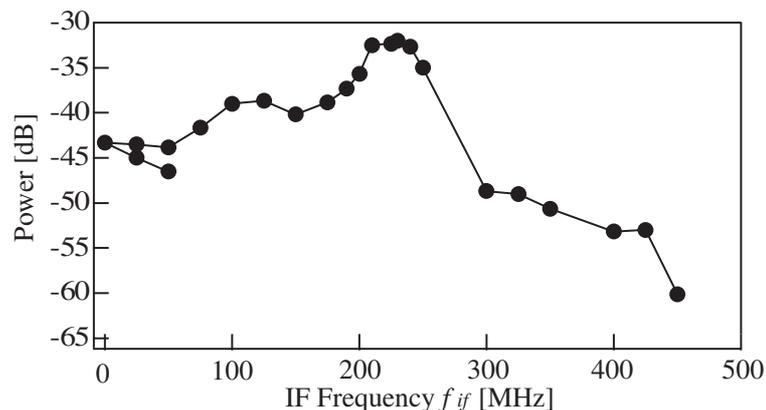
5.4 局部発信周波数 f_l の設定について

マイクロ波を受信する際、ヘテロダイン検波方式を使用しているため、マイクロ波信号 (RF) と局部発信信号 (LO) を混合器 (Mixer) に入力し、IF 信号が出力される。局部発信周波数 f_l は、混合器から出力される IF 信号に影響を及ぼすため、観測される波形の対称性にも影響する。さらに局部発信周波数 f_l の設定によっては正確な放射電力が計算できなくなる可能性がある。

実験 1 と実験 2 では局部発信周波数を 22GHz 帯で $f_l = 22.5$ GHz, 2GHz 帯で $f_l = 2.05$ GHz と設定していたため、図 4.2 や図 4.4 のように観測波形が非対称になった。 $f_l = 22.5$ GHz, $f_l = 2.05$ GHz の場合の RF 信号を測定し、式 2.2 により f_{if} を算出し、図 5.7 に示す。横軸は f_{if} 、縦軸は RF 信号の出力電力である。



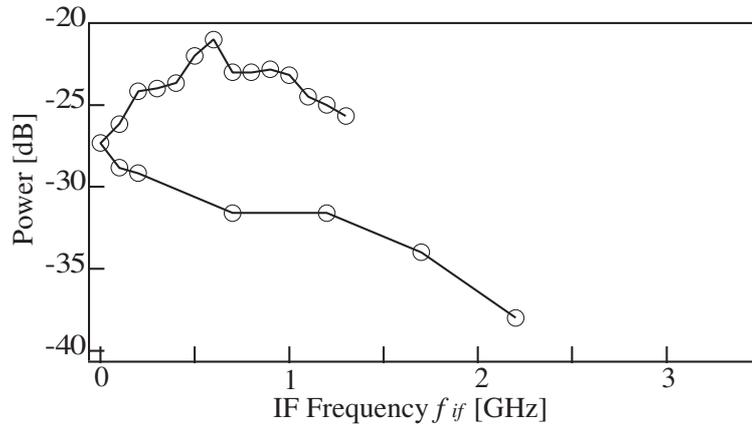
(a) $f_l = 22.5$ GHz



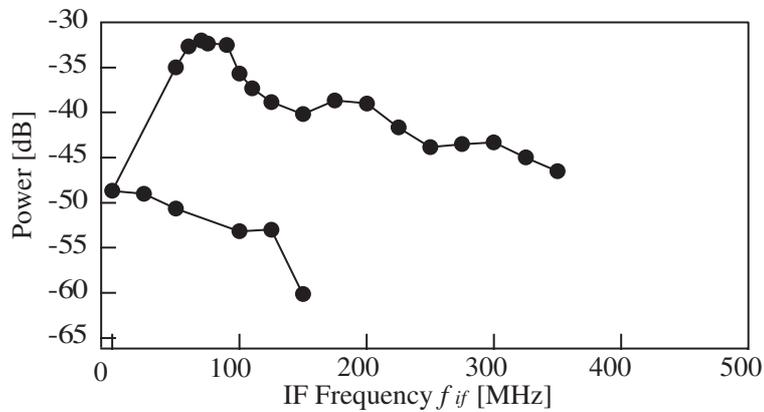
(b) $f_l = 2.05$ GHz

図 5.7: IF 周波数と出力 (1)

特に $f_l = 22.5$ GHz の場合は、Mixer を通すことによって同じ f_{if} を持つ信号が同程度の出力電力を持つため、 $f_{if} = 0 - 500$ MHz の領域では、正確な波形が観測されない。また、 $f_l = 2.05$ GHz の場合は、 $f_{if} = 0 - 60$ M の領域で正確な波形が観測されない。また、 $f_l = 23.3$ GHz, $f_l = 2.35$ GHz の場合を図 5.8 に示す。



(a) $f_l = 22.5$ GHz



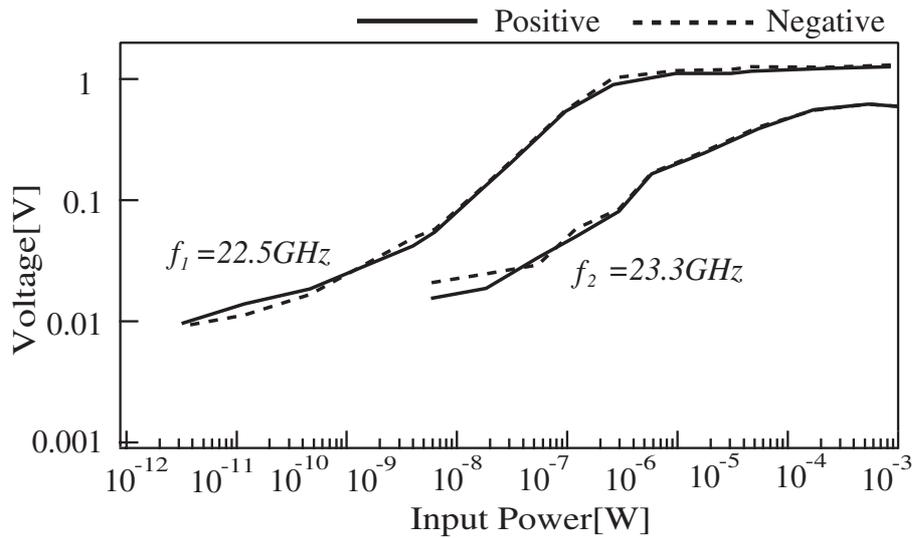
(b) $f_l = 2.05$ GHz

図 5.8: IF 周波数と出力 (2)

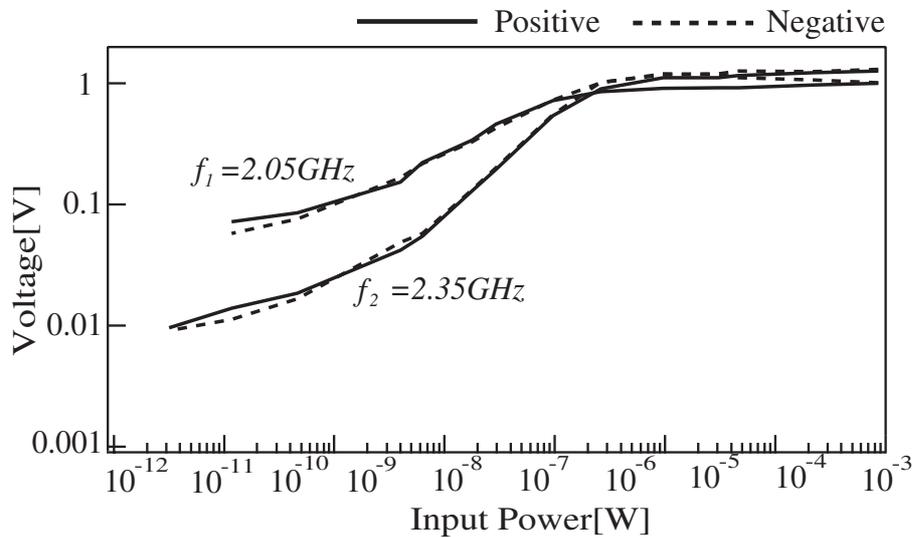
$f_l = 23.3$ GHz では, $f_{if} = 0 - 1500$ MHz の範囲で同じ f_{if} を持つ信号が出力されるが出力電力が 5 - 10 dB 異なるので波形が干渉しあう危険は少ないと考えている. $f_l = 2.35$ GHz でも, $f_{if} = 0 - 150$ MHz の範囲で同じ f_{if} を持つ信号が出力されるが出力電力が 15 dB 以上異なるため干渉は避けられる. また, オシロスコープのサンプリング周波数が 4GHz を考慮すれば, f_l を 23.3 GHz, 2.35 GHz に設定することは妥当であると考えた.

本節では局部発振信号の周波数 f_l を 23.3 GHz, 2.35 GHz に設定し, 従来の $f_l = 22.5$ GHz, 2.05 GHz で測定した受信系の較正実験結果, 観測波形, 放射電力と比較して議論する. $f_l = f_1 = 22.5$ GHz, 2.05 GHz, $f_l = f_2 = 23.3$ GHz, 2.35 GHz とする.

局部発振信号の周波数 f_l が f_1 と f_2 の場合の受信系の較正実験結果を図 5.9 に示す．図 5.9-(a) は 22GHz 帯の場合，図 5.9-(b) は 2GHz 帯の場合の較正実験結果であり，正側の出力電圧と負側の出力電圧をそれぞれ測定した．図 5.9 より，22GHz 帯，2GHz 帯共に正側と負側の出力電圧の差よりも f_1 から f_2 への局部発振周波数 f_l の設定を変えた出力電圧の差のほうが大きいことがわかった．



(a) 22GHz 帯

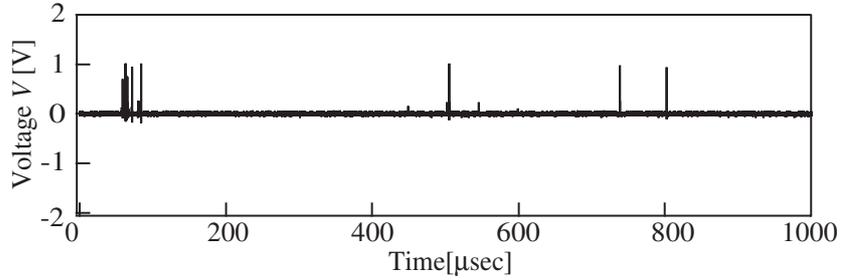


(b) 2GHz 帯

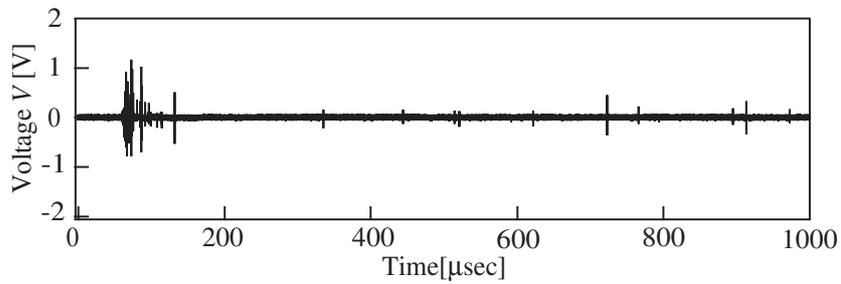
図 5.9: 局部発振信号 f_l を変化させた時の較正実験結果の比較

局部発振周波数 f_l を f_1 と f_2 に設定して衝突実験を行った．実験条件および結果を表 5.3 に示す．用いた飛翔体は 7 mm 球のナイロン，標的は $l = 7$ mm, 15 mm, 20 mm, 30 mm のアルミニウムで，衝突速度 $v = 3.72$ km/s - 4.69 km/s である．これらのうち $l = 15$ mm の標的の 22GHz 帯と 2GHz 帯の観測波形を示す．図 5.10-(a) と (b) を比較

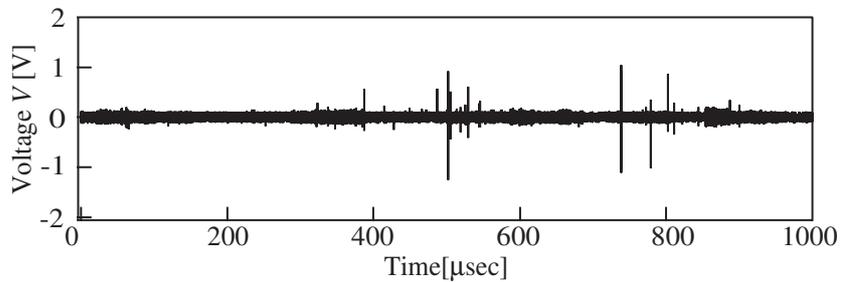
すると図 5.10-(b) の方が鋭いパルスが対称に観測されている．また，図 5.10-(c) と (d) を比較すると図 5.10-(d) の方が大きなパルスが観測されるにも関わらず，図 5.10-(c) に比べて非対称である．



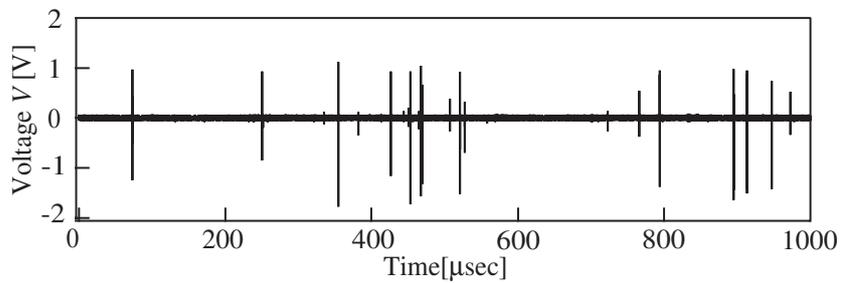
(a) $f_l=22.5\text{GHz}$, 22GHz band , $v = 4.5\text{km/s}$



(b) $f_l=23.3\text{GHz}$, 22GHz band , $v = 4.27\text{km/s}$



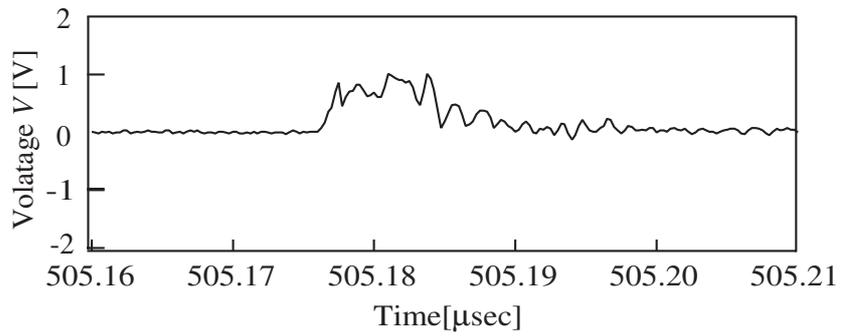
(c) $f_l=2.05\text{GHz}$, 2GHz band , $v = 4.5\text{km/s}$



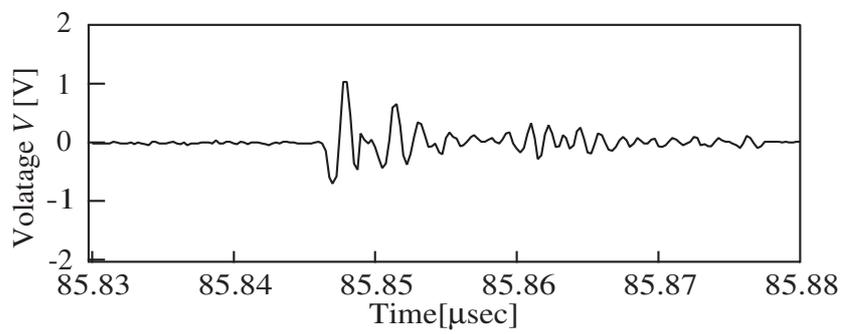
(d) $f_l=2.35\text{GHz}$, 2GHz band , $v = 4.27\text{km/s}$

図 5.10: 局部発信周波数 f_l を変えたときの観測波形

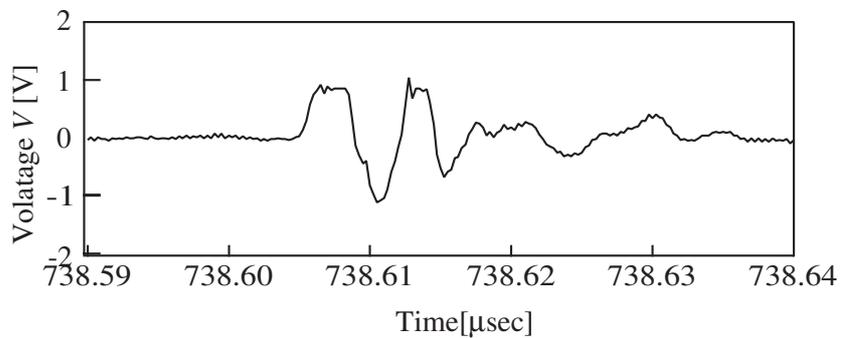
さらに各パルスの周期を検討するために，図 5.10 の拡大波形を図 5.11 に示す．図 5.11-(a) と (b) を比較すると (a) はパルス信号や正弦関数にはほど遠く，いくつもの波形が合成されていることが分かる．(b) は正側の方がやや大きいもののほぼ上下対称で信号は飽和していない．図 5.11-(c) と (d) を比較すると両方とも正側が飽和しているが (c) のほうが激しく飽和している．



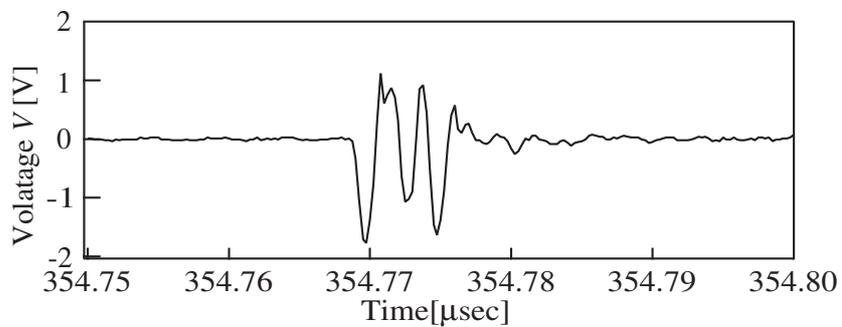
(a) $f_l=22.5\text{GHz}$, 22GHz band , $v = 4.5\text{km/s}$



(b) $f_l=23.3\text{GHz}$, 22GHz band , $v = 4.27\text{km/s}$



(c) $f_l=2.05\text{GHz}$, 2GHz band , $v = 4.5\text{km/s}$



(d) $f_l=2.35\text{GHz}$, 2GHz band , $v = 4.27\text{km/s}$

図 5.11: 図 5.10 の拡大波形

図 5.10 に示す 4 つの観測波形の対称性を議論するために、個々の信号の電圧と個数について考える．閾値以上の電圧を持つ信号について、正側と負側の信号を区別して図 5.12 および図 5.13 にグラフ化した． V_{th+} と V_{th-} はそれぞれ、正側、負側信号の閾値を表す．22GHz 帯において図 5.12-(a) では負側の信号の最小電圧が 0.5 V 以下でパルス数も少ないのに対し、(b) は (a) に比べて対称性が高い．2GHz 帯では図 5.12-(a) の方が対称性が高く、(b) は負側の信号が正側に比べかなり大きい．さらに、図 5.13-(b) では信号の電圧が 0.9 V 付近でパルス数が増加している．これは受信系の飽和が原因であると考えられる．図 5.13-(a) は図 5.11-(c) より信号が飽和しているが、電圧が 1V 付近の信号の数が少ないため、飽和の影響が顕著に現れない．このように局部発信周波数 f_l を変化させると観測される波形の対称性が異なることが示された．

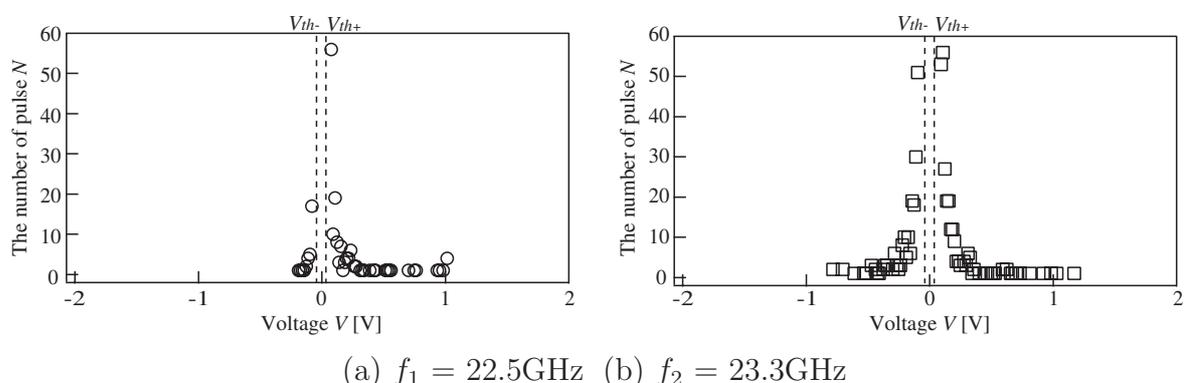


図 5.12: 22GHz 帯における各信号の電圧とパルス数の関係

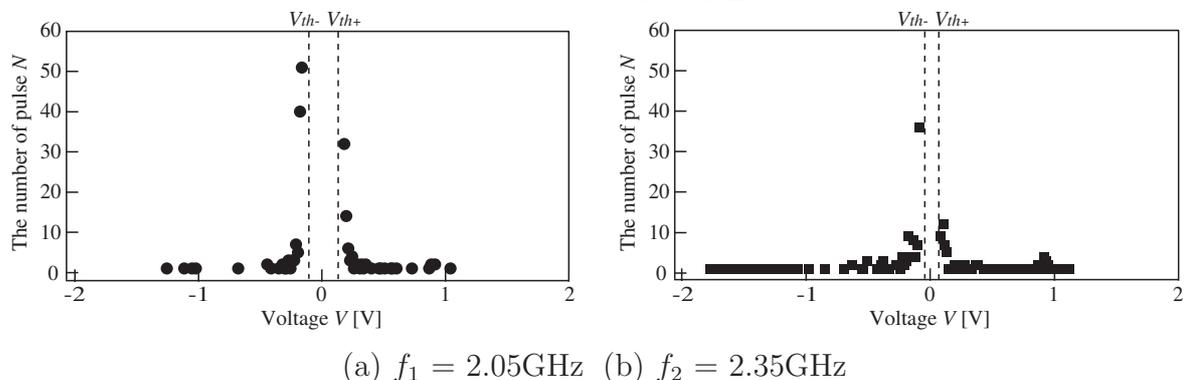
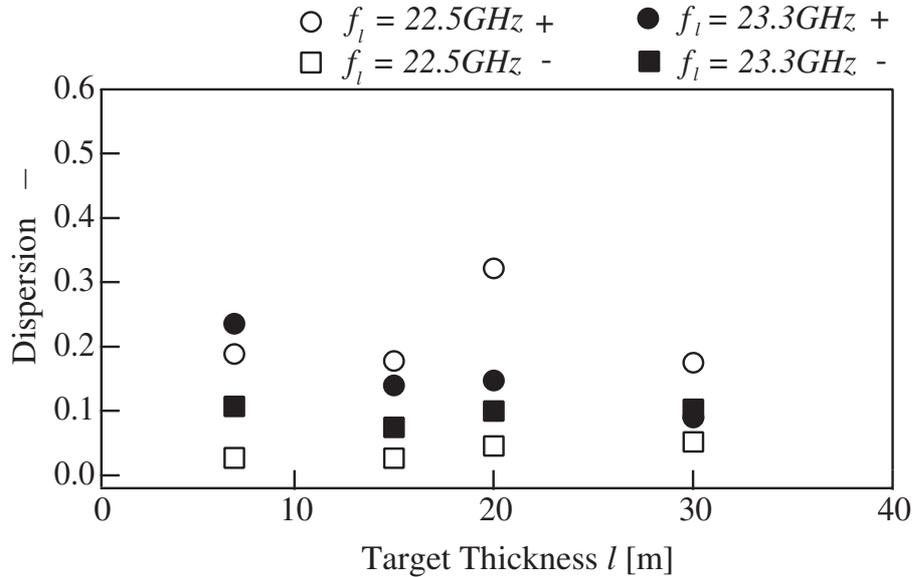


図 5.13: 2GHz 帯における各信号の電圧とパルス数の関係

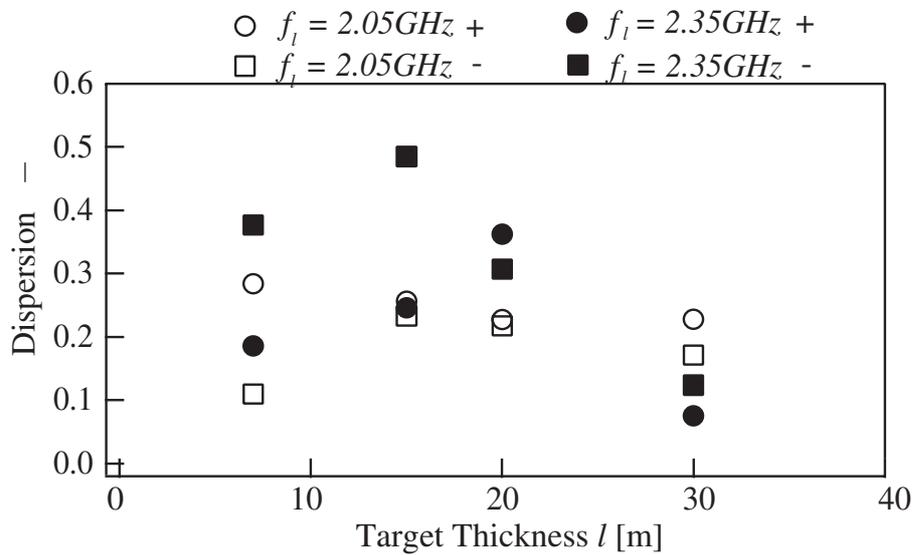
図 5.10 に示す 4 つの観測波形の対称性を定量的にあらわすために、図 5.12 および図 5.13 に式 5.1 で定義した σ を適用する．観測された波形ごとに正側と負側を分けて分散 σ を計算し、衝突後の熱雑音と鋭いパルス信号のうち、鋭いパルス信号のみの分散を図 5.14 示した．

22GHz 帯ではすべての厚さの標的で、分散 σ は f_l が f_1, f_2 とともに正側の方が大きい．つまり、正側の信号の電圧が負側よりも大きいことを示している．また、 $f_l = f_2$ で測定したほうが正側と負側の信号の分散 σ の値が近いから、 f_2 は f_1 よりも対称性がよいことがわかる．

2GHz 帯では $f_l = f_1$ の場合は分散 σ はすべての厚さの標的で、正側の方が大きい。しかし、 $f_l = f_2$ の場合は分散 σ は負側の方が大きくなっている。特に $l = 7 \text{ mm}$ 、 15 mm の場合は負側では $V = 2 \text{ V}$ 近くの電圧を持つ信号も観測され、正側と負側で分散 σ の差が大きく受信系が飽和した影響が顕著に示されている。



(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯

図 5.14: 局部発振信号 f_l を変化させた場合の分散 σ の比較

図 5.10 に示す 4 つの観測波形について放射電力 P を求め、局部発信周波数 f_l が f_1 と f_2 の時、放射電力の違いを議論する。その結果を図 5.15 に示す。22GHz 帯では、 $f_l = f_2$ の場合は f_1 の場合に比べて放射電力 P が大きい。 $l = 30$ mm の $f_l = f_2$ の場合は電力は小さい。マイクロ波放射電力値には速度依存性があるため、 $l = 30$ mm の場合は衝突速度が $v = 3.72$ km/s と遅いので放射電力も小さいと考えられる。

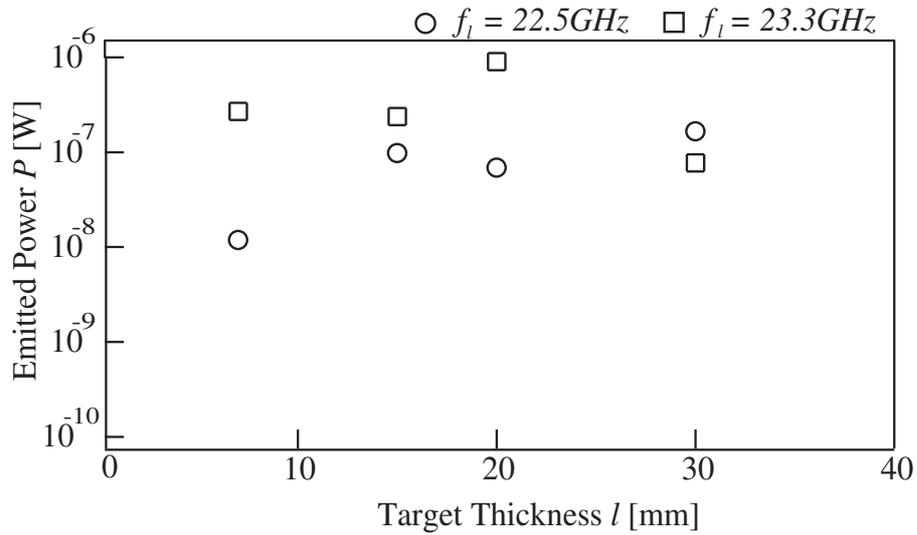
2GHz 帯は、 $f_l = f_2$ の場合は f_1 の場合に比べて放射電力 P が大きい。 $l = 30$ mm 標的の場合は 22GHz 帯と同様に衝突速度 v が遅いことが原因である。また、衝突速度 v がほぼ等しいにも関わらず、 $l = 7$ mm の場合は観測されたパルス信号自体も少なく、検討が必要である。局部発振周波数を f_2 に変えた衝突実験は各一回ずつしか測定を行っておらず、再現性を確認するためにも複数回実験を行う必要がある。

22GHz 帯の場合は、観測波形の波形の対称性がよく、分散 σ の値が正側と負側で近いほど放射電力も大きく測定されている。2GHz 帯の方は $f_l = f_2$ の時、受信系が飽和していることもあり、分散 σ と放射電力 P への関連が見られず、さらなる検討が必要であると考えている。

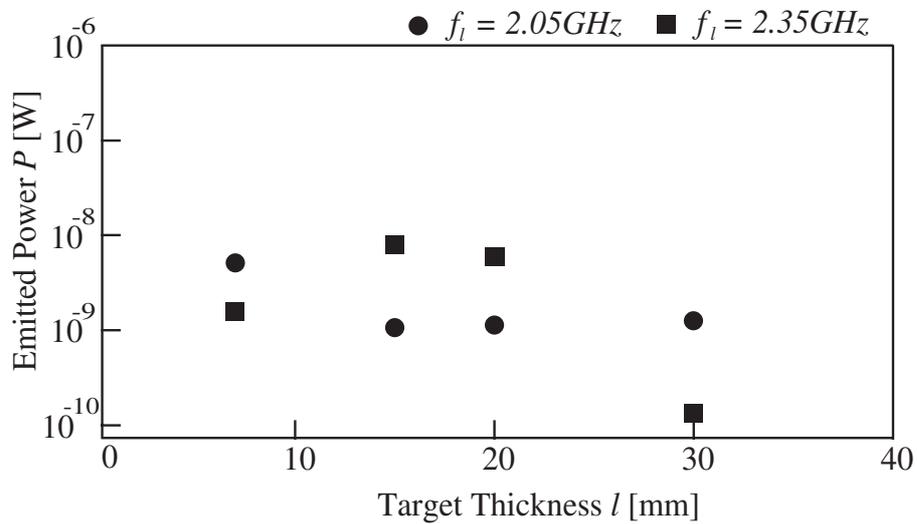
観測波形は電磁ノイズの発生、アンテナの設置など様々な要因によって実際発生するマイクロ波よりも小さく測定される場合が多々ある。そこで放射電力が大きく求まるほうがより正確な電力が算出できる状態だと考えている。特に 22GHz 帯においては、局部発振信号が f_2 のほうが放射電力が大きいため、RF 信号の帯域から十分離れた f_2 に設定するほうが適している。

図 5.5 に示すアルミニウムと銀の標的場合は、局部発振周波数の設定の影響で放射電力が正確に計算できなかった可能性が考えられる。さらに、図 5.2 や図 5.3 でも 22GHz の放射電力および分散 σ はばらつきが大きく局部発振周波数の設定が原因の一つである。

しかし、これまで $f_l = f_1$ として測定した観測波形も信号パルスが出現する時刻やパルスが発生し続ける時間は価値があるデータである。特に波形の非対称性および電力値の相違が大きかった 22GHz 帯では、信号パルスが持つ電圧の絶対値や放射電力に関しては $f_l = f_2$ で測定したものを今後採用すべきである。



(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯

図 5.15: 局部発振信号 f_l を変化した場合の放射電力 P の比較

実験条件および、測定した結果の詳細を表 5.3 に示す．二段式ガス銃を用いて実験を行い、いずれの実験の場合も標的はアルミニウムであり、飛翔体は 7 mm の球状のナイロンである．

表 5.3: 実験データ - 5

No.	l [mm]	f_i [GHz]	v [km/sec]	t [μ sec]	P_{22} [W]	P_2 [W]
5-1	7	f_1	4.56	57.7	1.2×10^{-8}	5.1×10^{-9}
5-2	7	f_2	4.37	57.4	2.7×10^{-7}	1.6×10^{-9}
5-3	15	f_1	4.5	54.2	1.0×10^{-7}	1.1×10^{-9}
5-4	15	f_2	4.27	58.1	2.4×10^{-7}	7.9×10^{-9}
5-5	20	f_1	4.29	54.7	6.9×10^{-8}	1.1×10^{-9}
5-5	20	f_2	4.58	53.5	9.0×10^{-7}	5.9×10^{-9}
5-5	30	f_1	4.69	47.5	1.7×10^{-7}	1.3×10^{-9}
5-5	30	f_2	3.72	60.2	7.7×10^{-7}	1.3×10^{-10}

¹ l ; 標的の厚さ

² v ; 衝突速度

³ t ; 衝突時刻

⁴ P_{22} ; 22GHz 帯の放射電力

⁵ P_2 ; 2GHz 帯の放射電力

第 6 章

放射メカニズムの考察

6.1 マイクロ波放射の過程

マイクロ波放射の実験結果により、放射が物体の破壊に関連することが推測され、微小亀裂での放電による放射モデルが提唱された。図 6.1 で示すように、飛翔体が標的へ衝突した直後、標的は破壊され、その表面に幅 1 mm 以下の微小な亀裂 (マイクロクラック) が多数発生すると想定される。図 6.2 に一つの微小亀裂を示す。亀裂が生成された後、亀裂間に異符号の電荷が発生する。その原因として化学結合の切断、圧電効果等が考えられている。亀裂間に火花電圧以上の電圧が生じるとき火花放電が起き、流れる電流から電磁界が放射される。亀裂の間隔がマイクロ波の波長よりも十分短いことから、この放射を図 6.3 に示すように、微少ダイポールからの放射としてモデル化する [29]。

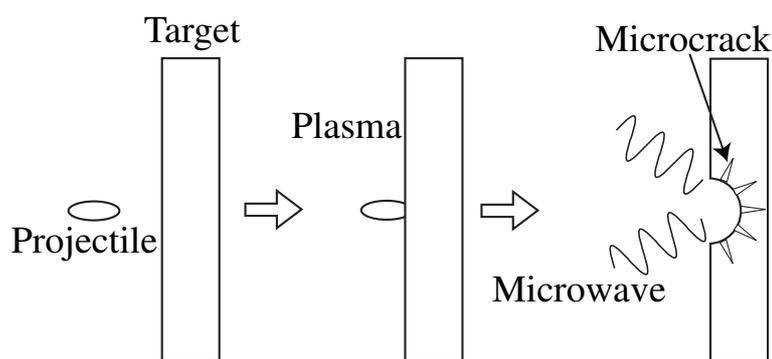


図 6.1: マイクロ波放射過程

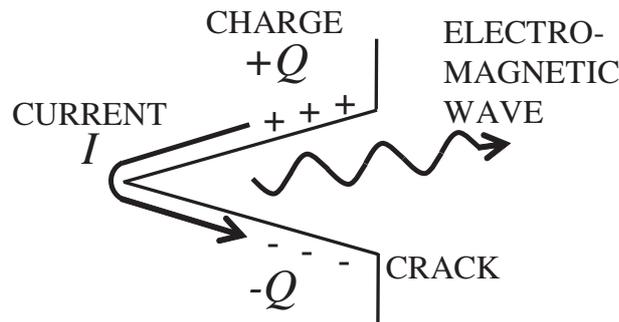
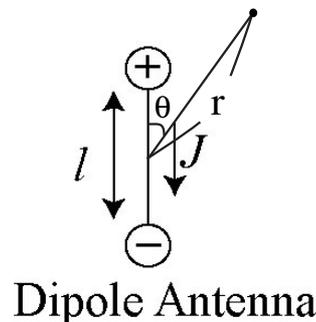


図 6.2: マイクロクラック付近の放電



Dipole Antenna

図 6.3: 微小ダイポールへのモデル化

このモデルに基づいて放電電流が矩形波であるとして受信されるマイクロ波の理論波形を計算すると各周波数帯で観測波形との近似が見られる。例えば、放射電界パルス波形におけるピーク時刻が、出力電圧波形のピーク時刻にほぼ対応している。また、波形の特徴が一致し、観測、理論波形の周期の差が 1 nsec 程度となり、ほぼ一致する。しかし、理論波形との一致だけではマイクロクラックによる放射モデルを説明するには不十分であると考えられる。

今回の衝突実験で新たに得られた事実、マイクロ波放射電力 P と分散 σ は標的の破壊の程度に比例し、また、マイクロ波放射電力 P は標的内にためられる弾性エネルギー W に比例することからマイクロ波はマイクロクラックから放射している可能性が高いと判断した。

このモデルの中で亀裂の生成後、亀裂間に異符号の電荷が発生して放電が起き、電流が流れるまでの過程が具体化されていない。特に、電荷が亀裂間にどのように励起されるかが不明である。そこで、衝突、破壊現象を元に、電荷が励起される要因を二点あげる。

1. 熱的な要素による電子励起
2. 標的の原子の切断による電子励起

次節よりこの二点の電子励起法について実験結果を元に考察を深める。

6.2 熱的な要素による電子励起

超高速衝突では飛翔体の衝突後プラズマなどの発生により、標的の表面は高温になると考えられる。高温になると標的表面が溶け、衝突現象が終わると同時に再結晶化する。この際、大きな熱エネルギーが衝突により標的に与えられたと考えられマイクロクラック付近の電子は熱的に励起される可能性がある。価電子帯に存在する電子は仕事関数以上のエネルギーを与えられると金属表面のエネルギー障壁を超え脱出が可能になる。このように励起された電子が元となり電流が流れ、マイクロ波が発生すると考えられる。この時一つの微小ダイポールアンテナから発生する放射電力は、式 6.1 で与えられる。

$$P_{e1} = \frac{L}{G} \int |E_{\theta}|^2 d\omega \quad (6.1)$$

ここで、

$$L = \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2 \quad (6.2)$$

放射される電界 $E_{\theta}(\omega)$ は熱的に励起される電子が作り出す電流を $I(\omega)$ とすると、

$$E_{\theta}(\omega) = jC_1 \frac{I(\omega)}{\omega} k^2 \exp(-jkr) \quad (6.3)$$

と表される。電流が振れ巾 J の矩形波で与えられるとすると $I(\omega)$ は

$$I(\omega) = J\tau \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}} \quad (6.4)$$

である。ここで J は熱電子放出に伴う電流の絶対値で Richardson-Dushman の式によって与えられる。リチャードソン定数を $A = 2 \times 10^6 \text{ A/m}^2 \text{ K}^2$ とすれば

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{k_B T}\right) \quad (6.5)$$

と表される。

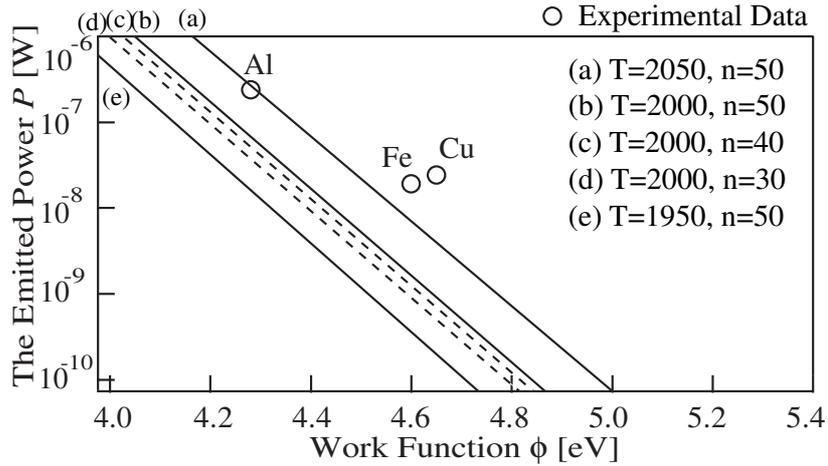
ここで、 G はアンテナの利得、 ζ はインピーダンス、 k は波数、 l_1 はマイクロクラック幅、 μ_0 は透磁率、 r は衝突点とアンテナの距離、 τ は過渡応答時間、 T は標的の表面温度、 ϕ は仕事関数、 k_B はボルツマン係数、 ω は観測周波数、 n はマイクロクラック数、 f は周波数、 c は光速である。

ゆえに、標的に生じる全てのマイクロクラックから放射される電力は、式 6.1 に式 6.3、式 6.4、式 6.5 を代入して計算すると、

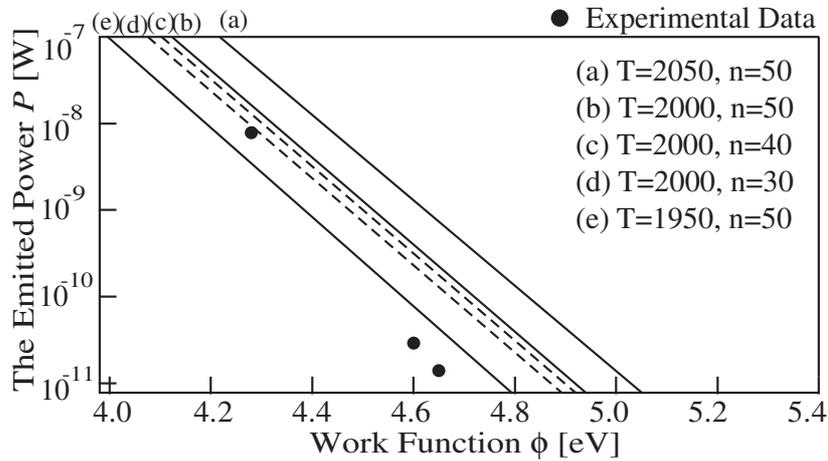
$$P_{e1} = C_2 l_1^2 n T^4 \exp\left(-\frac{2\phi}{k_B T}\right) \quad (6.6)$$

を得る．また， $C_1 = \left(\frac{l_1 \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 r}\right)$ ， $C_2 = \frac{fA^2\mu_0^2 \sin^2\theta}{cG} \times z$ である．22GHz 帯では $z = 3 \times 10^9$ ，2GHz 帯では $z = 7.1 \times 10^8$ である．

表 4.6 と表 4.7 に掲載している実験データ 3 と 4 を用い，式 6.6 の n と T を変化させた．観測された波形から計算された放射電力 P と式 6.6 による放射電力 P_{e1} を比較し，熱的な電子励起について評価する．完全に貫通している $l = 100 \mu\text{m}$ の標的と全く貫通していない $l = 15 \text{ mm}$ の標的について評価し，その結果を図 6.4 と図 6.5 に示す．



(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯

図 6.4: $l = 15 \text{ mm}$ 標的における放射電力 P と P_{e1} の比較

まず， $l = 15 \text{ mm}$ の標的を用いた図 6.4-(a) について説明する．標的の表面温度 T とマイクロラック数 n の値をいくつか設定して，式 6.6 から P_{e1} を計算した． P_{e1} を実線および点線で， P を白丸で示している． P ， P_{e1} はともに仕事関数 ϕ が増加するほど減少する．しかし， P の各白丸の点は ϕ が増加するに従い， P_{e1} との差が大きくなる．

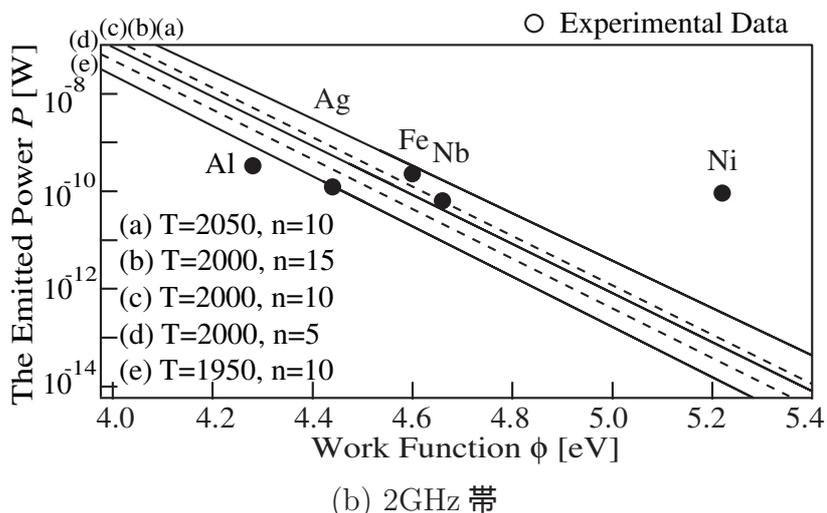
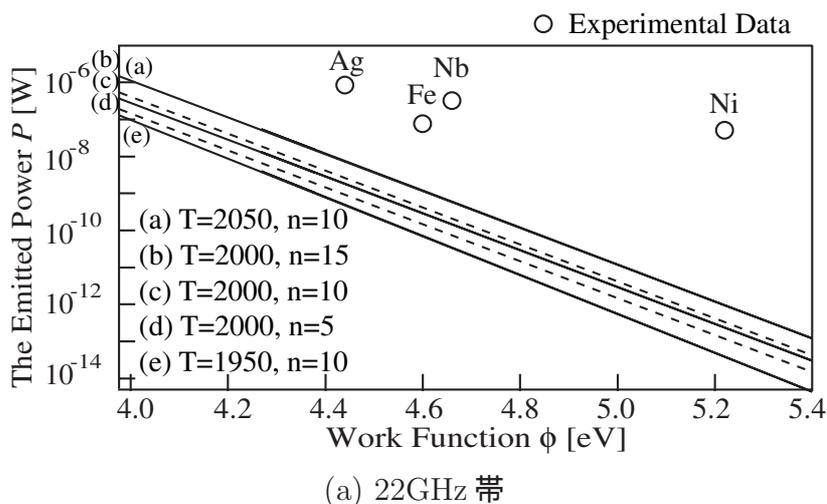


図 6.5: $l = 100 \mu\text{mm}$ 標的における放射電力 P と P_{e1} の比較

$T = 2050 \text{ K}$, 2000 K , 1950 K と変化させた時, 放射電力 P_{e1} を示す実線の傾きはわずかに変化する. 実線の傾きは温度 T が高いほうがゆるやかになる. さらに T に対する電力比は (b) を基準とした場合, (a) は 6.1dB , (e) は -6.4dB である. また, $n = 50, 40, 30$ と変化させた時, 放射電力 P_{e1} を示す実線または点線の傾きは変化しない. さらに Al, Cu, Fe 標的における n に対する電力比は (b) を基準とした場合, (c) は -1.0dB , (d) は -2.2dB である. 図 6.4-(a) に示すように温度 T により電力は大きく変化するが, マイクロクロック数 n によってはほとんど変化しない.

図 6.4-(b) について説明する. 式 6.6 を計算した結果, T や n による実線および点線の傾きの変化は図 6.4-(a) で示す 22GHz 帯の特徴に等しい. Al, Cu, Fe 標的における T と n を変化させた場合の電力比は全て等しく, 22GHz 帯と同じである.

図 6.5-(a), (b) について説明する. $T = 2050 \text{ K}$, 2000 K , 1950 K と変化させた時, 放

射電力 P_{e1} は図 6.4 の場合と同様である。また、 $n = 15, 10, 5$ と変化させた時、放射電力 P_{e1} を示す実線または点線の傾きは変化しない。さらに Al, Cu, Fe 標的における n 対する電力比は (b) を基準とした場合、(a) は 1.8dB、(e) は -3.0dB である。

観測波形からの放射電力 P と式 6.6 より計算された P_{e1} の値が異なる原因として次の 3 つが考えられる。

1. 標的の材質によって衝突時の標的の表面温度 T が変わること
2. 標的の材質によってマイクロクラック数 n が変わること
3. エキソ電子が存在すること

標的の材質によって T や n が変化すると P_{e1} を示す実線の傾きが変わり、実験値 P に近づく可能性がある。またエキソ電子が存在すれば、熱刺激エキソ電子放射 (Thermally Stimulated Exoelectron Emission) が起こりうる。熱刺激エキソ電子放射とはエネルギーレベルの電子伝導帯のすぐ下の禁制帯中に位置する多数の捕獲準位に、捕獲された電子が、熱で刺激されることにより表面から放出される現象である。エキソ電子は励起される際に仕事関数以下のエネルギーで標的表面から飛び出すことができる。そのため、エキソ電子が存在すれば、実験値は図 6.4 や図 6.5 に示されたよりも実線または点線で示されている P_{e1} に近づく可能性がある。

6.3 破壊による電子励起

原子間の結合が切断されてマイクロクラックが生成し、マイクロ波が発生すると考えている。そこで結合が切断されることによって電子励起が起こると仮定して放射電力 P と結合解離エネルギー D を比較した。表 4.6 と表 4.7 に掲載している実験データ 3 と 4 を用いた。結合解離エネルギー D として知られる化学結合の強さ $D(R-H)$ は結合が $RX \rightarrow R+H$ のように壊れる時の標準エンタルピー変化で定義される。これらは $D(R-H) = \Delta_f H(R) + \Delta_f H(X) - \Delta_f H(RX)$ という熱化学方程式で与えられる。結合解離エネルギー D は温度に依存し、エンタルピー関数を用いて式 6.7 のように近似できる [30]。

$$D_T = D_0 + \frac{3RT}{2} \quad (6.7)$$

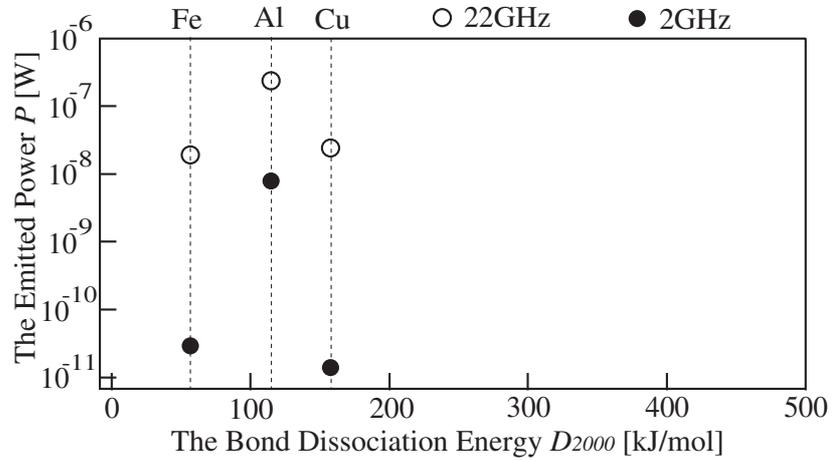
結合解離エネルギー D は $T = 0\text{K}$ の時 D_0 , $T = 2000\text{K}$ の時 D_{2000} とする。 R は定数である。 D_0 は二原子物質によっておのこのの方法で測定でされている。次に用いた値とその参考文献を表 6.1 に示す。

表 6.1: 分子の結合力

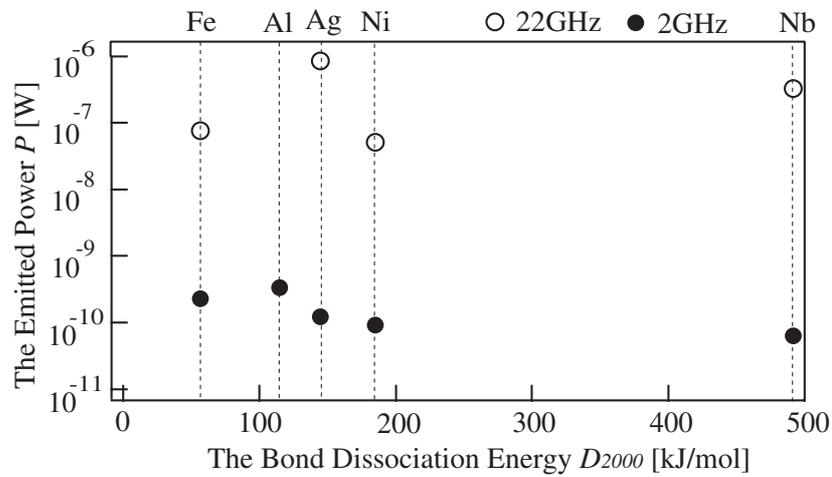
Molecule	D_0 KJ/mol	Ref
Al-Al	114.7	[31]
Ag-Ag	144.7	[32]
Ni-Ni	184.9	[33]
Fe-Fe	56.7	[34]
Nb-Nb	491.7	[35]
Cu-Cu	157.7	[36], [37]

放射電力 P と表 6.1 から計算された結合解離エネルギー D を比較し、図 6.6 に示す。放射電力 P は結合解離エネルギー D が増加するに従い、減少する。つまり、結晶内では次のような現象が起こっていると考えられている。衝突前の標的の結晶は、原子の結晶ポテンシャルは他の原子の影響を受けており、エネルギー準位に幅が生じエネルギー帯ができています。飛翔体が標的に衝突してマイクロクラックが発生すると、マイクロクラックの表面は新鮮な面が現れる。新鮮な面では原子間結合が切断され、原子は孤立する。原子は他の原子の影響を受けにくく、孤立した状態になるため、離散的なエネルギー準位を持つ。衝突によって与えられたエネルギーによって、電子はエネルギー帯として存在するより高い離散的なエネルギー準位を持つことが可能になる [38]。原子間結合が切断される際、いくつかの電子は放電され、電流の元となりマイクロ波が発生するのではないかと考えている。それゆえ、放射電力 P は結合解離エネルギー D が増加するに従い減少するという結果からマイクロクラック付近ではこのような現象が起こっていると推測できる。

ただし、標的の材質が鉄の場合は上述の考察は当てはまらずさらなる検討が必要である。



(a) $l = 15\text{mm}$ の標的



(b) $l = 100\mu\text{m}$ の標的

図 6.6: 結合解離エネルギーと放射電力の関係

第 7 章

結論

本論文では、超高速衝突に伴うマイクロ波放射特性、及び放射メカニズムの解明を目的として、以下の結論を得た。

1. 第 2 章では、超高速衝突を起こす加速・衝突機構について、及び、マイクロ波観測系の構成について説明した。特に二段式軽ガス銃での実験により、衝突実験の回数が大幅に増加し、飛翔体の材質を変える実験が可能となった。
2. 第 3 章では、較正実験によって、各受信機の入出力特性を明らかにし、マイクロ波放射電力の推定の仕方を述べた。受信系の較正実験の結果による放射電力のばらつきは 22GHz 帯で 1dB、2GHz 帯で 2dB である。
3. 第 4 章では、3 つの衝突実験それぞれについて、衝突後の標的の様子およびマイクロ波観測波形を示した。実験 1 では標的の厚さ l が異なる場合を示し、観測される信号が持つ電圧と個数は標的の厚さ l によって異なる。実験 2 では、飛翔体の材質の違いによる場合を示し、22GHz 帯では飛翔体が金属の場合、信号は衝突後すぐに集中的に観測される。実験 3 では、標的の材質の違いによる場合を示し、衝突後の標的の後部の様子は材質によって異なる。
4. 第 5 章では、実験 1 において観測された個々の信号が持つ電圧とパルス数の関係について分散 σ を定義して調べた。さらに放射電力を計算し、標的の厚さによる依存性を示し、特に 2GHz 帯では、放射電力は標的の破壊の量に比例する。さらに衝突時に発生する衝撃圧および弾性エネルギーを定義し、マイクロ波放射との関係を調べ、マイクロ波放射電力は衝撃圧および弾性エネルギーに比例する。局部発振信号の値を変えて衝突実験を行い、観測される波形と放射電力値の違いを調べた。局部発振信号の周波数を 22GHz 帯で 23.3GHz、2GHz 帯で 2.35GHz に設定する方がより正確な放射電力を見積もることができる。
5. 第 6 章では、得られた観測結果からマイクロ波は標的が破壊される際に生じる微小な亀裂(マイクロクラック)から発生するとし、マイクロクラック周辺の電子励起について考察した。マイクロ波の発生に伴う電子の励起は熱的なものと原子間結合が切断されることによるものがあるとしてモデルを仮定しマイクロ波放射電

力と比較検討した。それぞれ、マイクロ波放射電力と関係があることから、熱的な電子励起と原子間結合が切断されることによる電子励起が複合して生じている可能性が高い。

6. この研究により、マイクロクラックからのマイクロ波放射過程が実験的、理論的に詳しく説明された。超高速衝突によるマイクロ波放射メカニズムの研究は、宇宙デブリ検出システムの開発に大いに役立つと考えられ、今後の研究成果に期待が持てる。

第 8 章

データ

表 8.1: 受信系使用機器 (共通)

Name	Company & (Type)	Specification	Main use
CW Generator (SG)	Anritsu (MG3693A)	2-30GHz	22G,2GHz Band(RF)
Synthesized signal generator (SG)	hp (8673E)	2.0-18.0GHz	2G,300MHz Band(LO)
Sweep oscillator (SG)	HP (8350B)		for 83570A
RF plug-in	HP (83570A)	18-26.5GHz	22GHz Band(LO)
Programmable signal source (SG)	hp (8165A)	1m-50MHz	1MHz Band
Var. Att.	hp (k382A, SN:2138)	0-60dB	22GHz Band
Var. Att.	AND ELECTRIC CO., LTD. AL-604B, SN:65064201)		2G,300MHz Band
Fix. Att.	HP (8493C)	DC-26.5GHz, 3, 10, 20dB	
Digital storage scope	Lecroy (Wavepro960)	4[Gsample/s] sampling	Recorder
Digital storage scope	Lecroy (Waverunner LT374)	250[Msample/s] sampling	Recorder
DC power supplies	Metronix (6455A)		For amplifiers
Spectrum analyzer	HP (8562A)		

表 8.2: 受信系使用機器 (22GHz 帯)

Name	Company & (Type)	Specification
Horn antenna	Denki kogyo	Aperture Size:34x60mm
LNA	Hughes, (A1335H-2401,SN:102)	
MWA	HP (8348A)	2-26.5GHz
Mixer	Narda 99899, (MODEL SN:0911)	2.0-26.5GHz
IFA	Nogawa comm. works, (NUL-5101)	1M-1000MHz, NF:2.3dB, Gain:30dB

表 8.3: 受信系使用機器 (2GHz 帯)

Name	Company & (Type)	Specification	No.
Dipole antenna	ANRITSU CORP. (MA5612B3, SN: 6200353972)	1950-2250MHz 2.15dBi	No.1
LNA	MITEQ (AFS3-01800300-10-10P-4, SN: 919575)	1.8-3GHz 40dB	
BPF	ANRITSU (MA2512A, SN:6100219007)	1.92-2.17GHz	
Mixer	R&K (M100CAG, SN:A30853-08)	2-4.3GHz	
IFA	NOGAWA (NUL-5101, SN:040818)	1-1000MHz 31.1dB	
Dipole antenna	ANRITSU CORP. (MA5612B3, SN: 6200353971)	1950-2250MHz 2.15dBi	No.2
LNA	MITEQ (AFS3-01800300-10-10P-4, SN: 919578)	1.8-3GHz 40dB	
BPF	ANRITSU (MA2512A, SN:6100219008)	1.92-2.17GHz	
Mixer	R&K (M100CAG, SN:A30853-09)	2-4.3GHz	
IFA	NOGAWA (NUL-5101, SN:040819)	1-1000MHz 31.0dB	

第 9 章

参考文献

参考文献

- [1] Zaitsev, A.V., A.V. Dobrov, V.A. Kotin and I.V. Simonov, Possibilities for hypervelocity impact experiments in frames of demonstration project "space patrol", *Int. J. Impact Engng*, 20, 839-847, 1997.
- [2] Schildknecht, T., U. Hugentobler and M. Ploner, Optical surveys of space debris in GEO, *Adv. Space Res.*, 23(1), 45-54, 1999.
- [3] Thompson, T.W. and R.M. Goldstein, Radar detection of centimeter-sized orbital debris: preliminary Arecibo observations at 12.5-cm wavelength, *Geophys. Res. Let.*, 19(3), pp.257-259, Feb. 7, 1992.
- [4] 八坂哲雄, 「宇宙のゴミ問題 スペースデブリ」, 裳華房, 1997.
- [5] "Interagency Report on Orbital Debris", The National Science and Technology Council, 1995.
- [6] Swift, H.F., The role of electromagnetic radiation in hypervelocity impact mechanics, *Int. J. Impact Engng*, 26, 745-760, 2001.
- [7] Eichhorn, G., Measurement of the light flash produced by high velocity particle impact, *Planet. Space Sci.*, 23, 1519-1525 (1975).
- [8] Eichhorn, G., Analysis of the hypervelocity impact process from impact flash measurements, *Planet. Space Sci.*, 24, 771-781 (1976).
- [9] 杉田精司, 衝突閃光の高速分光学, 日本惑星科学会誌「遊・星・人」, 8(2), 1999.
- [10] Sugita, S. and P.H. Schultz, Spectroscopic measurements of vapor clouds due to oblique impacts, *J. Geophys. Res.*, 104(E8), 19,427-19,441, Aug 25, 1998.
- [11] Sugita, S. and P.H. Schultz, Spectroscopic characterization of hypervelocity jetting: Comparison with a standard theory, *J. Geophys. Res.*, 104(E12), 30,825-30,845, Dec 25, 1999.
- [12] B.Jean and T.L.Rollins, *AIAA J.*8, 1742(1970).

-
- [13] T. Takano, Y. Murotani, K. Maki, T. Toda, A. Fujiwara, S. Hasegawa, A. Yamori and H. Yano, Microwave emission due to hypervelocity impacts and its correlation with mechanical destruction, *J. Appl. Phys.*, vol.92, no.9, pp.5550-5554, Nov. 2002.
- [14] 牧 謙一郎, 超高速衝突に伴うマイクロ波放射の観測及び放射メカニズムの考察, 博士論文.
- [15] K. Maki, E. Soma, T. Takano, A. Fujiwara and A. Yamori, Dependence of microwave emissions from hypervelocity impacts on the target material, *J. Appl. Phys.*, vol.97, pp.104911-1-104911-6, 2005.
- [16] T. Kadono, Observation of expanding vapor cloud generated by hypervelocity impact, *Journal of geophysical research*, Vol.101 No.E11, pp26097-26109, November 25, 1996.
- [17] David A. Crawford, Peter H. Schultz, The production and evolution of impact generated magnetic fields, *Impact Journal of Engineering* vol.14, pp205-216, 1993.
- [18] David A. Crawford, Peter H. Schultz, Electromagnetic properties of impact generated plasma, vapor and debris, *Impact Journal of Engineering* vol.23 pp169-180, 1999.
- [19] L.E. Murr, E.FerreiraT., S.Pappu, E.P.Garcia, J.C.Sanchez, W. Huang, J.M.Rivas, C.Kennedy, A.Ayala, and C.-S.Niou, Novel deformation processes and microstructures involving ballistic penetrator formation and hypervelocity impact and penetration phenomena, *Material Characterization* 37: 245-276, 1996.
- [20] S.A.Quinones, J.M. Rivas, L.E.Murr, Deformation and deformation-specific microstructures associated with a hypervelocity impact crater in copper, *J. of materials science letters* 14 (1995) 685-688.
- [21] J.Eftis, C.Carrasco, and R.Osegueda, Simulations of Hypervelocity Impact Damage and Fracture of Aluminum Targets Using a Constitutive-Microdamage Material, *J. Impact Engineering* 26(2001)157-168.
- [22] H. Ohnishi et al., STUDY ON MICROWAVE EMISSION DUE TO HYPERVELOCITY IMPACT DESTRUCTION, URSI(International Union of Radio Science), 2005.
- [23] 大西 裕子, 他, 超高速衝突に伴う標的の破壊とマイクロ波発生量の関係, 第 49 回宇宙科学技術連合講演 2005.
- [24] H. Ohnishi et al., Load Dependence of Microwave emission Due to Hypervelocity Impact, IEICE 2005.
- [25] H. Ohnishi et al., Study on The Mechanism of Microwave emission due to Impact Destruction, IEICE 2004.
- [26] Marc Andre Meters, *Dynamic Behavior of materials*, John Wiley & Sons, INC, 1994.
- [27] Yamori, A., N. Kawashima, M. Kohno, S. Minami and S. Teii, High quality railgun HYPAC for hypervelocity impact experiments, *Int. J. Impact Engng*, 20, 829-838, 1997.
- [28] Ahrens and Johnson, *Shock wave data for materials*.
- [29] 牧 謙一郎, 高野 忠, 相馬 央令子, 矢守 章, 衝突破壊に伴うマイクロ波放射の周波数特性及び放射メカニズム, 電気学会論文誌 (2004年2月投稿済), 2004b.

-
- [30] The JANAF Thermochemical Tables, Third Edition, J. Phys. Chem. Ref. Data, 14 Suppl. 1, 1985.
- [31] Fu, Z., Lemire, G.W., Bishea, G.A., and Morse, M. D., J.chem. Phys., 93, 8420, 1990.
- [32] Darwent, B. de B., Bond Dissociation Energies in simple Molecules, NSRDS - NBS - 31, National Bureau of Standards, Washington, D.C., 1970.
- [33] Morse, M. D., Hanson, G. P., Langridge-Smith, P. R. R., Zheng, L. S., Geusic, M.E., Michalopoulos, D. L., and Smalley, R. E., J. chem. Phys., 80, 5400, 1984.
- [34] Shim, I. and Gingerich, K. A., J. chem. phys., 77, 2490, 1982.
- [35] Gupta, S. K. and Gingerich, K. A., J. chem. phys., 70, 5350, 1979.
- [36] Gingerich, K. A., Chem. Soc. Faraday, Symp., No.14, 109, 1980.
- [37] Rusin, A. D., Zhukov, E., Agamirova, L. M., and Kalinnikov, V. T., Zh. Neorg. Khim., 24, 1457, 1979.
- [38] M. Aoki, Solid State Physical Electronics, CORONA PUBLISHING CO.,LTD.
- [39] 千葉 茂生、相馬 央令子、石井 健太郎、大西 裕子、”超高速衝突に伴うマイクロ波放射のコヒーレンシの検討” 電気学会、(2006年3月発表予定).

第 10 章

発表文献

論文誌

1. H.Ohnishi, S.Chiba, K.Maki, E.Soma, K.Ishii, T.Takano, S.Hasegawa, Study on microwave emission mechanisms on the basis of hypervelocity impact experiments on target plates with various thicknesses, Journal of Applied Physics(投稿中).

国際学会

1. H.Ohnishi, K.Maki, E.Soma, K.Ishii, S.Chiba, T.Takano, A.Yamori, Study on Microwave Emission Due to Hypervelocity Impact Destruction, UNION RADIO-SCIENTIFIQUE INTERNATIONALE(URSI), A01, 2005.

国内学会

1. 大西 裕子、牧 謙一郎、高野 忠、矢守 章、”衝突破壊に伴うマイクロ波放射のメカニズムの検討”、電子情報通信学会ソサエティ大会、C-2-113、2004 .
2. 大西 裕子、牧 謙一郎、相馬 央令子、石井 健太郎、千葉 茂生、高野 忠、矢守 章、”超高速衝突に伴うマイクロ波放射の荷重依存性”、電子情報通信学会総合大会、B-1-12、2005 .
3. 大西 裕子、牧 謙一郎、相馬 央令子、石井 健太郎、千葉 茂生、高野 忠、長谷川 直、”超高速衝突に伴う標的の破壊とマイクロ波発生量の関係”、第 49 回宇宙科学技術連合講演会、3F08、2005.

共著者としての発表

1. 石井 健太郎、相馬 央令子、大西 裕子、千葉 茂生、高野 忠、長谷川 直、” マイクロ波の相関処理によるデブリ衝突位置検出の検討 ”、第 49 回宇宙科学技術連合講演会、広島、3F06、Nov . 2005

-
2. 石井 健太郎，相馬 央令子，大西 裕子，千葉 茂生，高野 忠，矢守 章，“超高速衝突による電波放射現象の周波数特性”，16年度スペースプラズマ研究会，神奈川県，Mar. 2005.
 3. 千葉 茂生，相馬 央令子，石井 健太郎，大西 裕子，長谷川 直，高野 忠，超高速衝突に伴うマイクロ波放射の周波数領域解析及びプラズマの関連性，スペースプラズマ研究会，2005
 4. 千葉 茂生，相馬 央令子，石井 健太郎，大西 裕子，高野 忠，超高速衝突に伴うマイクロ波放射のコヒーレンスの検討，電気学会全国大会(2006.3. 発表予定)
 5. 相馬 央令子，石井 健太郎，大西 裕子，千葉 茂生，高野 忠，長谷川 直，“宇宙基地曝露材へのデブリ衝突によるマイクロ波放射”，第49回宇宙科学技術連合講演会，広島，3F07，Nov.2005.
 6. 相馬 央令子，石井 健太郎，大西 裕子，千葉 茂生，高野 忠，長谷川 直，“放射電波による宇宙機曝露部へのデブリ衝突検出特性”，平成17年度衝撃波シンポジウム，神奈川県，Mar.2006（発表予定）

目 次

2.1	実験系の全体構成	4
2.2	電磁飛翔体加速装置「レールガン」の外観	5
2.3	レールガンの加速部分の構造	5
2.4	加速装置「二段式軽ガス銃」の外観	6
2.5	ガス銃の加速部分の構造	6
2.6	レールガンの真空チェンバの構造	7
2.7	ガス銃の真空チェンバの構造	8
2.8	チェンバにおける標的，トリガ用ワイヤの設置方法	8
2.9	レールガンに用いる飛翔体の形状	9
2.10	ガス銃に用いる飛翔体の形状	10
2.11	異なる厚さの標的を用いた場合の衝突痕の様子	11
2.12	アルミニウム標的における衝突痕の分類	12
2.13	各実験条件での衝突痕の深さ	13
2.14	各周波数帯受信系構成	14
3.1	受信系入出力特性較正のための機器構成	17
3.2	22 GHz 帯，受信機 IF 出力波形	17
3.3	較正実験結果	18
3.4	較正実験による受信系の対称性	19
3.5	マイクロ波観測波形例	20
3.6	マイクロ波観測波形例	20
3.7	マイクロ波放射受信電力の推定方法	21
3.8	マイクロ波の放射，受信，観測の流れ，及び電力の定義	22
3.9	複数回測定したときの較正曲線の違い	24
4.1	実験 1 における衝突後の飛翔体の背面	26
4.2	22GHz 帯, $l = 7 \text{ mm}$, $v = 4.36 \text{ km/s}$	27
4.3	2GHz 帯, $l = 7 \text{ mm}$, $v = 4.36 \text{ km/s}$	27
4.4	22GHz 帯, $l = 40 \text{ mm}$, $v = 3.28 \text{ km/s}$	28
4.5	2GHz 帯, $l = 40 \text{ mm}$, $v = 3.28 \text{ km/s}$	28
4.6	実験 2 における衝突痕	30
4.7	ナイロン, $v = 3.28 \text{ km/s}$	32

4.8	アルミニウム, $v = 3.77$ km/s	32
4.9	ステンレス, $v = 3.51$ km/s	33
4.10	銀, $v = 2.64$ km/s	33
4.11	実験3における衝突痕の様子	35
4.12	衝突痕の模式図	35
4.13	鉄, $v = 3.85$ km/s	36
4.14	アルミニウム, $v = 4.27$ km/s	37
4.15	銅, $v = 4.54$ km/s	37
5.1	マイクロ波信号の電圧 V とパルス数 N の関係	40
5.2	標的の厚さ l における分散 σ	41
5.3	標的の破壊とマイクロ波放射の関係	43
5.4	弾性エネルギーの定義	45
5.5	弾性エネルギー W とマイクロ波放射電力 P との関係	46
5.6	波形の拡大	47
5.7	IF 周波数と出力 (1)	49
5.8	IF 周波数と出力 (2)	50
5.9	局部発振信号 f_l を変化させた時の較正実験結果の比較	51
5.10	局部発信周波数 f_l を変えたときの観測波形	52
5.11	図 5.10 の拡大波形	54
5.12	22GHz 帯における各信号の電圧とパルス数の関係	55
5.13	2GHz 帯における各信号の電圧とパルス数の関係	55
5.14	局部発振信号 f_l を変化させた場合の分散 σ の比較	56
5.15	局部発振信号 f_l を変化させた場合の放射電力 P の比較	58
6.1	マイクロ波放射過程	60
6.2	マイクロクラック付近の放電	61
6.3	微小ダイポールへのモデル化	61
6.4	$l = 15$ mm 標的における放射電力 P と P_{e1} の比較	63
6.5	$l = 100$ μ mm 標的における放射電力 P と P_{e1} の比較	64
6.6	結合解離エネルギーと放射電力の関係	67

表 目 次

3.1	各受信機の特徴	16
3.2	各受信機の雑音電圧及び最小受信電力	22
3.3	電力のばらつき ΔP	23
4.1	実験データ - 1	29
4.2	実験 2 における実験条件	30
4.3	粒子速度 u_t	31
4.4	実験データ - 2	34
4.5	実験 3 に衝突痕の大きさ	36
4.6	実験データ - 3	38
4.7	実験データ - 4	38
5.1	観測される信号の種類と電圧の範囲	40
5.2	$s_{p,t}$ と $C_{p,t}$	44
5.3	実験データ - 5	59
6.1	分子の結合力	66
8.1	受信系使用機器 (共通)	70
8.2	受信系使用機器 (22GHz 帯)	71
8.3	受信系使用機器 (2GHz 帯)	71

第 11 章

謝辞

本研究の指導教官である宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部の高野忠教授には、研究の機会を与えていただいたこと、多くの助言をいただいたことなど、大変感謝しています。電磁飛翔体加速装置の運用担当である同本部の矢守章技官、長谷川直技官には、実験において多大な助力をいただき感謝します。衝突プラズマの観測に関して、実験機器の提供、及び助言をいただいた同本部の藤原顕教授、佐々木進教授、田中孝治助教授に感謝します。最後に、共同研究者である牧謙一郎氏、相馬央令子氏、石井健太郎氏、千葉茂生氏には多大な手助けをいただき、とても感謝しています。研究その他、様々な面でお世話になった高野研究室の菅原章氏、前田崇氏、Arpa Thumvichit 氏、橘川雄亮氏、矢島辰朗氏、磯野泰三氏、稲葉崇氏、宗正康氏、居村岳広氏、奥村碧氏、阿部邦昭氏、三木洋司氏、Damri Radenamad 氏に厚く御礼申し上げます。

その他の宇宙研の皆様には、研究およびプライベートな面で大変お世話になりました。

中谷研の肥後さんには、関東で誰も知り合いがいなかった頃に、二号館の 206 号室の静電気工学の授業の前に声をかけられ、宇宙研にある研究室に所属ということに意気投合したのを覚えています。肥後さんには二年間、日々の食事や飲み会、旅行を共にし、実家へも何度かお邪魔させていただき本当に感謝しております。

元中谷研の下田さんには特に M1 輪講の時、前日の夜 10 時から発表を見ていただき、研究分野も全く異なる中での的確なアドバイスをいただき感謝しております。また、私の人生初となる結婚式の二次会の幹事をさせていただき、大変よい思い出ができました。

斉藤研の朴澤さんには、2004 年末に毎日飲み会をしていたのが印象的です。また、2005 年の 10 月には一緒にインドを旅し、朴澤さんの持つパワフルさと気遣いのすごさに感動しました。下宿先にも何度かお邪魔し、ジャスミンティーを飲んで待っている私にごはんを作ってくれました。

小山研の小林さんには、5 階廊下の踊り場で初めてお会いしました。初めてお会いした当日の夜中に私の家まで来るとい運びになり、夜中に自転車で帰ったのを今でも鮮明に覚えています。また、下の名前も同じで食べ物の好みも似ていることから親近感を感じずにはいられませんでした。

田島研の中川さんには、ハーベストの新人歓迎会で初めてお会いし、男前な性格にあこがれを抱きました。ハイテンションな盛り上げ役かつ冷静な判断のできる人で M5

の打ち上げを見に行った鹿児島旅行では、みんなのまとめ役的存在でした。

高野研の阿部くんには特に修論が忙しくなってから食事や話相手の面で大変お世話になりました。特にセブンイレブンのおでんの汁をあげた思い出は忘れることができません。またマイナス思考な性格も似ていたため、話が合い、楽しい時間を過ごさせていただきました。