

Propagation Experiment of VLF Electromagnetic Pulses in the Uuderground for Development of Deep Earth Radar

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-12-21 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: Nagano, Isamu メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24517/00049398

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



超低周波大振幅電磁パルス波の
地中伝搬実験

(研究課題番号 05650350)

平成5年度～平成6年度科学研究費補助金(一般研究C)
研究成果報告書

平成7年3月

研究代表者 長野 勇
(金沢大学工学部教授)

超低周波大振幅電磁パルス波の
地中伝搬実験

(研究課題番号 05650350)

平成5年度～平成6年度科学研究費補助金(一般研究C)
研究成果報告書

平成7年3月

研究代表者 長野 勇
(金沢大学工学部教授)

目次

1. はしがき
2. 謝辞
3. 研究組織
4. 研究経費
5. 研究発表リスト
6. 研究成果報告

はしがき

本報告書は、平成5年度から平成6年度までの2ヶ年にわたり、文部省科学研究費補助金(一般研究(C))により行った「超低周波大振幅電磁パルス波の地中伝搬実験」(研究課題番号05650350)の研究成果をまとめたものである。この研究は下記の研究組織及び研究経費によって実施された。

謝辞

本研究におけるパルス発生器・受信器の製作に関しては金沢大学山口直人君、ヨサファット テトォコ スリ スマンティヨ君に負うところが大きく、又、理論計算及びシミュレーションは同大学渡邊貴史君、大口信隆君に負うところであり、感謝する。また、耐水サーチコイルの製作は金沢大学技官森田慎一郎氏によるものであり、お礼を申し上げる。

研究組織

研究者代表

長野 勇 金沢大学工学部

研究分担者

Samir R. Chettri 金沢大学工学部

八木谷 聡 金沢大学工学部

研究経費

平成5年度 1500 千円

平成6年度 700 千円

合計 2200 千円

研究発表リスト

(1) 本研究の発表論文

新保、山口、長野, 地表面近傍の地中 LF 電波伝搬特性, 物理探査, 47, 95-104, 1994.

(2) 参考論文

長野、小嶋、筒井、岡田、松本、向井、川口、八木谷, GEOTAIL におけるプラズマ波動測定のための EMC/EMI 対策, 信学技法, A-P93-90, 33-40, 1993.

I. Nagano, P. A. Rosen, S. Yagitani, M. Hata, K. Miyamura, and I. Kimura, Full wave analysis of the Australian Omega signal observed by the Akebono satellite, IEICE Trans. Commun., E76-B, 1571-1578, 1993.

秦、八木谷、宮村、長野、橋本、木村, あけぼの衛星で観測した Omega 信号の電離層伝搬特性の解析, 信学技法, A-P93-121, 25-32, 1994.

I. Kimura, P. Stubbe, M. T. Rietveld, R. Barr, K. Ishida, Y. Kasahara, S. Yagitani, and I. Nagano, Collaborative experiments by Akebono satellite, Tromsø ionospheric heater, and European incoherent scatter radar, Radio Science, 29, 23-37, 1994.

S. Yagitani, I. Nagano, and K. Miyamura, Full wave calculation of ELF/VLF propagation from a dipole source located in the lower ionosphere, Radio Science, 29, 39-54, 1994.

新保、岡本、阿部、伊達、長野, 地中レーダ用ポータイアンテナの動作利得の計測, 物理探査, 47, 256-261, 1994.

高橋、長野、八木谷, 不均質プラズマ中のレゾナンス点近傍における電磁波伝搬の解析, 信学技法, A・P94-50, 1-6, 1994.

長野、筒井、岡田、小嶋、松本、八木谷、佐藤, GEOTAIL 搭載 3 軸サーチコイルセンサの特性, 信学技法, A・P94-100, 31-38, 1995.

八木谷、長野、戸田、宮村, 電離層中の電子ビームアンテナからの VLF 放射, 信学技法, A・P94-107, 23-28, 1995.

八木谷、戸田、長野、岡田、橋本、松本, 火星探査衛星搭載用オンボード波動処理装置の開発, 信学技法, CS94-192, 17-23, 1995.

研究成果報告

第 1 章 序論

最近の地震の多発，火山活動の活性化にともない、地下探査技術への要請が高まっている。しかし、現在実用化されているシステムでは、せいぜい地下数百メートルの探査能力しかないため、災害の予想などをおこなうには、十分な能力とは言えない。

本研究室では、従来おこなわれている VHF 波帯の電磁パルスをもちいた浅い距離の探査ではなく、ELF/VLF 波をもちいた地下数キロメートルまでの探査を目的としたシステムの構築を目指している。原理としては、地中に電磁パルスを放射し、エコーを受信する。受信波（直接波と反射波が混合されている）を波動論的に解析し、反射波を分離し、地中の状態を観測するものである。しかし、地下探査レーダシステムの構築には、地中が導電性物質であるため電磁波の減衰が激しいことや、地中に反射層が存在しないと反射波を受信できないなど困難な問題が多い。また、受信された電磁波の直接波にくらべ反射波の強度が極めて小さいために分離が困難なものひとつの問題である。一方、本システムは、可搬式のものを目指しているために、装置は小型のものが望まれる。そのうち送信機が一番容積があるために小型化が望まれる。一方、受信機の感度の向上により送信出力を小さくすることができる。それにともないシステムの小型化につながると考えられる。

図 1.1 に本研究室の地下探査レーダシステムの構成を示す。本システムは、パルス波発生装置・パルス波受信装置・受信波形解析プログラムから構成される。そのうちパルス波発生装置は可搬式のものがすでに製作されている。

本文では、第 2 章から第 5 章まででレーダ・システムのハードウェアについて述べ、第 6 章から第 11 章までは地中に向けて放射された電磁波の伝搬解析理論及びコンピュータ・シミュレーションについて述べる。

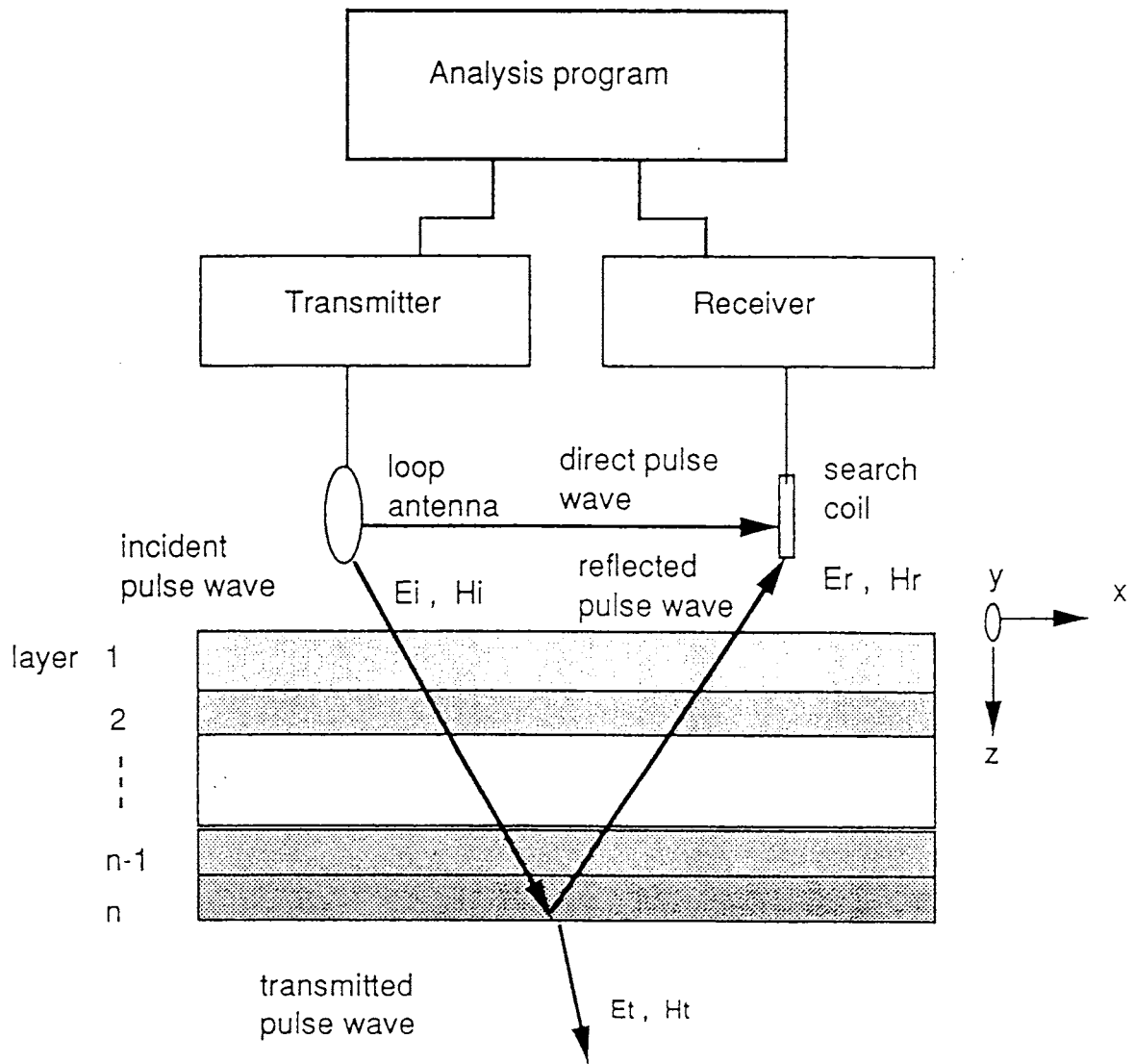


図 1.1: 地下探査システムの構成図

第 2 章 地下探査レーダシステム

本章では現段階の地下探査レーダシステムの仕様について述べる。これは、以降の研究過程において変更される可能性がある。また本システムのうち、パルス波発生装置は、既に試作されている。この装置の仕様も考慮にいれ、波形捕捉受信機の実用機に求められる仕様を検討する。また、実際に設計した装置の仕様を示す。

2.1 実用システムに求められる仕様

まず、本研究室の地下探査レーダシステムに求められる仕様として

- 地下 2000 メートルまでの探査が可能である。
- 可搬性であること。機器はバッテリー駆動であることが望ましい。
- パルス波のスペクトルは 100kHz までを考慮する。

この条件もとに実用機の仕様を考える。

2.1.1 大電流電磁パルス波発生装置の仕様・構成・動作原理

この装置は大電力のパルスを地中に打ち込む装置である。装置の仕様を図 2.1 に示す。また、ブロック図を図 2.2 に示す。本機はおおまかにパルス制御回路・励振回路・終段回路及び高圧電源から構成される。パルス制御装置は C-MOS ロジックで構成され、パルス周波数 1/1200 から 100kHz(57step)、パルス数は 1 から 99 の範囲で選択することができる。それにより地下探査に最適な周波数およびパルス数の設定が可能である。励振回路では、パルス制御回路から出力される $5V_{pp}$ の振幅のパルスを $48V_{pp}$ に増幅している。高圧電源では直流 12V をインバータにより交流 100V に変換し、それをさらにトランスにより交流 600V に昇圧している。それを半波整流し、オイルコンデンサに充電している。また終段回路は SIT(静電誘導トランジスタ)と呼ばれる素子により、オイルコンデンサに充電さ

れた電荷をスイッチングすることにより、電磁パルスが発生している。この装置の実際の送信波形を図 2.3 に示す。

2.1.2 パルス波受信装置の実用機に求められる仕様

ここでは、パルス波発生装置の仕様を参考にし、昨年度おこなわれた実験に使用されたシステムの問題点と比較しながら、実用機の仕様について検討をおこなう。

図 2.4 に平成 4 年に本研究室で実験に使用した地下探査レーダシステムの構成を示す。このシステムは、送信機として一昨年試作された大電流パルス波発生装置を用いている。受信装置としてはデジタルオシロスコープを使用している。それでサンプリングされた波形データは GPIB インターフェースを介し、パーソナルコンピュータ PC-9801 に転送される。しかし、このシステムではサンプリング周波数に関わらず、2048 点のデータしか取得できなかった。また、取得波形に交流のハム (60Hz) がのるのを防止するために 300Hz カットオフのハイパスフィルターをデジタルオシロスコープの B チャンネルの入力に接続しているために、300Hz 以下の周波数成分を捕捉できないという問題点があった。それに受信波のうち反射波が直接波に比べ非常に微弱だと考えられるので、それらを分離するのにダイナミックレンジ (70dB 以上) の大きい A/D コンバータを使用する必要があると考えられる。また、直接波に比べ反射波は遅延してサーチコイルに到達すると考えられるので、送信機のパルスが発射された瞬間から数百ミリ秒のデータを取得できなければならない。そのため受信機は送信機のパルスの立ち上がりエッジをよむような設計にする必要がある。また、図 2.5 に示すように複数地点の反射波を受信することにより、より正確に地中の状態を観測できると考えられる。そのため受信機を複数チャンネルで同期サンプリングできるようにする必要がある。これらの問題点を克服するために、実用機としては以下の仕様が最低限必要になってくると考えられる。

- 交流ハムの除去のため最低 16.67ms(1/60s) 以上のサンプリングが可能である。
- システムの可搬性を考えて電池駆動にする。
- ダイナミックレンジの大きい A/D コンバータを用いる。
- 多チャンネルで同時サンプリングができる。
- 送信機と同期がとれること。

- データ取得時間は数百ミリ秒必要である。

2.1.3 波形捕捉受信器の仕様

パルス波受信装置はサーチコイル部と波形捕捉受信器に分けることができる。ここでは、本機の仕様をのべる。本機は 2 つの動作モードを持っている。1 つは A/D 変換されたデータをメモリに書き込むモードで、仮に A/D データ書き込みモードとよぶことにする。もう 1 つは、メモリ格納されたデータをパーソナルコンピュータ PC-9801 に転送するモードである。このモードを転送モードと呼ぶことにする。A/D データ書き込みモードから転送モードへの移行は、パルス波発生装置のパルスがトリガされた後、任意に設定時間(本機では数百 ms)が経過した後、自動的におこなわれる。なお、この設定した時間がそのままデータ取得された時間になるが、これはディップスイッチによって設定することができる。次に A/D コンバータの構成方法について述べる。A/D コンバータの構成法としては図 2.6 に示す様に 2 つの方法がある。図 2.6(a) の方は、マルチプレクサ(一種の電子スイッチ)でチャンネルを切り替え複数チャンネルの信号のサンプリングを 1 個の A/D コンバータとするものである。一方、2.6(b) は、各チャンネルに 1 個ずつ A/D コンバータを配置して入力信号のサンプリングをおこなうものである。本機では、将来的に 100kHz に近い周波数で変換を行うことを目指している。また 4 チャンネルの信号入力を考えた場合、(a) の方法を用いた場合、1 チャンネル当り $2.5\mu\text{s}$ でマルチプレクサの入力切り替え、A/D 変換、メモリへのデータ格納までを行わなければならない。そのため、A/D コンバータには高速のものを用い、マルチプレクサもセットリング時間の短いものを用いる必要がある。その上タイミング設計が難しく、部品も高価になる。しかし、(b) の場合の様に 1 チャンネル当り 1 個の A/D コンバータを配した場合、 $10\mu\text{s}$ で変換をおこない、次の変換中にメモリにデータを格納すればよいので難しいタイミング設計をする必要もなく、安価な部品を使用できるので、コスト的にも安い。よって、本機は (b) の配置を用いた。実用機に求められる仕様をもとに設計した本機の仕様を以下に示す。

- 12 ビット A/D コンバータを 2 個搭載。2 チャンネル同時サンプリングが可能である
- A/D コンバータのサンプリング周波数は 1/1200 から 1MHz の 64 段階で設定可能である。
- A/D 変換で得られた波形データは SRAM に書き込まれる。

- A/D は 1 チャンネルあたり 32kbyte の SRAM を 2 個ずつ搭載している。
- 電池またはバッテリーで駆動可能である。
- 送信機のパルスがトリガされて数百ミリ秒後（設定可能）までの波形捕捉が可能である
- 可搬式である。
- A/D データ書き込みモードと PC98 への転送モードは送信パルスがトリガされた後、自動的に移行する。

本機は受信システムに交流のハムがのらないように、コンピュータの電源をいれずに波形捕捉をおこない、捕捉後電源をいれるような設計をおこなった。しかし、将来的には、システムの小型化のためにも小型のコンピュータに接続できるように改良する必要があると考えられる。それにともないシステム全体を完全電池駆動にできると考えられる。

終段出力電圧	200A
終段ドレーン電圧	600A
コンデンサ容量	200 μ F \times 2
出力信号	パルス列
終段	TM-100H (SIT) \times 2
パルス制御回路	CMOS 論理回路
発信周波数	1/1200 Hz \sim 100 Hz (57 step 可変)
パルス数	1 \sim 99 (1 発単位で設定可能)

図 2.1: 大電流電磁パルス波発生装置の仕様

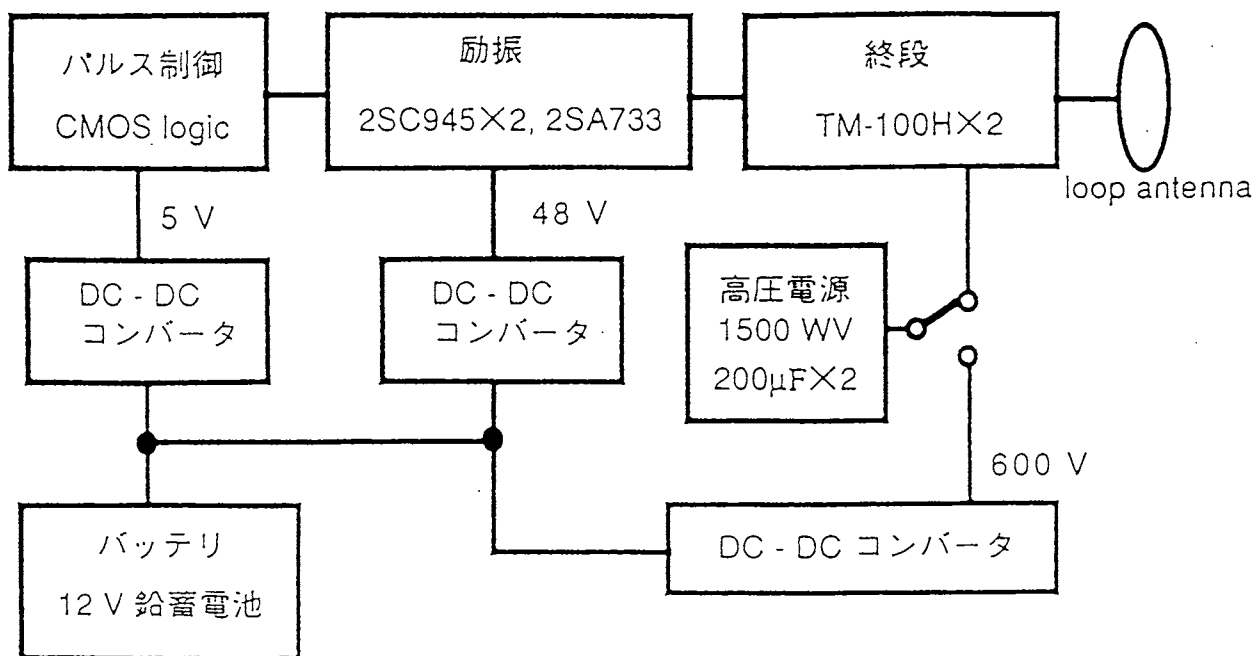


図 2.2: 装置のブロック図

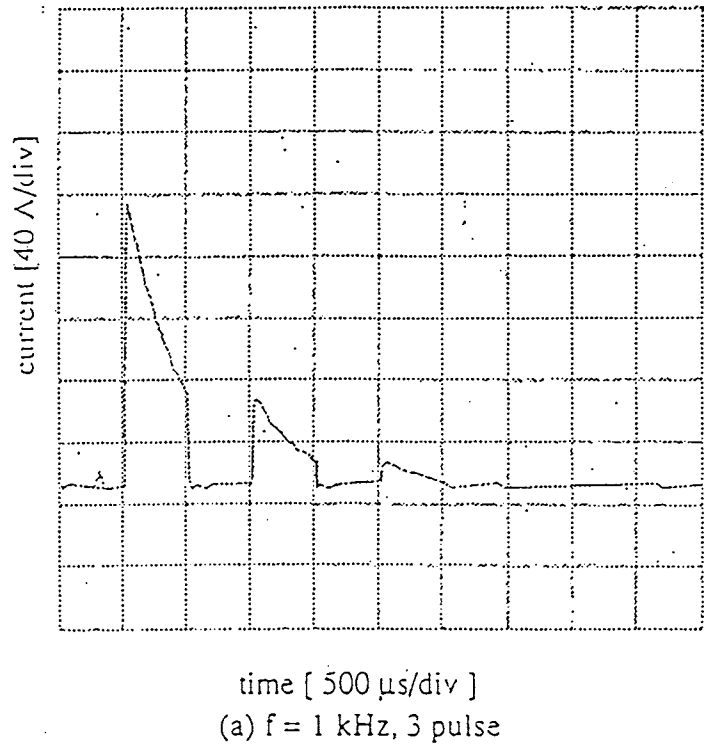


図 2.3: パルス波発生装置の送信波形

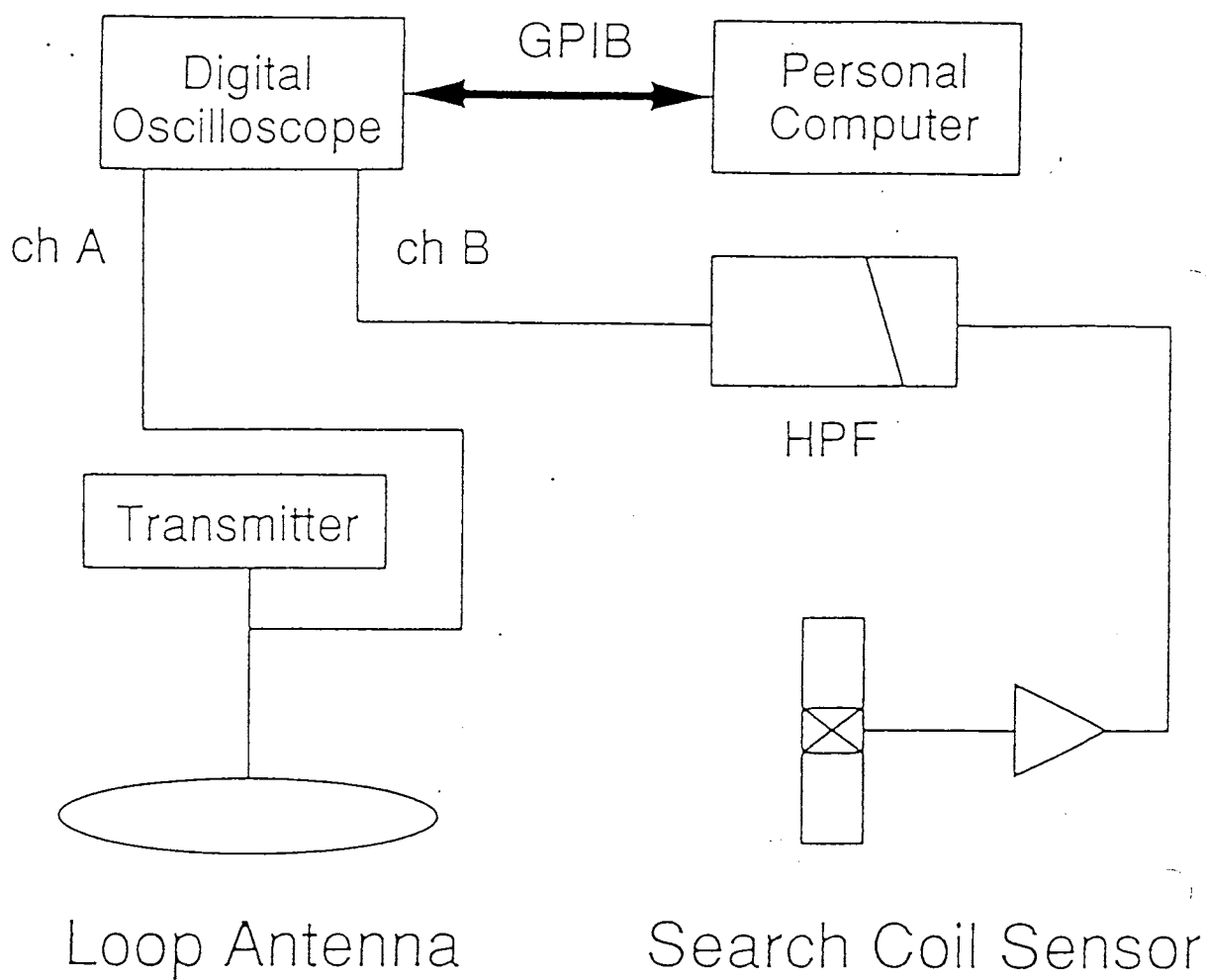


図 2.4: これまで用いられていたシステムの構成

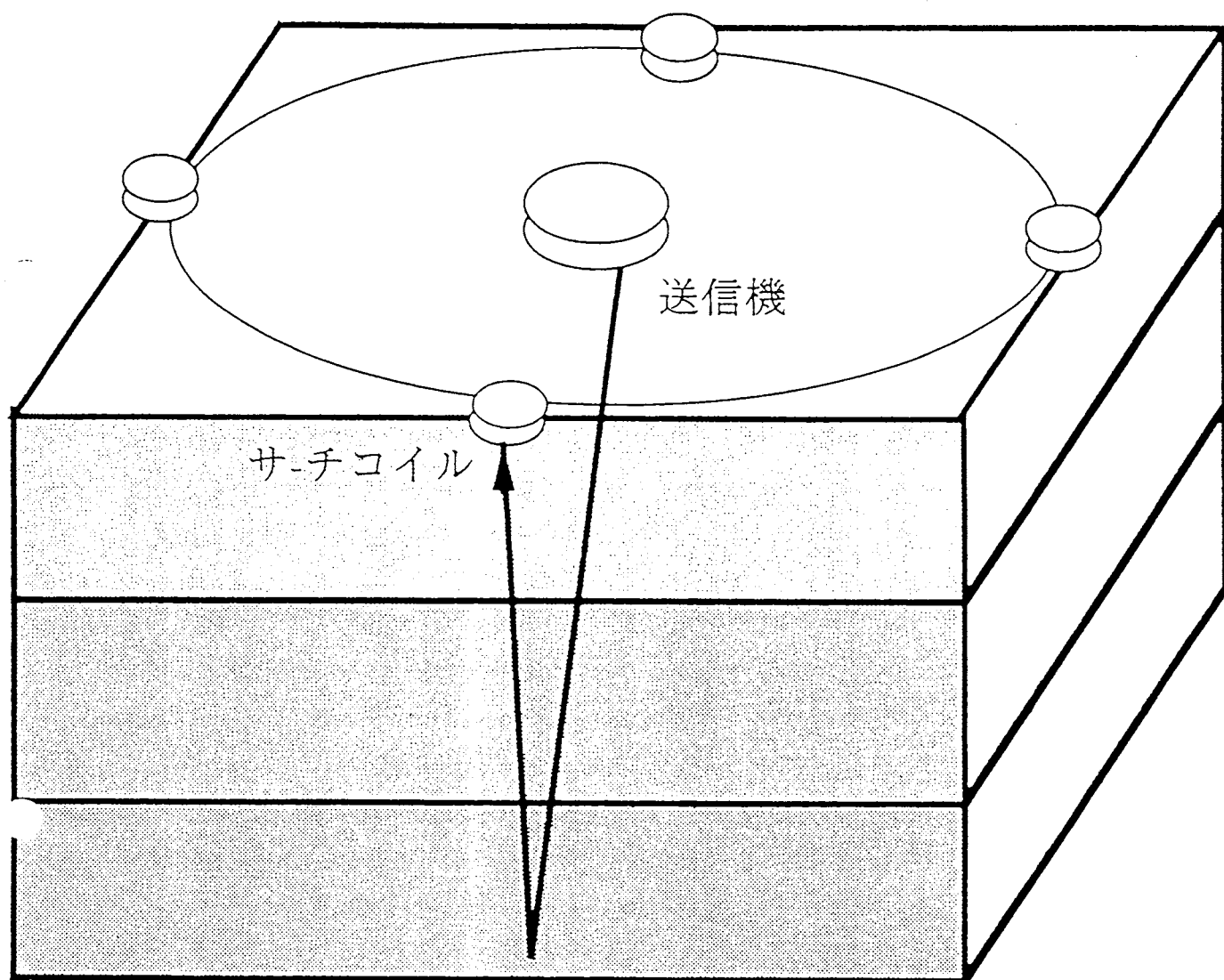


図 2.5: 多チャンネル化

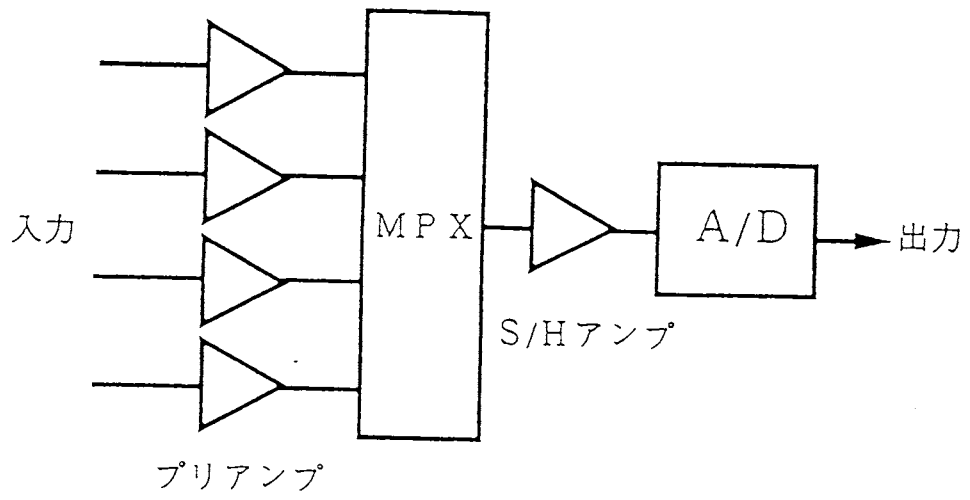


図 (a)

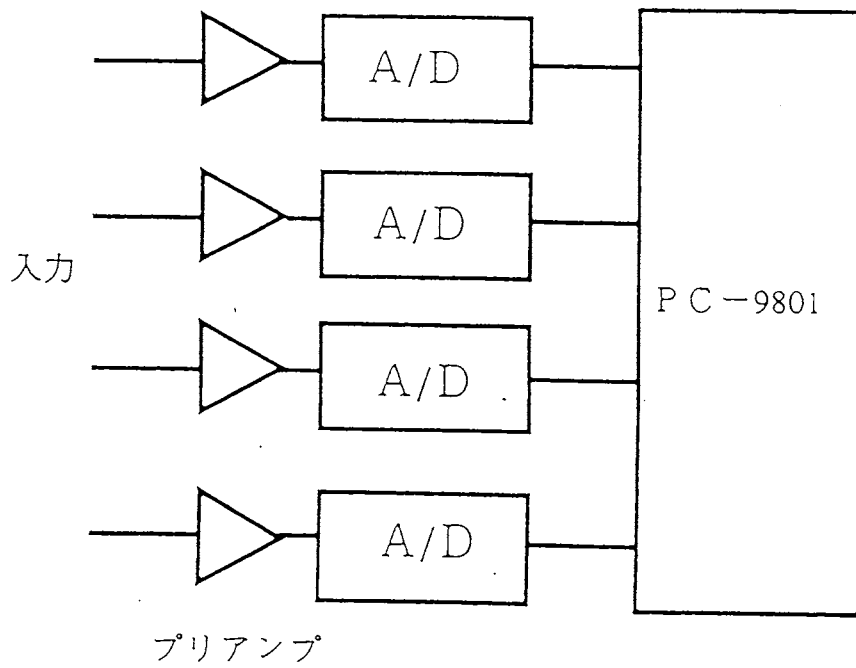


図 (b)

図 2.6: A/D コンバータの構成方法

第 3 章 パルス波発生装置

低周波数の電磁波はアンテナのサイズの制約から一般に放射効率が極めて悪い。このため、送信器の大電力化により放射電力を得る必要がある。また、探査に最適なパルス周波数及びパルス数を調べるためにはこれらが可変できなくてはならない。さらに地中伝搬実験は野外で行なうため、機器は運搬可能なものである必要がある。

以上のことを踏まえて本装置

- 大電流の発生
- 可搬性であること
- パルス周波数及びパルス数を可変できること

を念頭に設計・製作された。

3.1 構成

本装置の構成を図 3.1 に示す。

まず、パルス制御回路でパルス列が発生される。パルス周波数及びパルス数はこの回路で制御される。

パルス制御回路の出力は 5 - 0V のレベルであり、また出力インピーダンスも高い。そこで、励振回路でこれを 48 - 0V のレベルに電圧・電流増幅する。この出力で終段回路をドライブする。

そして終段回路でループアンテナの電流のスイッチングを行なう。

また、電源にはコンデンサを用いて、これを充放電させることにより瞬間的に大電流を得られるようにした。

主要なブロックについては以下に述べる。

3.1.1 パルス制御回路

パルス制御回路のブロック図を図 3.2 に示す。

地中探査にはこれに最適なパルス周波数とパルス数が存在すると考えられる。そこで本装置ではパルス発生に CMOS 論理回路を使用し、パルス周波数とパルス数を可変できるように回路とした。

この回路では水晶発信とプログラマブル分周器が一体となった IC をパルス発生に使用し、パルス周波数を 57 段階に可変できるようにした。パルス周波数の安定度としては無安定マルチバイブレータ程度で十分ではあるが、運用時の校正の手間を省くためこのような IC を用いた。

またパルス数の設定は、10 進カウンタでパルスを数え、これと設定パルス数を比較し、ゲートを制御することにより行なった。このため、パルス数は 0~99 発まで 1 発単位で設定可能である。

この結果、パルス周波数とパルス数はフロントパネルのロータリースイッチで直接設定することが可能であり、実験現場での無調整化を実現することができた。

3.1.2 終段回路

本装置では非同調形のループアンテナを用いるため、低抵抗の負荷を駆動する必要がある。高周波数の回路の場合、 π マッチなどのインピーダンス変換回路を使用することができるが、本装置では周波数の可変範囲が広いため、インピーダンスマッチングをとることは不可能である。このため、終段に用いる素子自体の出力インピーダンスが十分低くなくてはならない。さらにこの素子は大電流をスイッチングする必要がある。

これらの要求を満たす素子として本装置では終段に大電力 SIT(静電誘導トランジスタ)を用いた。SIT はスイッチング速度が速く、かつ高耐圧で低出力インピーダンスであり、大電流のスイッチングができるという特徴がある。実際、SIT を多数用いて中波放送局の終段に利用している例もある。終段回路を図 3.3 に示す。

本装置では最大ドレーン電流 50A の素子を 4 本を並列運転しているため、200A の電流のスイッチングが可能である。ここで、負荷に対し直列に 0.1Ω のシャフト抵抗を挿入し、この両端の電圧を読みとることにより負荷電流を検出する。またターンオフ時の発振を防ぐため、フライホイールダイオードを負荷と並列に挿入している。

通常、終段回路で問題となるのが放熱である。が本装置では終段素子はスイッチング動作させており、また動作時間も瞬間的であり、電源の関係から動作は間欠的である。したがって発熱はほとんど無く、放熱版等の熱対策は一切行っていない。

ループアンテナに双方向の電流を流す場合は、SIT をブリッジ状に配置することによりできる。

これにより、同じ電流容量で 4 倍の交流電力を得ることができる。

3.1.3 大容量リレースイッチ

半導体によるスイッチングでは電流容量に問題がある。リレースイッチでスイッチングした場合、パルス波形の制御はできないが、半導体に比べ大電流を流すことが可能である。そこで、本装置に SIT 終段回路と並列に大電流容量の電磁リレースイッチを搭載した。これにより、リレースイッチでの単一パルスによる探査の可能性をも探ることができる。

3.1.4 電源回路

ループアンテナは誘導性負荷であるため、瞬間的に大電流を流すには高電圧を加える必要がある。また、大電流を取り出すには電源自体のインピーダンスも十分に低くなくてはならない。このため 12V の直流電源をインバータとトランスで 600V に昇圧した後整流して大容量のコンデンサに充電し、これを電源としている。

3.1.5 仕様・レイアウトなど

最後に本装置の仕様を表 3.1 に外観図を図 3.4 に示す。なお、終段素子の MT-100H は 1 パッケージ 2 素子入りのモジュールであり、素子は 4 素子使用していることになる。

また、機器も比較的コンパクトにまとめることができ、容易に搬送できる大きさである。外観からも分かるように、機器の内部は上下 2 段に仕切られている。下段には高圧電源回路を、上段にはパルス制御回路・励振回路・終段回路を配置した。この配置は無線局の増幅回路のものを参考にした。

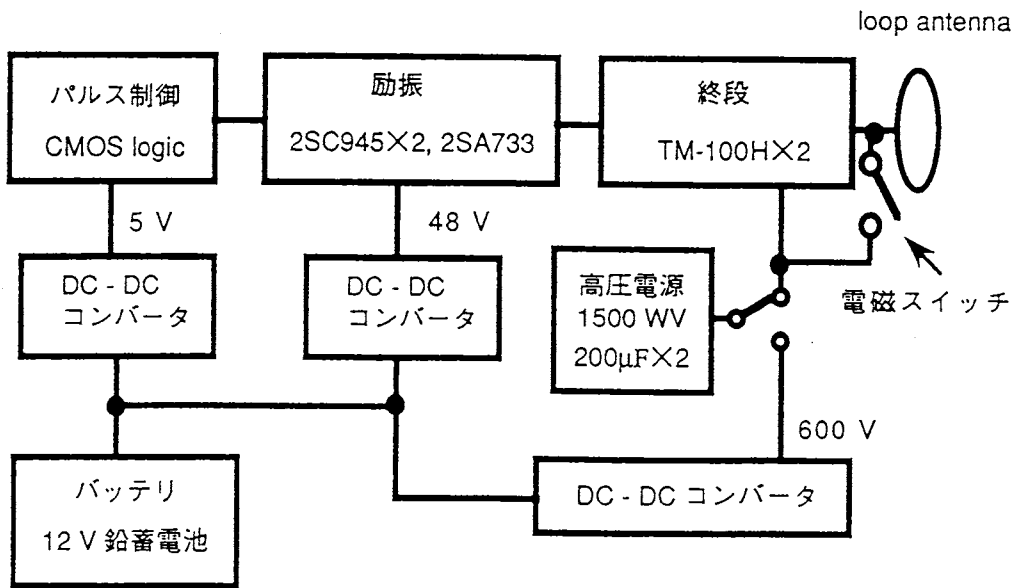


図 3.1: パルス波発生装置ブロック図

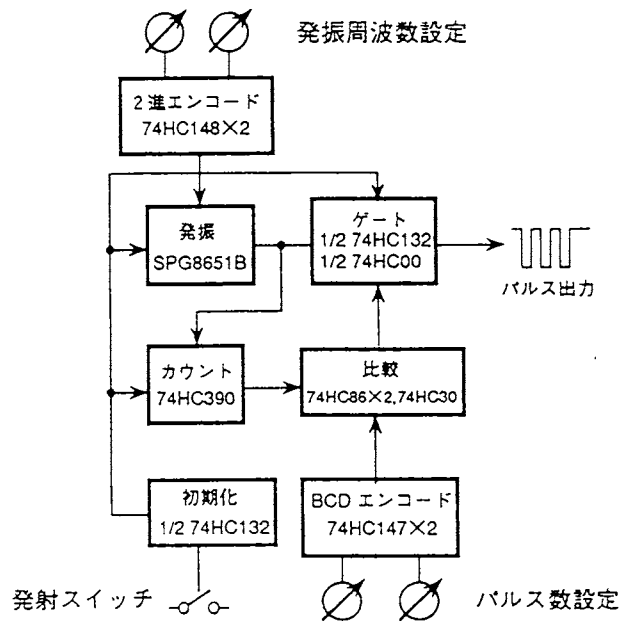


図 3.2: パルス制御装置ブロック図

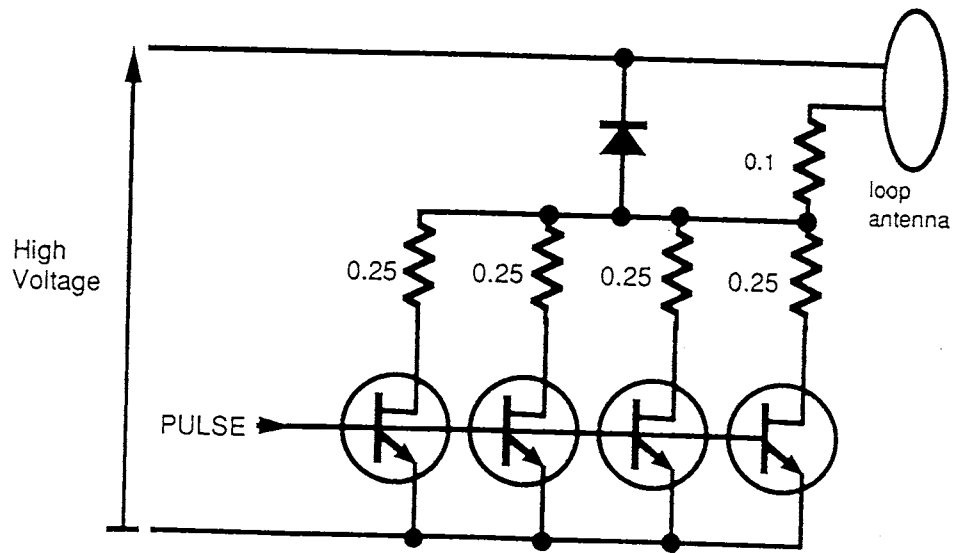


図 3.3: 終段回路

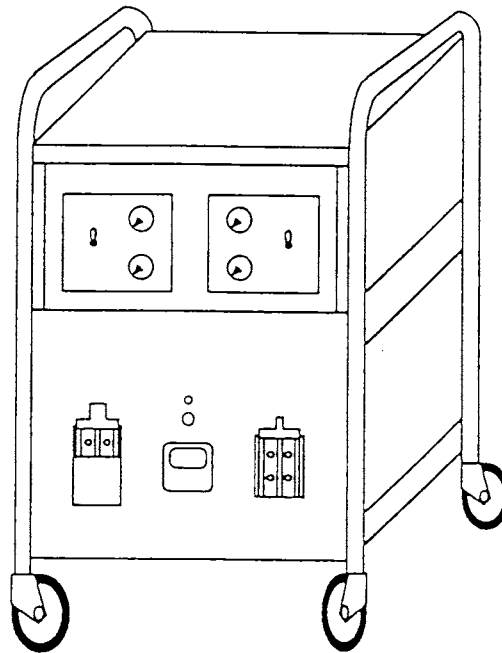


図 3.4: 機器外観図

表 3.1: パルス波発生回路の仕様

終段出力電圧	200A
終段ドレーン電圧	600A
コンデンサ容量	200 μ F \times 2
出力信号	パルス列
終段	TM-100H (SIT) \times 2
パルス制御回路	CMOS 論理回路
発信周波数	1/1200 Hz \sim 100 Hz (57 step 可変)
パルス数	1 \sim 99 (1 発単位で設定可能)

3.2 大電流電磁パルス波発生装置の改善

地下探査レーダシステムをもっと効率よくするためには各部分を改善しなければならない。そのため、本研究では大電流電磁パルス波形発生装置の励振回路のところを改善する。

3.2.1 励振回路をダイオード・ドライバに変更

S I T の動作原理

本素子の動作は図 3.5 に示している。(a) では S I T のバイアスの掛け方を示し、ドレインとソースの間には V_{ds} をかけ、ゲートとソースの間には入力信号をかける。そして、動作として (b) ~ (d) に示している。 V_{gs} が $-34V$ のときに、 I_d が流れない状態で、ドレインとソースの間には H I G H 状態になる。言い替えると、 V_{gs} が $+7V$ の電圧をかけると、電流 I_d が流れ、ドレインとソースの間には L O W 状態になる。だが、完全に L O W 状態ではなくて、少しカーブ的に上がる。これはトランジスタの瞬間的な飽和と関係あると思われる。よって、この S I T の特性を考えながら、実験を進めている。

励振回路

現在、使用されている励振回路と動作結果は図 3.6 に示しているように、本回路の動作が第 2 章に説明したように、電流増幅と S I T をスイッチングをするという機能を持っている。だが、使われている素子からスイッチング速度を考慮すると、まだまだ遅い。この理由で、この励振回路をもっとスイッチング速度が高速なダイオード・ドライバに変更する。

テスト回路

このダイオード・ドライバの動作を調べるために、テスト回路を利用する。最初に、本回路は 5 倍の負帰還増幅回路とパワー・ブースタ回路から構成されている。ダイオード・ドライバの入力側に $10 - 12.5V_{p-p}$ の正弦波を与えなければならないが、このような大きさの出力電圧を持っている S G (シグナル・ジェネレータ) がないので、このテスト回路で S G からの出力電圧を増幅して、パワー・ブースタ回路でパワー・アップさせる。そして、最後にダイオード・ドライバ回路の入力部にかける。このテスト回路を設計したときには、図 3.7 と図 3.8 に示すように、オペアンプの出力の部分から抵抗 R_f をすぐ入力部分

にフィードバックさせ、出力側をパワー・ブースタ回路にかける。この構造の動作結果を見ると、図 3.11 に示すように出力波形の正の部分がノイズが乗っている。この構造を改善するために、図 3.9 と図 3.10 に表示させているように、抵抗 R_f をパワー・ブースタ回路の出力側からオペアンプの入力側にフィードバックすれば、ノイズがなくなる。この動作結果は図 3.12 に示している。よって、テスト回路として使用することができる。

そして、この回路を実際にダイオード・ドライバに付けると、動作を観測すると、図 3.13 に示すように少しだけの +7V のスイッチングができた。これは、ダイオード・ドライバに入力させた正弦波のちょうど -7V のときに、+7V の瞬間的なスイッチングができた。この +7V の状態を保ちたいから、-7V の電圧を一定時間ごとに保ちながら入力すれば、一定のスイッチングもできる。そのため方形波を入力すれば、一定時間ごとのスイッチングができる。このため正弦波発生回路、図 3.14 に表示されるような回路を制作した。

図 3.14 から、 $\mu A709$ による無安定マルチバイブレータ回路である。方形波を作る回路として利用する。発信周期 T は、出力が反転した時点から考えて、 C_3 、 R_3 の時定数によって、(-) の入力端子の電圧が変化し、(+) の入力端子の電圧と同じになった時点で、再び出力が反転すると考えて、発信周期 T は

$$T = 2C_3R_3 \ln \left\{ 1 + 2\frac{R_5}{R_4} \right\}$$

本回路を設計したときに、110Hz の周波数にしたが、実際に使われている素子の値が設計値と誤差があるから、実際値が 166.7Hz の周波数になった。 VR_1 は発振周期の調整用であるが、(-) 入力端子または (+) 入力端子に、適当な基準電圧を与えてやることにより、デューティを変えることもできる。 R_4 、 R_5 は、 $\mu A709$ の負荷抵抗となるから、両者の和が $2k\Omega$ 以下にならないように注意する。抵抗 R_p はダイオード・ドライバ回路のトランジスタ Q_1 の ON 状態のベース電流を制限するために付加した。

ダイオード・ドライバ回路

この回路の動作は図 3.15 に表示している。制御回路からの 5V の入力信号を与え、コンデンサ C_1 とダイオード D_1 によってクランプして、直流的に -2.5V 低下する。よって、 $5V_{p-p}$ の入力信号になった。そして、 R_2 によってトランジスタ Q_1 のベース電流を制限するために使う。抵抗 R_4 は電圧効果起こさせるために使う。トランジスタ Q_2 と Q_3 のオン・オフによって回路のスイッチングをおこなう。 R_5 と C_3 はトランジスタ Q_2 と Q_3 の保護回路である。本回路の電源電圧として、+7V と -34V である。図 3.16 から本回路の動作結果は、

出力電圧がオンのときには+7Vで、オフのときには-34Vである。この出力波形からSITの制御をおこなう。

3.2.2 改善したメリット

ダイオード・ドライバ回路の構造から、高速度電力スイッチング用、低周波／高周波電力増幅コンプリメンタリペアのトランジスタ2SJ77と2SK214を使っているから、高速なスイッチングが期待され、電力も取れる。出力電力も取っている。最終的な波形発信装置は図3.17のように、電源回路、クランプ回路、ダイオード・ドライバ回路、終段回路、コンデンサ、ループアンテナから構成されている。

3.2.3 改善した際の考慮と注意事項

テスト回路の出力信号をダイオード・ドライバのパワーに合わせるためにいろいろなことを考慮しなければならないものがある。最初は、テスト回路の出力電流、周波数範囲、出力パワー、出力波形などである。

SITのドレインソース間に電圧を加える際は必ずダイオード・ドライバへ電源を供給してから行う。そうしないと、SITは破損する。

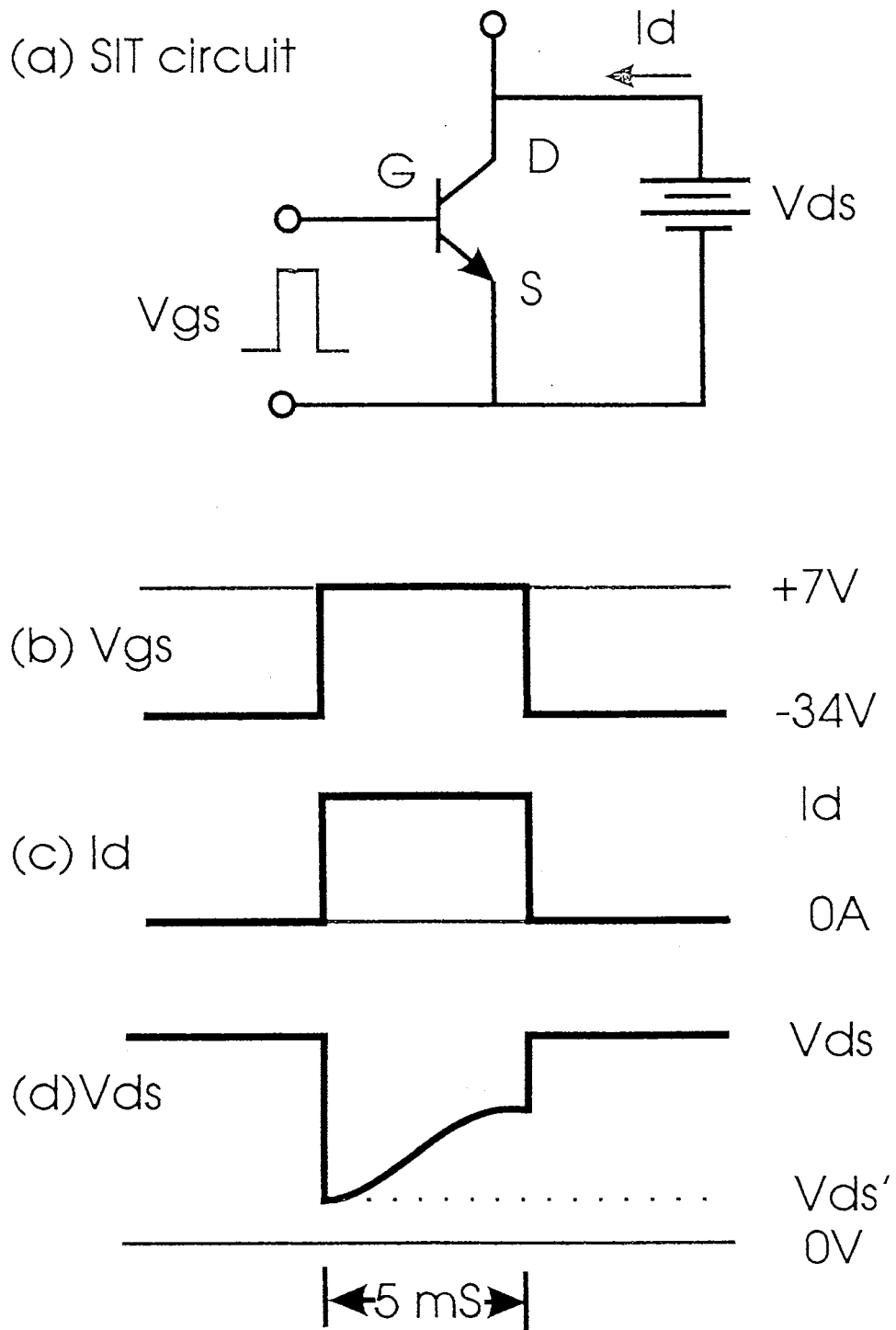


図 3.5: S I T回路

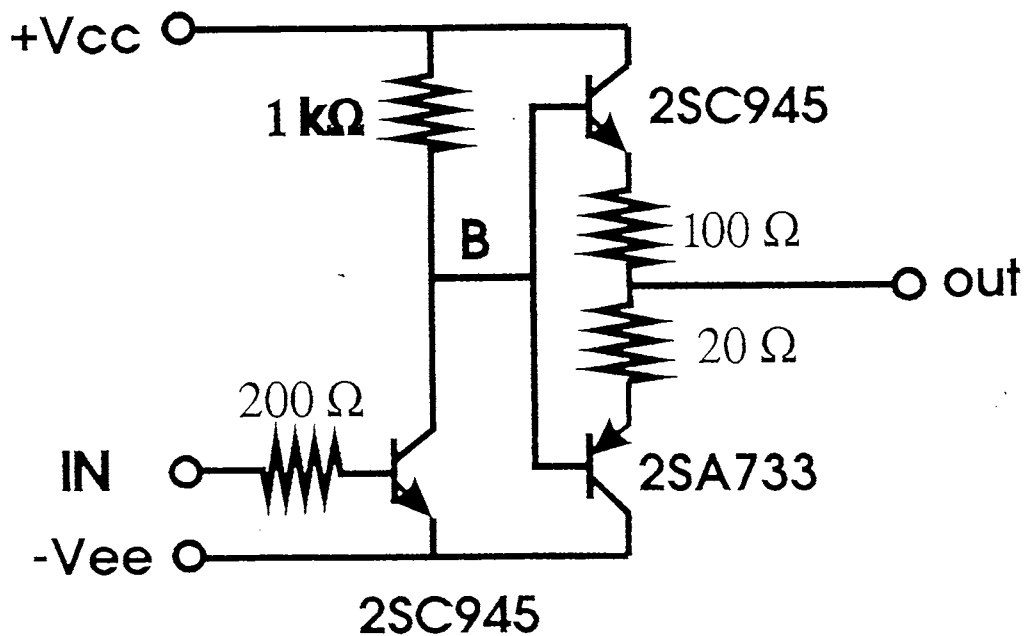


fig. Current Amplifier Circuit

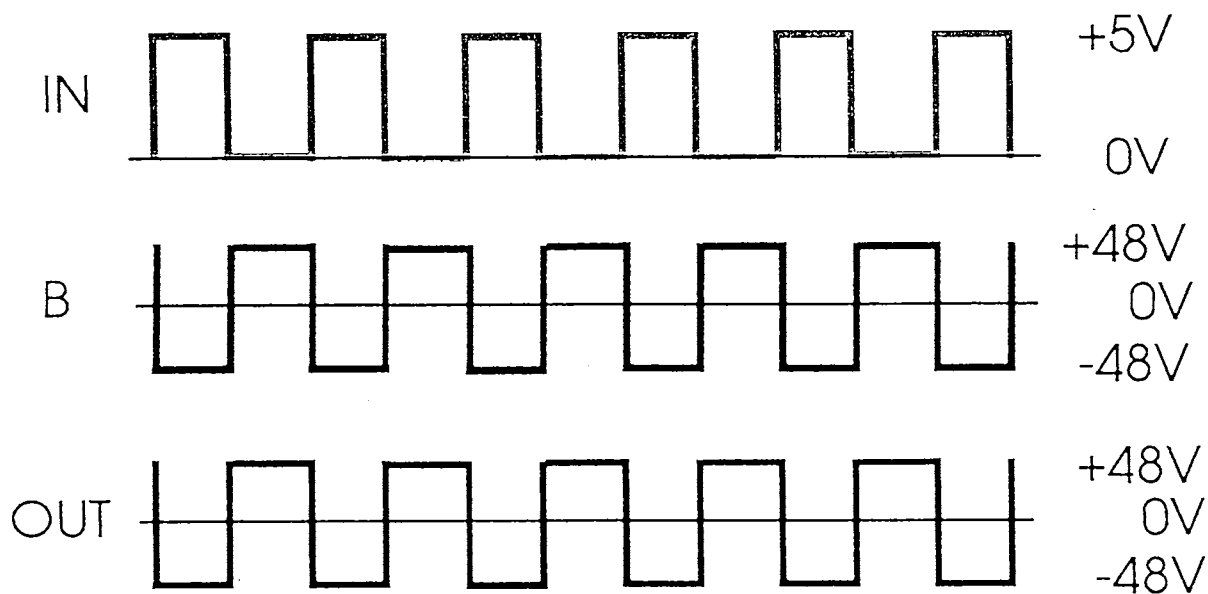


図 3.6: 励振回路

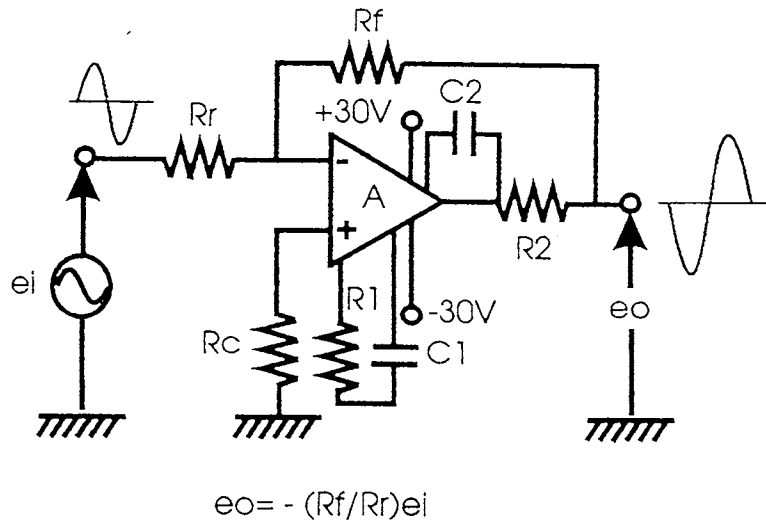


図 3.7: テスト回路 A

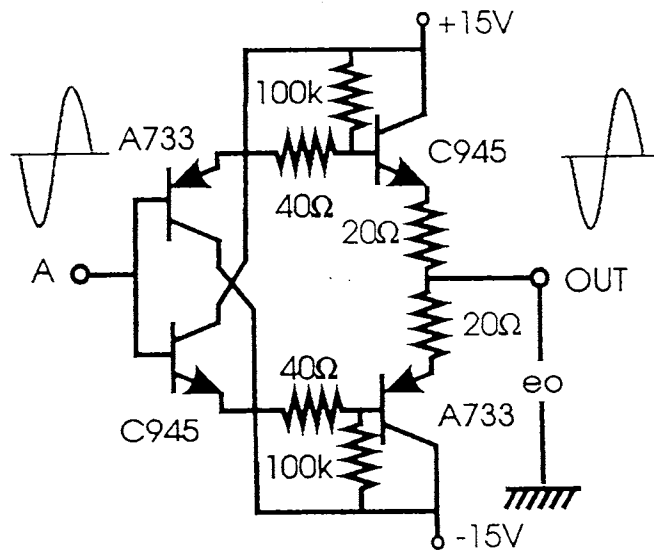


図 3.8: テスト回路 B

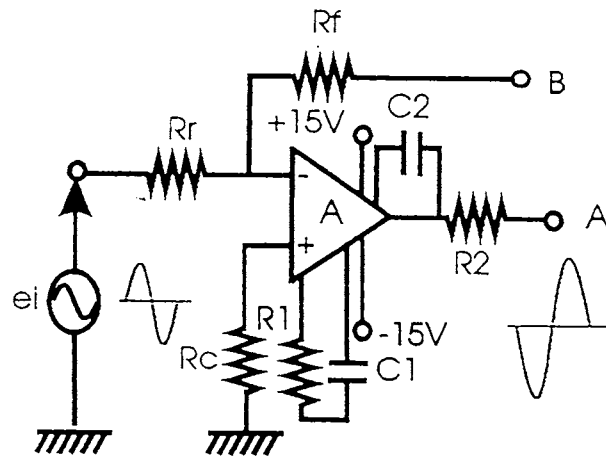


図 3.9: テスト回路 C

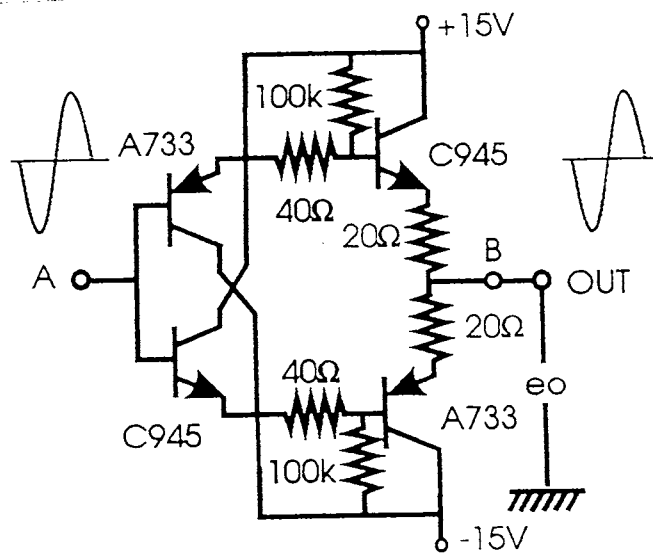


図 3.10: テスト回路 D

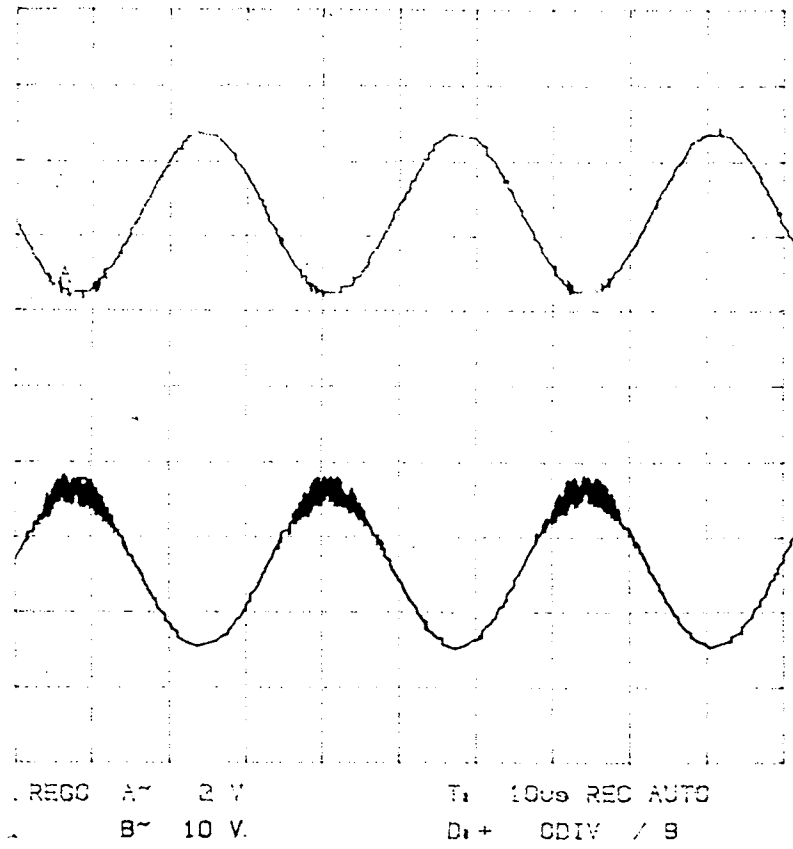


図 3.11: 改善以前のテスト回路の動作結果

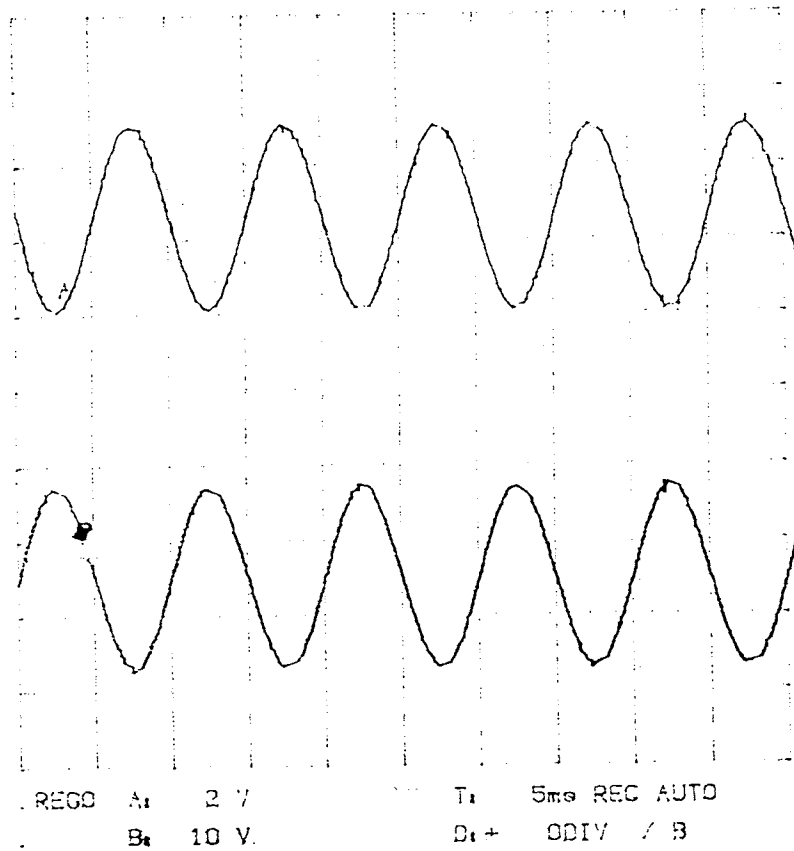


図 3.12: 改善したテスト回路の動作結果

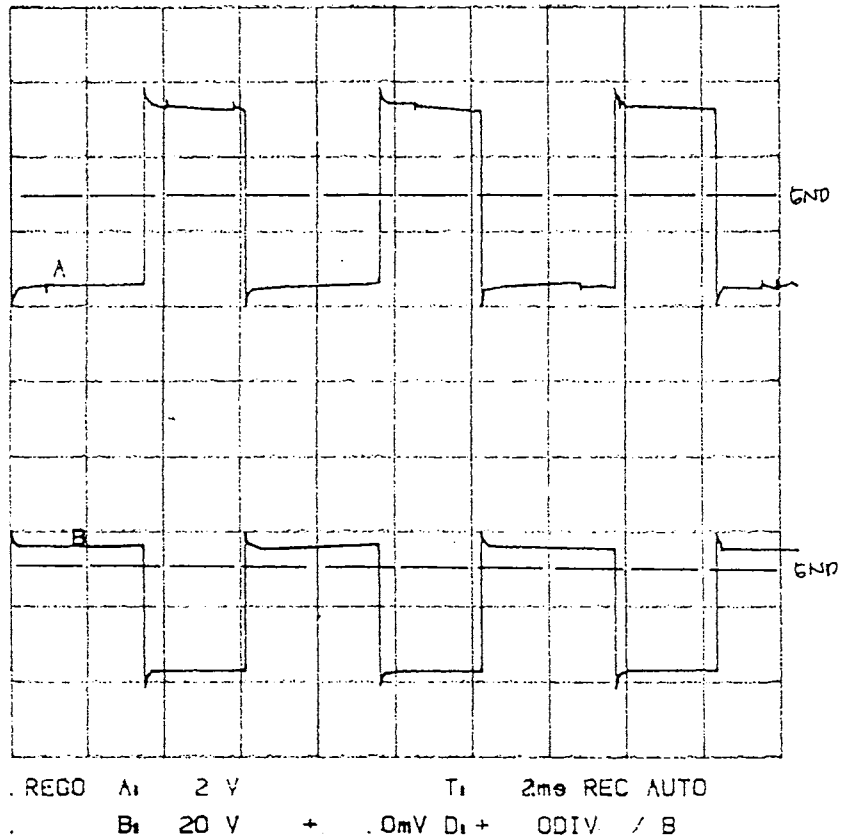


図 3.13: ダイオード・ドライバ回路の動作結果

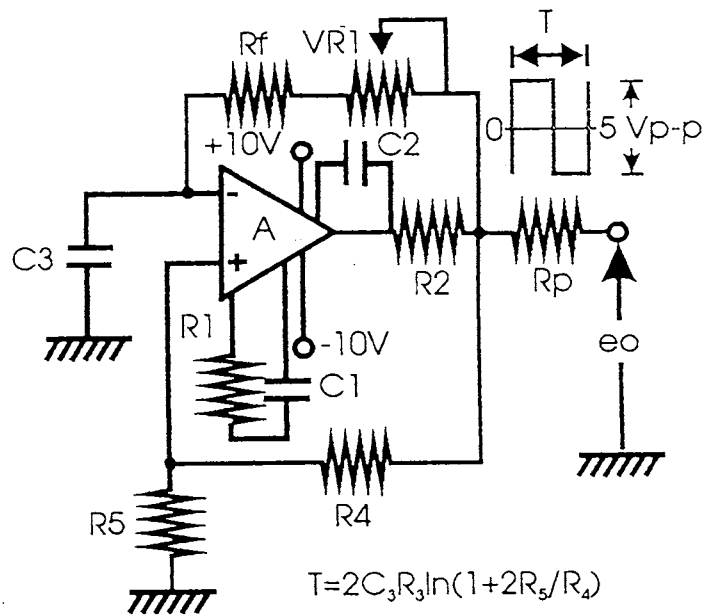


図 3.14: テスト回路 E

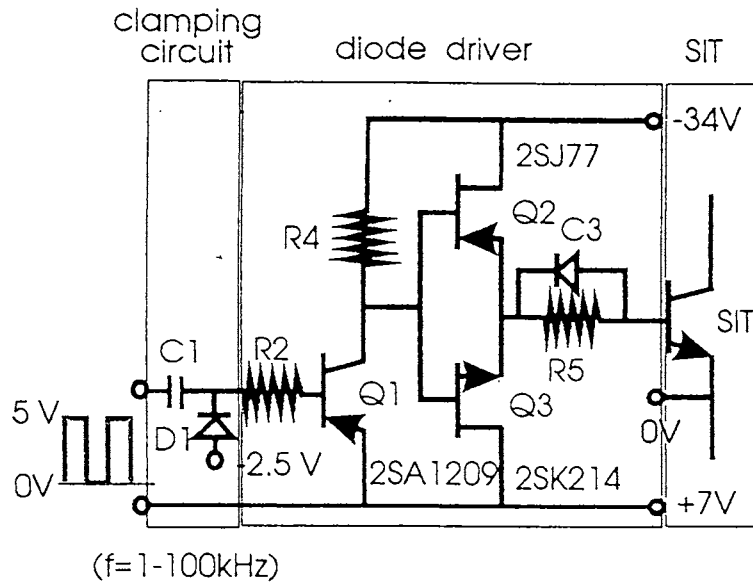


図 3.15: ダイオード・ドライバ回路

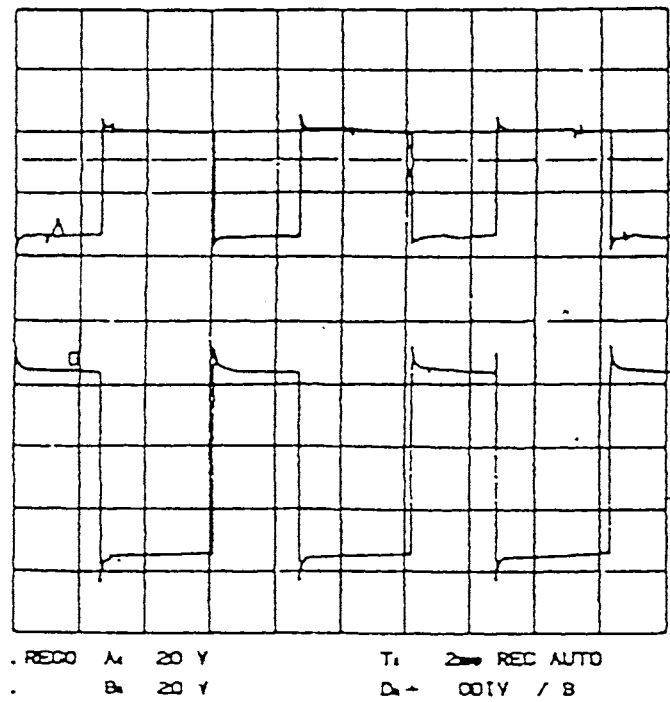


図 3.16: ダイオード・ドライバ回路の動作結果

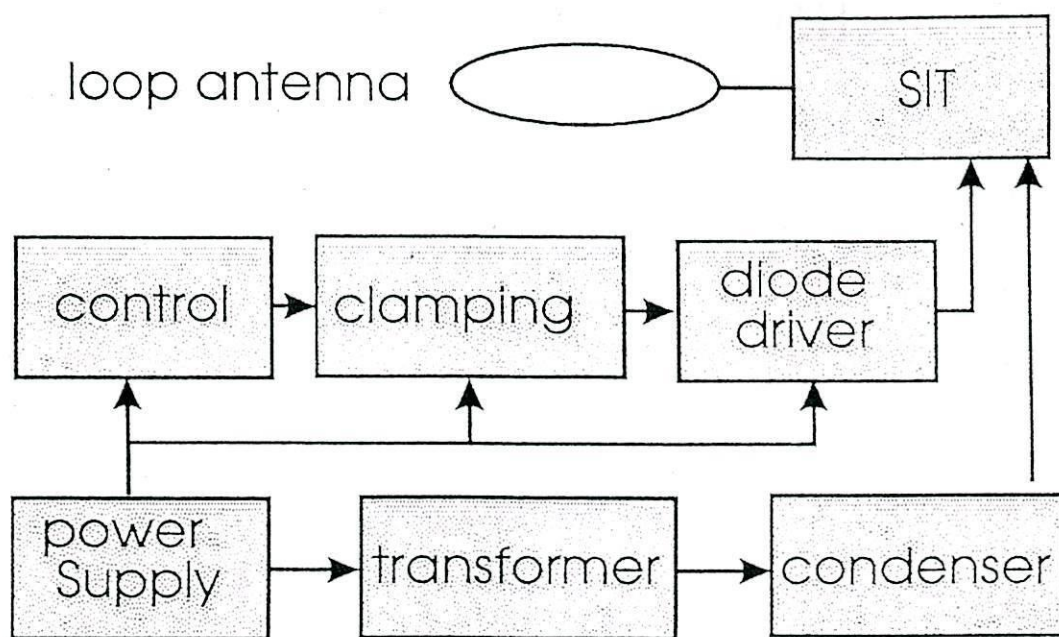


図 3.17: 改善した波形発信装置の構造

第 4 章 波形捕捉受信器の構成及び動作原理

本章では、波形捕捉受信器の構成を各ブロックにわけて説明する。以下に各ブロックの説明を順次説明していく。

4.1 波形捕捉受信器の構成

図 4.1 に波形捕捉受信器の構成を示す。また、図 4.2 に動作のタイミング表を示す。本器は A/D コンバータ回路・メモリ回路・制御回路・インターフェース回路・8255 拡張インターフェースボード・電源回路・シグナルコンディショナから構成される。

4.2 波形捕捉受信器の各部分の説明

4.2.1 A/D コンバータ回路

A/D コンバータ部の回路図を図 4.3 に示す。本機は、ワンチップ A/D コンバータ CS5012KP12 (旭化成マイクロシステム製) を 2 個搭載している。そのため、2 チャンネルの同時サンプリングが可能である。この IC は分解能 12 ビットでデータの出力形式はオフセットバイナリ形式であり、最大サンプリング周波数 70kHz での変換が可能である。(同期モードで使用時) しかし、今回はマイクロプロセッサを用いていないので、非同期モードで使用しているため最大サンプリング周波数は 60kHz である。このサンプリング周波数を実現するために外部から 4MHz のクロックを供給している。また、A/D コンバータが破損するのを防ぐため、入力信号の電圧レベルをダイオードにより $-5V$ から $+5V$ に制限している。A/D コンバータの入力信号を変換できる電圧範囲は外部から印加される基準電圧により決まり、本機では $4.5V$ が印加され変換できる電圧範囲は $-4.5V \sim +4.5V$ に設定してある。また、A/D コンバータの精度を確保するためにアナログ部分の接地はまとめて一

点として電源の中性点でとられている。

4.2.2 メモリ回路

メモリ部の回路を図4.4にしめす。この部分は、アドレスカウンタ部、SRAM、SRAM信号制御回路から構成されている。アドレスカウンタ部は74ALS163Aという同期型カウンタで構成されている。このカウンタには、1.25MHzのクロックが供給されており、制御回路のaddress increaseという信号により増加していく。また出力はSRAMのA0からA14のアドレスバスに接続されている。また、波形データを格納するためのSRAMは、32kbyteのものをA/Dコンバータ1チャンネルに対し2個ずつ搭載している。そのため、2バイト32k語の波形データを格納することができる。また、SRAM信号制御回路はSRAMの書き込み・読みだしを制御する回路で波形捕捉時には、パルス発生回路で作成されたWEをもちいてSRAMの書き込みを行っている。しかし、転送モードにおいてはPC-9801からの信号を8255パラレルインターフェースを介し、本回路に入力している。その信号はこの回路で加工して、SRAMのOEに入力している。回路の動作状態を示したものを下の表に示す。

	NO ACCESS	A/D書き込み モード	転送 モード
\overline{WE}	H	L	H
\overline{OE}	H	H	L
$\overline{CS1}$	H	L	H
$\overline{CS2}$	H	H	L

4.2.3 制御回路

制御回路の回路図を図4.5に示す。この回路は、分周回路とパルス発生回路から構成される。分周回路では20MHzのクリスタルオシレータの出力を74LS393で16分周し、パルス発生回路では、Dフリップフロップ74LS74及びSPG8640Bというワンチップ水晶

で、以下に示す3種類のパルスを作成している。そのタイミングを示した図を図4.2に示す。A/DstartパルスはSPG8640Bと1.25MHzから合成されて作られる。また、address increaseはA/Dstartパルスの立ち上がりを読んで立ち上がる。また、WEはaddress increaseの立ち下がりにより発生する。いずれもクロックに同期している。SPG8640Bはデップスイッチを外付けすることにより発信周波数を1/12から1MHzの間の64段階で設定する事ができ、周波数安定度は5ppmというものである。

- A/Dコンバータの開始パルス (A/Dstart)
- メモリ部のカウンタを進めるためのパルス (address increase)
- メモリにA/Dコンバータから送られてくるデータを書き込むパルス (WE)

4.2.4 8255 拡張インターフェースボード

このボードは研究室にあったものを使用した。この拡張インターフェースボードは波形捕捉受信器とパーソナルコンピュータ PC-9801 の間の信号およびデータの出入力を制御するものである。このボードには8255パラレルコントローラを1石搭載している。このICは、PA、PB、PCの3つのポートとコントロールレジスタをもっている。そのうち、PCポートは上位4bitと下位4bitを別々に制御することができる。また、モード0、モード1、モード2の3つのモードをもっている。本器では、モード0を用いている。これらのモードの設定は、コントロールレジスタに書き込まれるデータにより設定される。一方、3つのポートとコントロールワードレジスタの選択はPC-9801から与えられるアドレスによりなされる。下の表に各ポートおよびコントロールレジスタを選択するためのアドレスを示す。このボードでは、PAポートはデータ転送用に使い、PBポートはSRAMの制御用、PCポートの上位4bitはインターフェース部のバストランシーバのチップセレクトに

用い、下位ビットは制御回路のカウンタを増加するための信号に用いている。

8255のポート	ポ-トのアドレス
PA	D0
PB	D2
PC	D4
コントロール レジスタ	D6

拡張ポートのアドレス

LS138の端子	アドレス
Y6	EE
Y2	AA
Y5 $\bar{}$	DD
Y3	BB

LS245チップセレクト

4.2.5 インターフェース回路

インターフェース回路の回路図を図 4.6 に示す。この回路は SRAM に書き込まれている波形データをパーソナルコンピュータ PC-9801 に転送するのに、8255 の PA ポートの入力を切り替えるための回路である。本回路は 4 個のバストランシーバ 74LS245 と 1 個のチップセクタ 74LS138 から構成される。74LS138 には 8255 の PC0~PC3 が接続されていて、バストランシーバの選択をおこなう。選択された IC は導通状態になり、SRAM のデータを転送する。バストランシーバを選択するために PC-9801 から PC ポートの上位 4bit に出力するアドレスを下の表に示す。

4.2.6 電源回路

電源回路の回路図を図 4.7 に示す。この回路は、A/D コンバータの基準電圧源及び OP アンプ用電源として、+12V, -12V, また、A/D コンバータ用の電源として +5V, -5V の電源及びデジタル部の電源としての 5V 電源から構成される。これらの電源は 3 端子レギュレータ 78 及び 79 シリーズで構成されている。A/D コンバータ用の基準電圧源（電源ではない）は精度がそのまま A/D コンバータの精度になるために安定が良く、ドリフトの小さくなるように設計した。

4.2.7 シグナルコンディショナ

シグナルコンディショナの回路図を図 4.8 に示す。この部分はサーチコイルからの信号を A/D コンバータの入力電圧 (-4.5V ~ +4.5V) レベルにまで増幅するものである。本機は、12 ビットの A/D コンバータを用いているため、1LSB 当り 2.2mV の分解能を実現するために、増幅には低ドリフト・低雑音でオフセット電圧の小さい OP アンプを用いた。ここでは AMP01 という IC を用いた。また、探査する場所により地中における信号レベルが異なるために増幅度は 100 倍/1000 倍に切り替えられるようにした。

4.2.8 送信パルストリガ回路

図 4.9 に送信パルストリガ回路を示す。この回路はパルス波発生装置のパルス制御回路で発生されたパルスを波形捕捉受信器に伝送する回路である。パルス波発生回路と波形捕捉受信器の電源を分離するために、インターフェースとしてフォトカプラを用いている。伝送された信号は、シュミットトリガインバータ 74LS14 で波形整形され、74LS74 のクロックに入力されている。この出力が High になると、SPG8640B がリセット状態になり、ディップスイッチで設定された時間経過すると出力が High になる。それを後段の 74LS74 のクロックに入力している。この出力により、SRAM の停止及びモードの移行を行っている。

4.2.9 アドレスラッチ回路

回路図を図 4.10 に示す。この回路は、送信パルスがトリガされた時の SRAM のアドレスをラッチする回路である。このデータは PB ポートを介し PC-9801 に転送する。

4.3 波形捕捉受信器の動作原理

ここでは波形捕捉受信器の動作原理について述べる。図 4.11 で示したように波形捕捉受信器にはサーチコイルと呼ばれるセンサーが接続される。サーチコイルは地中の磁界を電圧に変換するものである。そのサーチコイルからの信号はシグナルコンディショナで A/D コンバータの入力信号レベル ($-4.5\text{V}\sim 4.5\text{V}$) にまで増幅される。入力された信号は、A/D コンバータでデジタルデータに変換される。それらは後段のメモリ回路の SRAM に常時書き込まれる。このモードを A/D データ書き込みモードと呼ぶことにする。送信機のパルスがトリガされて数百ミリ秒経過すると SRAM への書き込みは自動的に停止する。それと同時に PC9801 へのデータ転送モードに切り替わる。この状態でプログラムを実行すると A/D コンバータで取り込んだ波形データは PC-9801 に転送される。この動作行程を図 4.12 に示す。また、メモリの様子を示したものを図 4.13 に示す。転送されたデータは、一時フロッピディスクに書き込まれる。それをワークステーションに転送して受信波解析プログラムにかけられる。

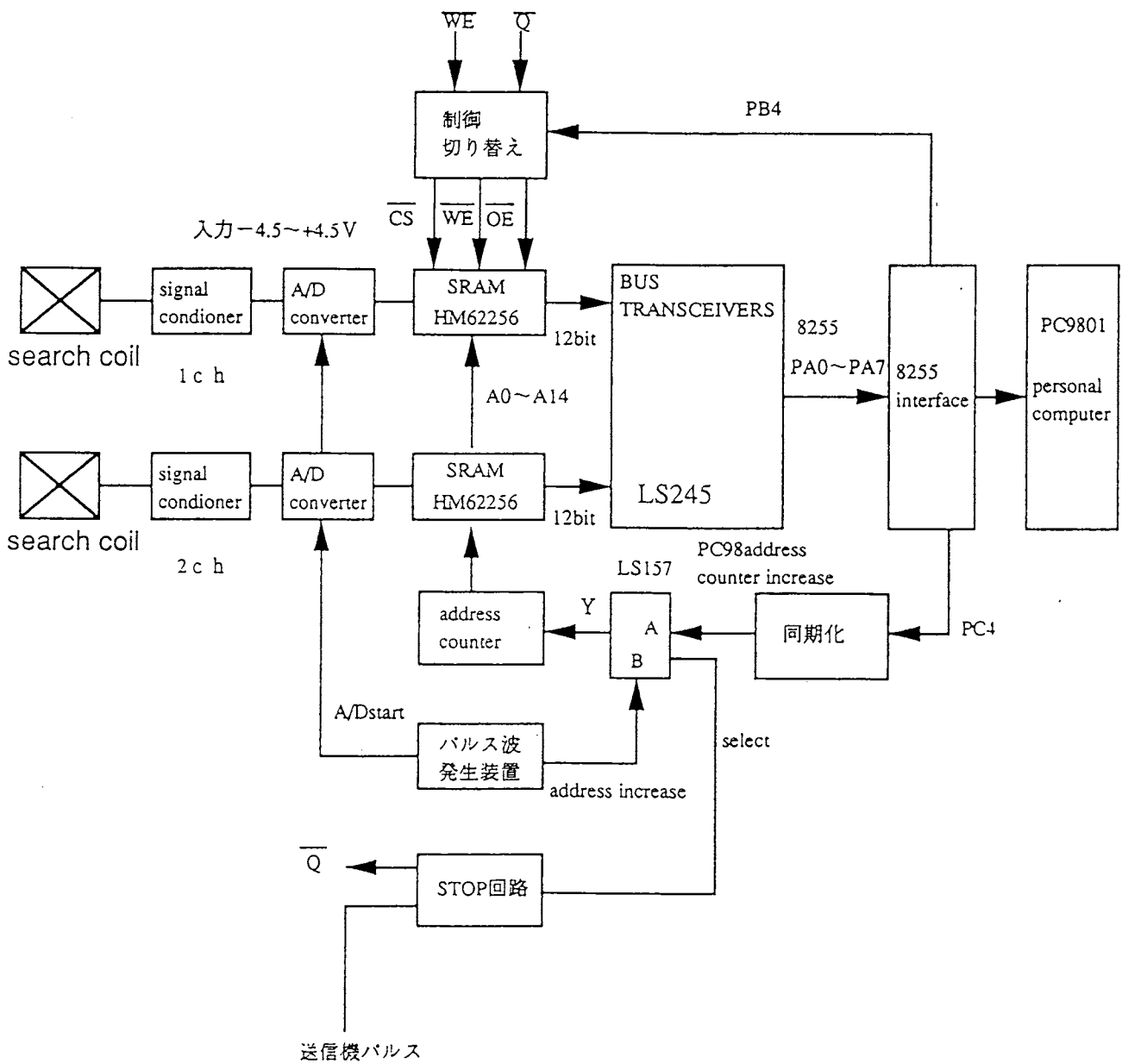
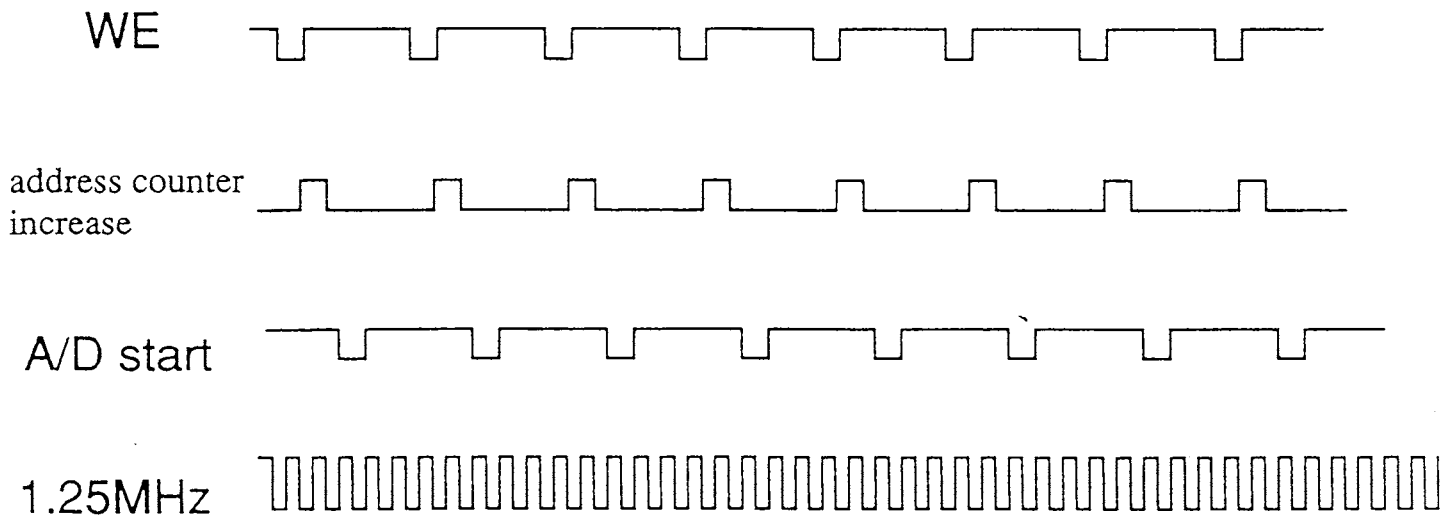
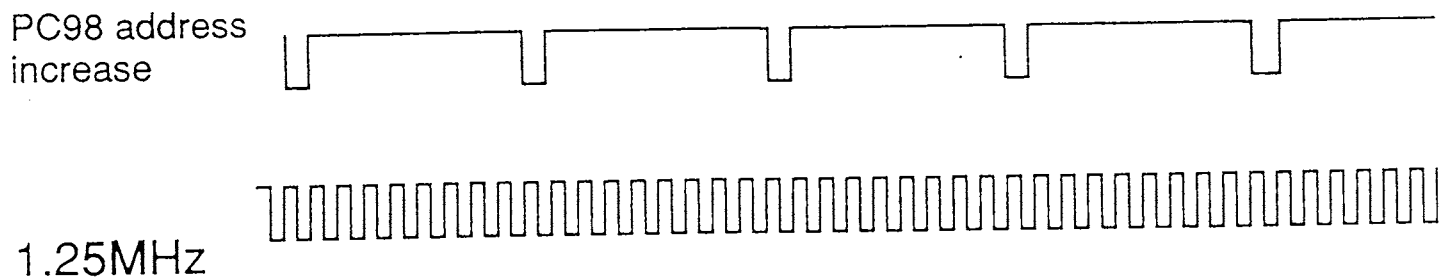


図 4.1: 波形捕捉受信器のブロック図



A/D書き込みモードのタイミング



PC98書き込みモード

図 4.2: タイミング表

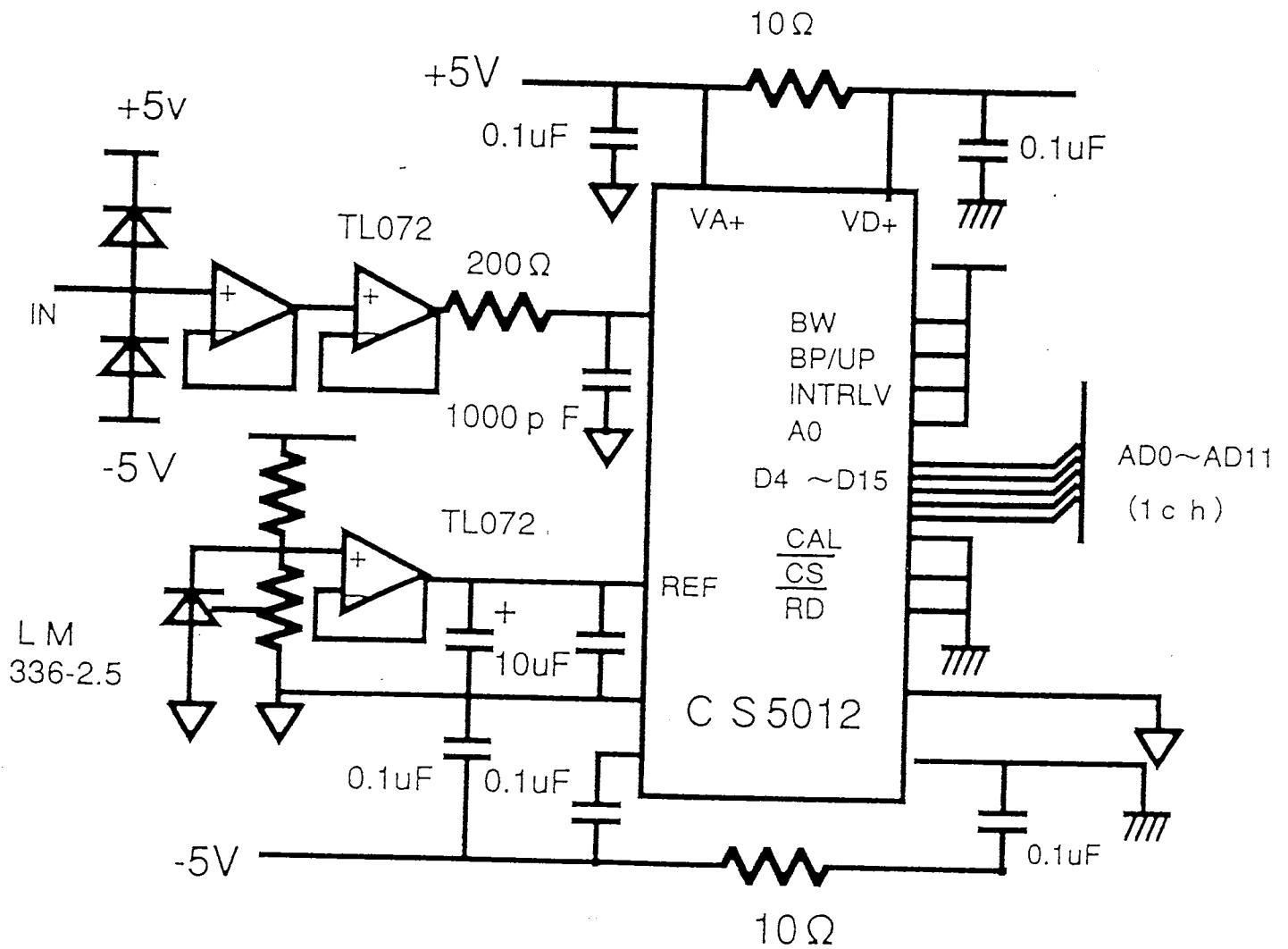


図 4.3: A/D コンバータ回路の回路図

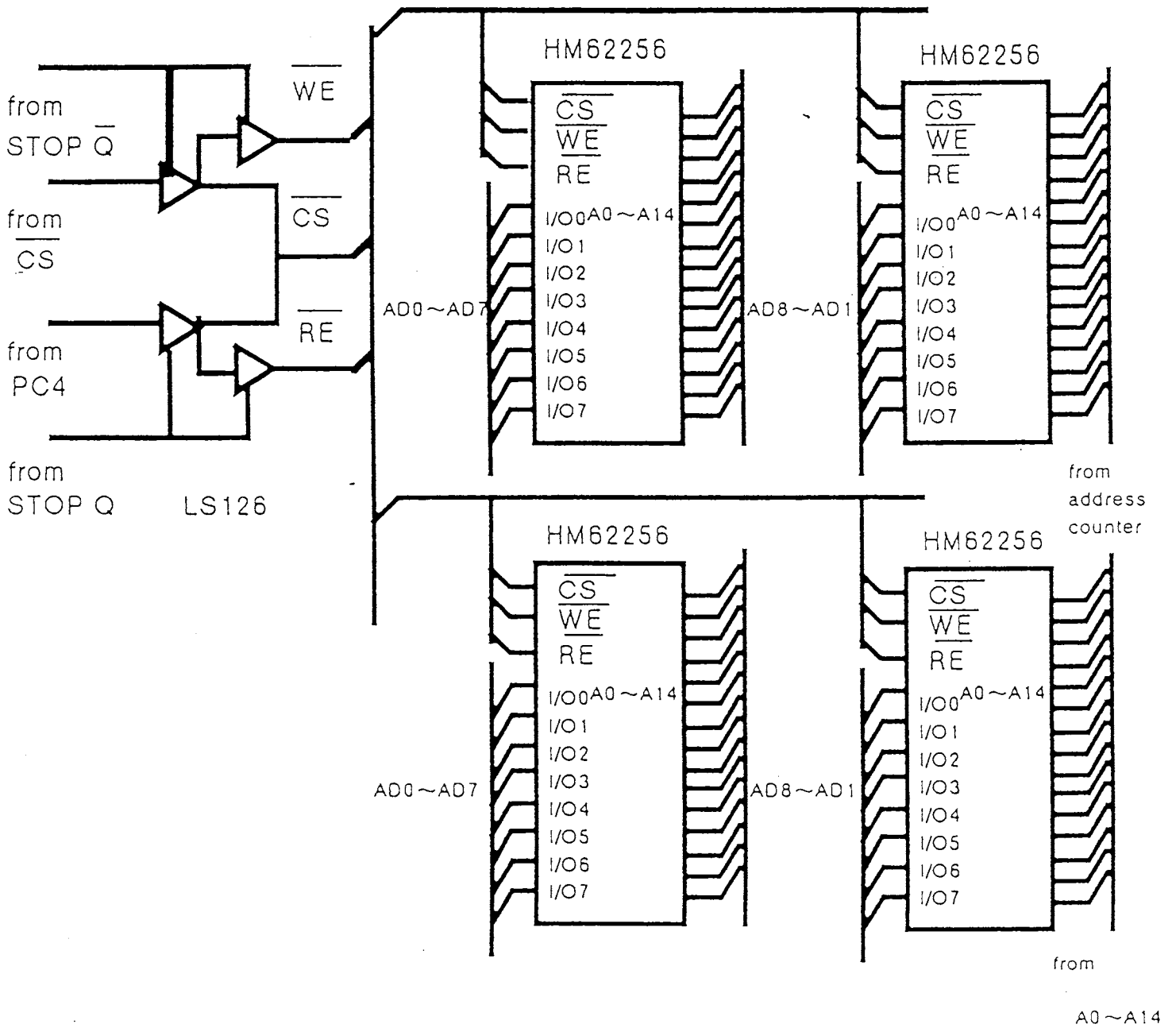


図 4.4: メモリ回路の回路図

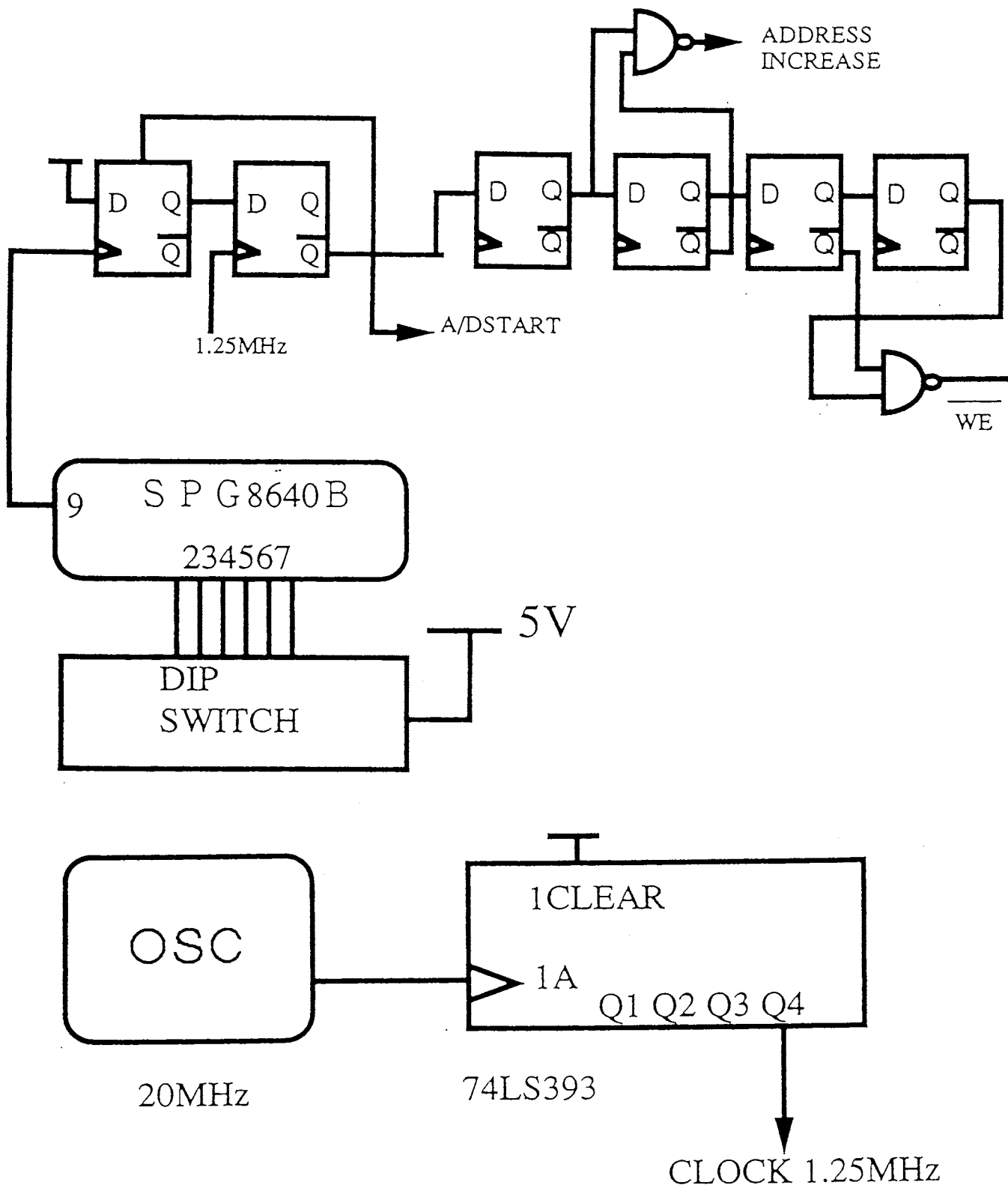


図 4.5: 制御回路の回路図

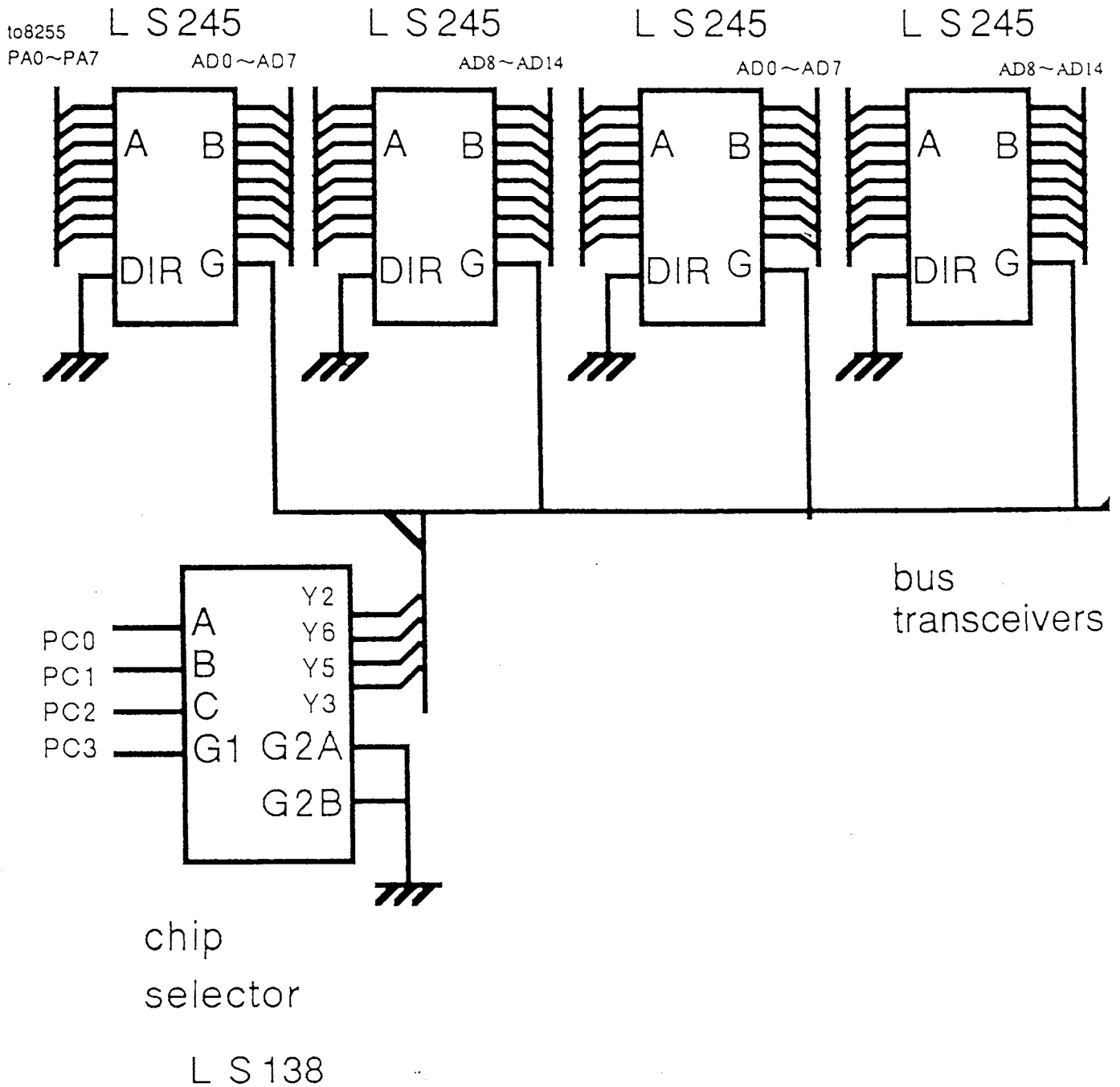


図 4.6: インターフェース回路の回路図

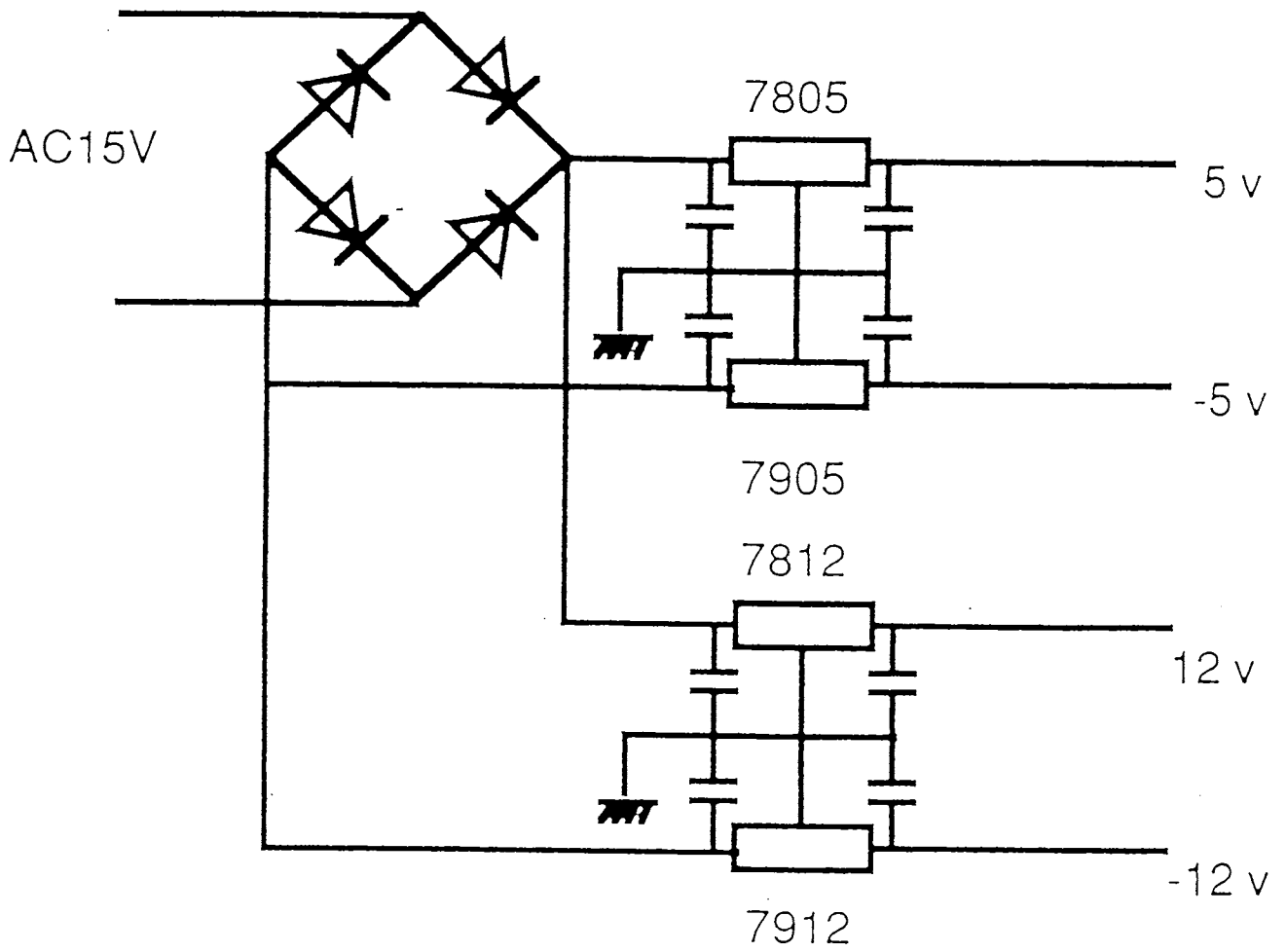


図 4.7: 電源回路の回路図

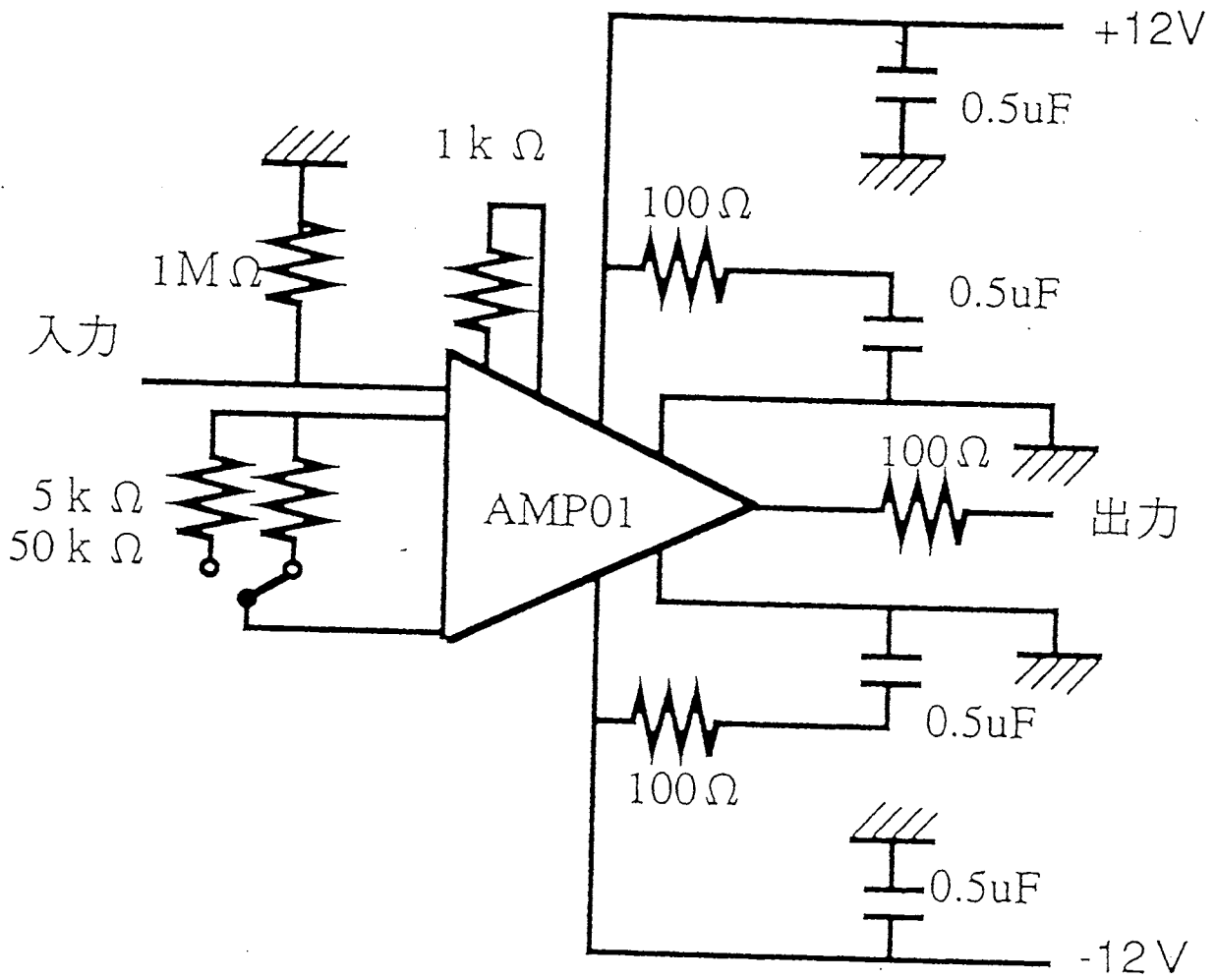


図 4.8: シグナルコンディショナの回路図

S P G 8640 B

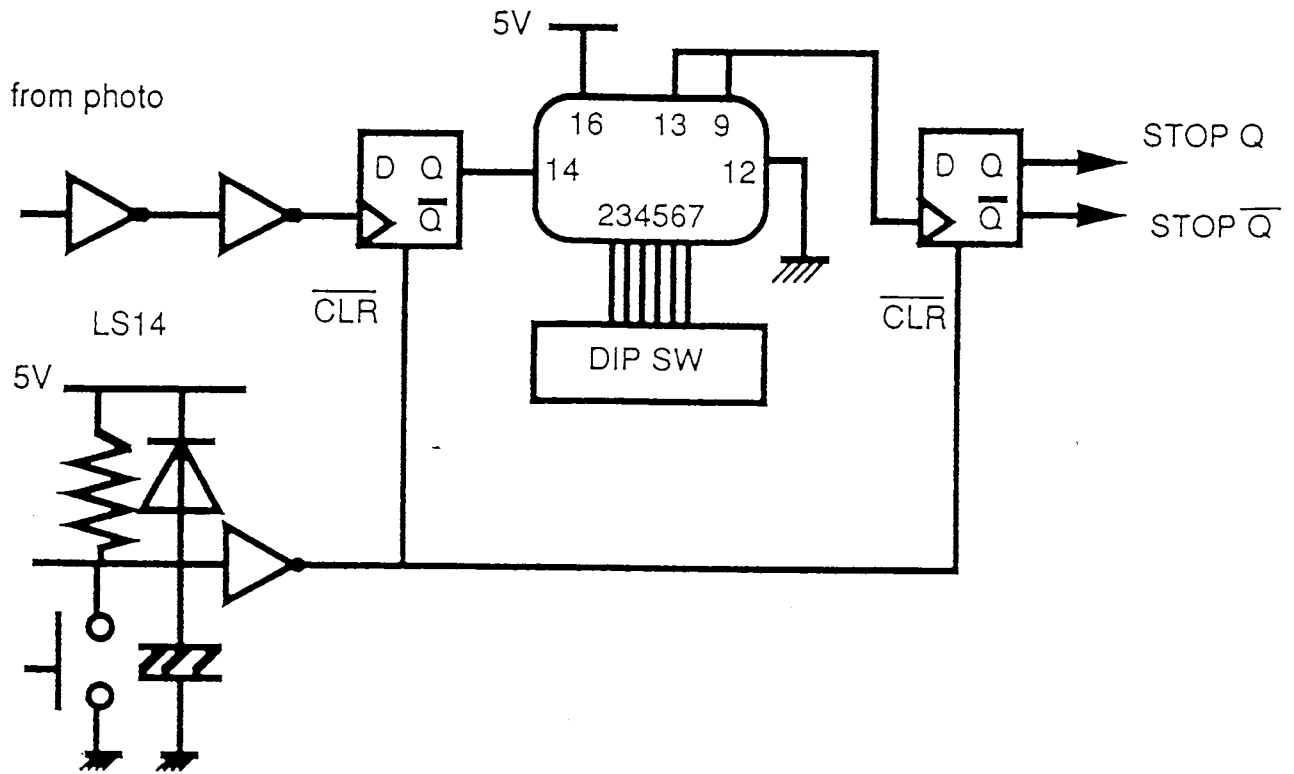


図 4.9: 送信パルス受信回路

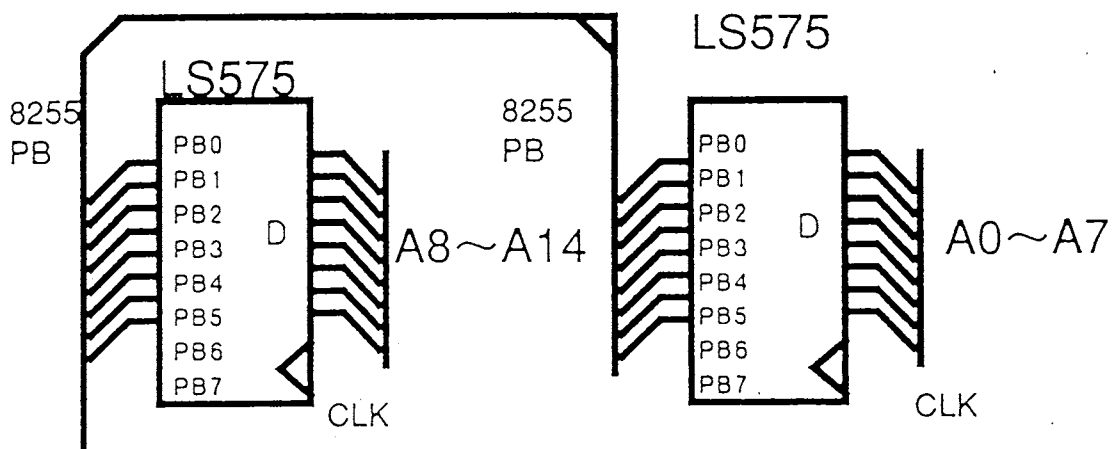


図 4.10: アドレスラッチ回路

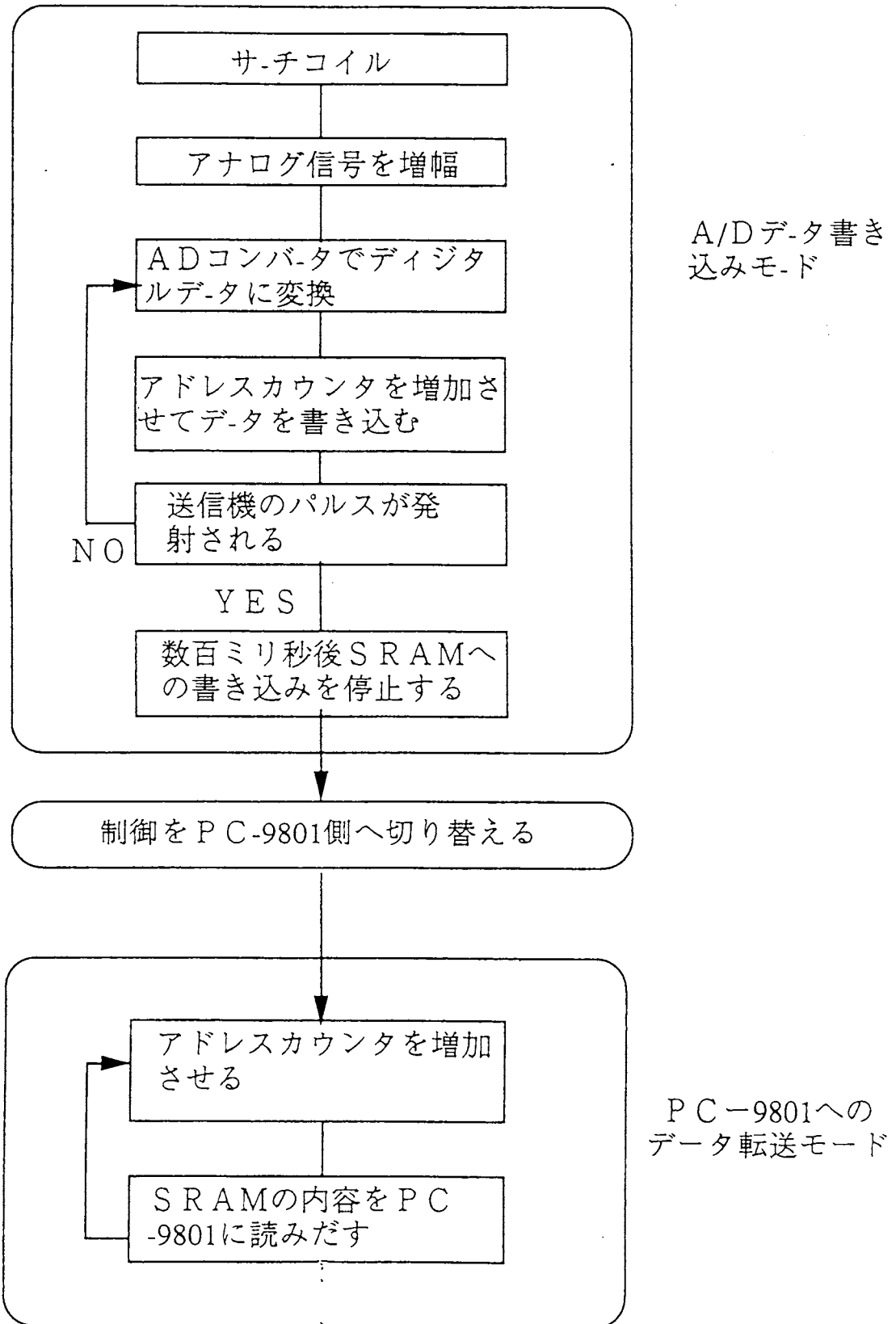


図 4.11: 本機の動作行程

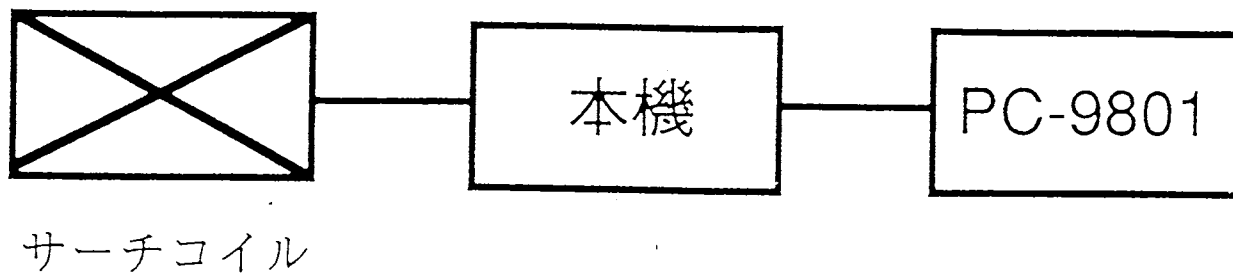


図 4.12: パルス波受信装置の構成

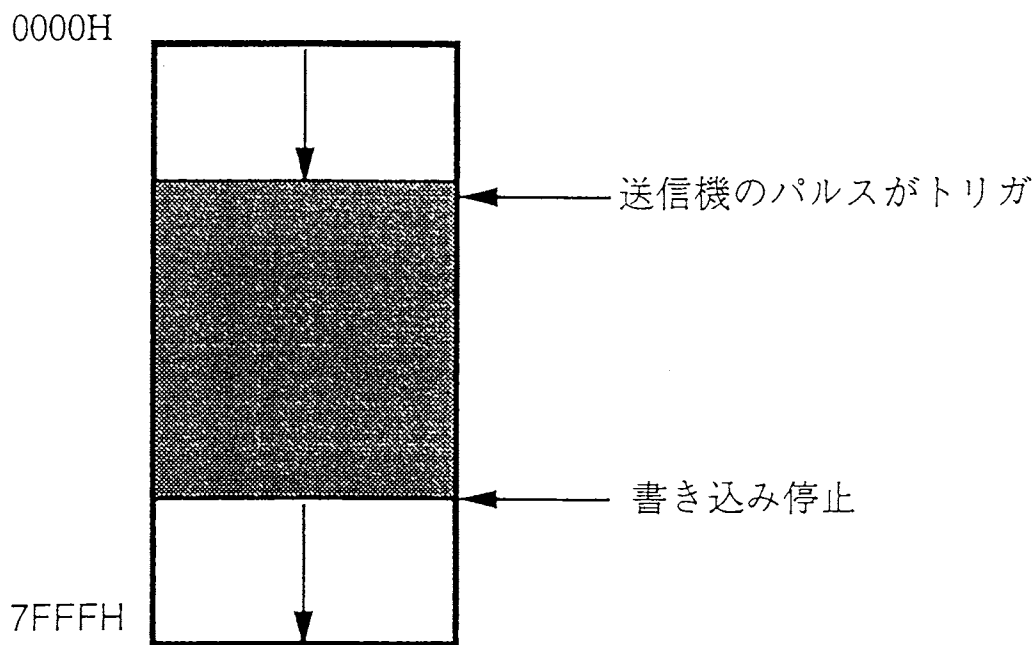


図 4.13: メモリの書き込み過程

第 5 章 波形捕捉受信器の動作結果

図 5.1 の (a)、(b) に波形捕捉したものを示す。

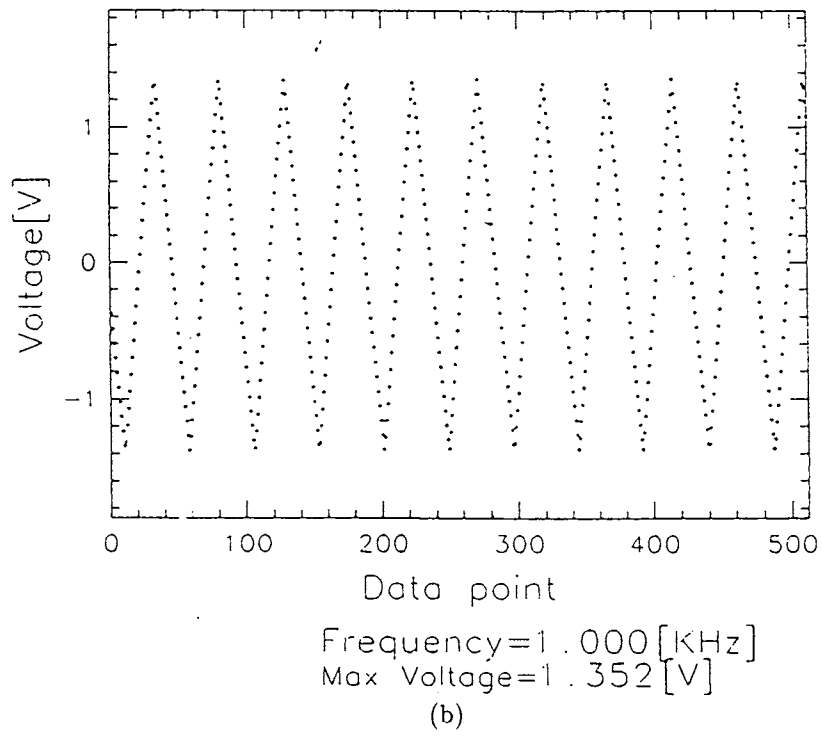
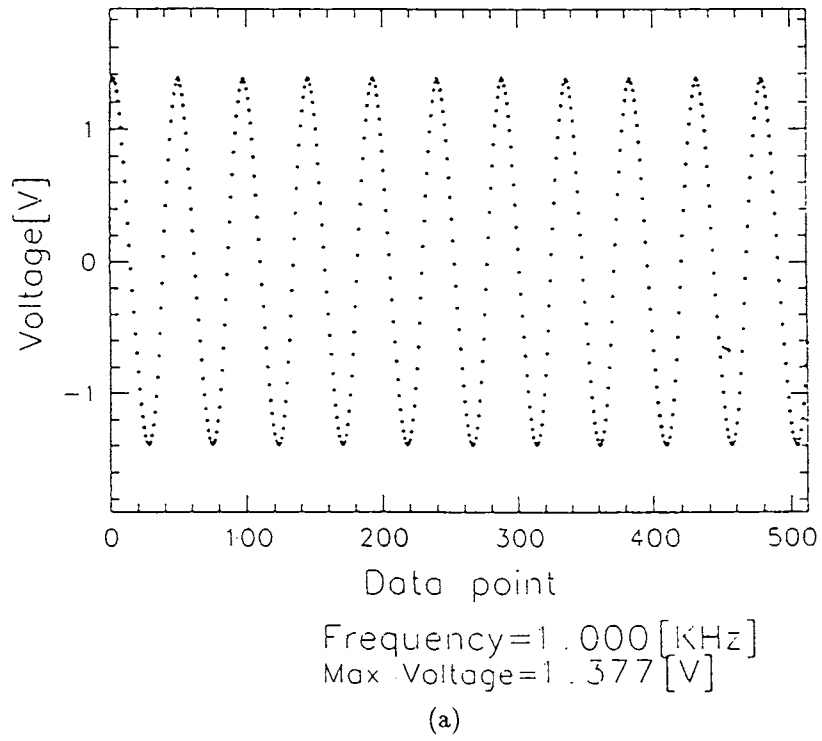


図 5.1: 波形捕捉した結果

第 6 章 解析理論

地下探査レーダを新たに開発するにあたっては、地中に電磁パルス波を送信したときの振幅の減衰の理論計算を行い、前もって電磁波の振舞いを推測する必要がある。

ここではその要請に従い、電磁界の理論的解析手法について述べる。

まず第 7 章から第 9 章では、地面上に水平に置かれた微小ループアンテナによる任意の点の電磁界を解析解で表し、*Sommerfeld* 積分によって表されたこの解析解を厳密に数値計算し、波源から放射された VLF/LF 波の地下での電波の伝搬メカニズムを解明する理論について述べる。

ループアンテナには水平ループアンテナと垂直ループアンテナの 2 タイプがある。地表面の影響を考慮した電磁波の地中伝搬特性は、垂直ループアンテナの方が地表面の影響を受けやすい。特に位相特性が地表面の影響を受けた場合には、受信信号の位相から位置を検出することは困難である [23]。そこで本研究では水平ループアンテナを対象に計算を行ったが、垂直ループアンテナについても考え方は同じである。

計算方法の模式図を図 6.1 に示す。理論計算に当たって、計測深度内での層数や、各層の厚さを前もって推測する必要があるなど困難な問題も多い。また具体的な実験データがないため、導出した式の評価が十分に行えない。本研究での結果をもとに、電磁パルス波を送信したときの受信波形が求まることが大いに期待される。

また、第 10 章から第 13 章では Maxwell 方程式のコンピュータ・シミュレーションについて述べる。

送信パルスが地中を伝搬していく様子を知るために、Maxwell 方程式をコンピュータを用いて直接数値積分することにより、比較的簡単な媒質中での電磁波の伝搬をシミュレートするものである。具体的には 1 次元、2 次元シミュレーションで、誘電体や導電体が存在する媒質での伝搬を解析する。1 次元シミュレーションでは平面波の解析、2 次元シミュレーションでは平面波だけでなく円筒波の伝搬や、有限長の誘電体や金属などが存在する媒質での伝搬を解析する。これによって解析解が得られないような伝搬の様子も知ることができる。

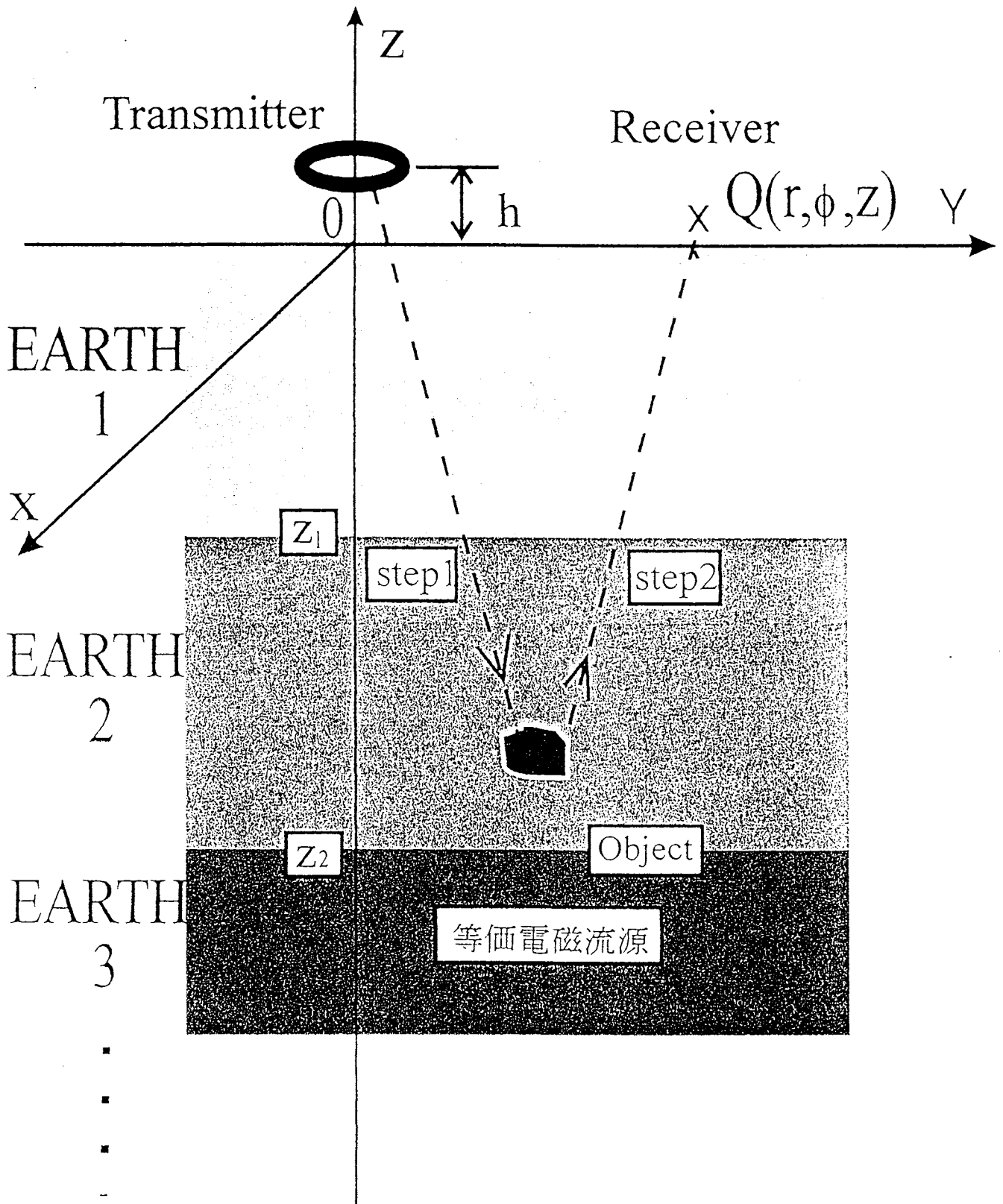


図 6.1: 計算方法の模式図

第 7 章 ヘルツベクトルの導入と積分近似 計算法

本章ではヘルツベクトルと積分近似計算法について述べる。電磁界の導出には均質多層分割法による *Full wave* 計算法 [3] など様々な方法があるが、本研究ではヘルツベクトルを使って計算する。そこでヘルツベクトルとそれを用いた電磁界の計算法を説明する。

7.1 ヘルツベクトル

ヘルツベクトルはアンテナ伝搬の分野では、ベクトルポテンシャル \mathbf{A}_m (後述) の代わりとして使われる。後で述べるように、ヘルツベクトルには第 1 種ベッセル関数を用いるので、波源からの距離が大きくなったとき、被積分関数が必ず収束し、半無限区間積分を有限回で打ち切ることが可能となる利点がある。

ヘルツベクトルには電気形と磁気形の 2 通りがある。電磁気学で知られるように、微小ループ電流は磁流と磁荷よりなる磁気ダイポールと等価である。そこで磁気形のみを取り扱う。まず、本研究で用いるヘルツベクトルの定義と計算法、またヘルツベクトルを使った電磁界の計算法を示す。

7.1.1 ヘルツベクトルの定義

磁気形における Maxwell's Equation は、次のように表すことができる。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (7.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mathbf{J}_{om} \quad (7.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (7.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = \frac{\rho_m}{\mu} \quad (7.4)$$

ただし、 ε 、 μ 、 \mathbf{J}_{om} 、 ρ_m はそれぞれ誘電率、透磁率、磁流源、磁荷である。

式 (7.3) の解は次の式となる。

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{A}_m \quad (7.5)$$

ここで、 \mathbf{A}_m はベクトルポテンシャルである。この式を式 (7.1) に代入すると次式を得る。

$$\mathbf{H} = -\nabla \varphi_m - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{A}_m \quad (7.6)$$

ここに φ_m はスカラポテンシャルである。

\mathbf{A}_m と φ_m をそれぞれ次のようにおく。

$$\mathbf{A}_m = j\omega\mu\varepsilon \mathbf{\Pi}_m \quad (7.7)$$

$$\varphi_m = -\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_m \quad (7.8)$$

これらの式で定義される $\mathbf{\Pi}_m$ がヘルツベクトルである。

今度はこのヘルツベクトル $\mathbf{\Pi}_m$ を具体的な式で表してみる。式 (7.5) と (7.6) を式 (7.2) に代入すると

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A}_m = -\varepsilon\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \varphi_m + \frac{\partial \mathbf{A}_m}{\partial t} \right) - \varepsilon \mathbf{J}_{om} \quad (7.9)$$

次のベクトル公式

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A}_m = \nabla \nabla \cdot \mathbf{A}_m - \nabla^2 \mathbf{A}_m \quad (7.10)$$

を用いて、式 (7.9) を整理すると次式となる。

$$\nabla^2 \mathbf{A}_m + k^2 \mathbf{A}_m = \nabla \nabla \cdot \mathbf{A}_m + \varepsilon\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \varphi_m + \varepsilon \mathbf{J}_{om} \quad (7.11)$$

ここで、 $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$ を用いた。この式に、相対論において形が保存される次のローレンツ・ゲージ

$$\nabla \cdot \mathbf{A}_m = -\varepsilon\mu \frac{\partial \varphi_m}{\partial t} \quad (7.12)$$

を適用して、式 (7.7) と (7.8) を代入すると次式が得られる。

$$\nabla^2 \mathbf{\Pi}_m + k^2 \mathbf{\Pi}_m = \frac{j}{\omega\mu} \mathbf{J}_{om} \quad (7.13)$$

この式を解析的に解いて、ヘルツベクトル $\mathbf{\Pi}_m$ を具体化させる [27]。水平ループアンテナの場合、垂直磁気双極とみなせる。ループアンテナによって生ずるヘルツベクトル $\mathbf{\Pi}_m$ は

ループ面に垂直な方向 (z) 成分しか存在しないとすれば、 $\mathbf{\Pi}_m = i_z \Pi_m$ となり Π_m を満たす波動方程式は次のスカラ波動方程式となる。

$$\nabla^2 \Pi_m + k^2 \Pi_m = 0 \quad (7.14)$$

x - y 面での不連続に対する境界条件が入りやすいように次の円筒座標

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Pi_m}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Pi_m}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Pi_m}{\partial z^2} + k^2 \Pi_m = 0 \quad (7.15)$$

を使用する。変数分離により

$$\Pi_m(r, \phi, z) = R(r) \Phi(\phi) Z(z) \quad (7.16)$$

とにおいて、式 (7.15) に代入すると、各変数に対して次の微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + (k^2 - \lambda^2) Z = 0 \quad (7.17)$$

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \left(\lambda^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (7.18)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + m^2 \Phi = 0 \quad (7.19)$$

ここで、 λ 、 m は任意の実数である。

式 (7.17)、(7.18)、(7.19) の解はそれぞれ式 (7.20)、(7.21)、(7.22) で与えられる。

$$Z(z) = e^{\pm \sqrt{\lambda^2 - k^2} z} \quad (7.20)$$

$$R(r) = J_m(\lambda r) \quad (7.21)$$

$$\Phi(\phi) = e^{\pm jm\phi} \quad (7.22)$$

式 (7.21) については、 $r = 0$ で有界であるために 第1種ベッセル関数を選んでいく。

Φ は 2π の周期解をとるべきであるので、 m は整数となる。したがって、 Π_m の一般解は厳密に表すと次式となる。

$$\Pi_m(r, \phi, z) = \sum_m (C_1 e^{-jm\phi} + C_2 e^{jm\phi}) \int_{-\infty}^{\infty} C_3(\lambda) J_m(\lambda r) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k^2} z} d\lambda \quad (7.23)$$

ここで、 C_1 、 C_2 、 C_3 は任意定数である。

z 軸にヘルツベクトルがある場合、 Π_m は ϕ に対して対称となるべきで、これは $m = 0$ に相当する。したがって、 z の正方向に伝搬するヘルツベクトルの一般解 Π_m は

$$\Pi_m(r, z) = \int_0^{\infty} C(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k^2} z} d\lambda \quad (7.24)$$

となり、 $z \rightarrow +\infty$ で発散しないために、 $Re(\sqrt{\lambda^2 - k^2})$ は正に取る。

7.1.2 ヘルツベクトルで表された電磁界の式の導出

式(7.7)と式(7.8)をそれぞれ式(7.5)、式(7.6)に代入して電磁界をヘルツベクトル Π_m で表すと

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu\nabla \times \Pi_m \quad (7.25)$$

$$\mathbf{H} = -\nabla\nabla \cdot \Pi_m + k_n^2 \Pi_m \quad (7.26)$$

ただし

$$k_n^2 = -j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon_0\epsilon_{rn}) \quad (7.27)$$

これらより、ヘルツベクトルが求まれば、電磁界を計算できることが分かる。

円筒座標系を用いて、電磁界を成分別に分ければ以下のようなになる。

$$H_r = k_n^2 \Pi_{mr} + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Pi_{mr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi_{m\phi}}{\partial \phi} + \frac{\partial \Pi_{mz}}{\partial z} \right\} \quad (7.28)$$

$$H_\phi = k_n^2 \Pi_{m\phi} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Pi_{mr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi_{m\phi}}{\partial \phi} + \frac{\partial \Pi_{mz}}{\partial z} \right\} \quad (7.29)$$

$$H_z = k_n^2 \Pi_{mz} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Pi_{mr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi_{m\phi}}{\partial \phi} + \frac{\partial \Pi_{mz}}{\partial z} \right\} \quad (7.30)$$

$$E_r = -j\omega\mu_0 \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi_{mz}}{\partial \phi} - \frac{\partial \Pi_{m\phi}}{\partial z} \right\} \quad (7.31)$$

$$E_\phi = -j\omega\mu_0 \left\{ \frac{\partial \Pi_{mr}}{\partial z} - \frac{\partial \Pi_{mz}}{\partial r} \right\} \quad (7.32)$$

$$E_z = -j\omega\mu_0 \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial (r \Pi_{m\phi})}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi_{mr}}{\partial \phi} \right\} \quad (7.33)$$

7.2 積分近似計算法

ヘルツベクトルは特別な場合、積分路上に特異解が存在するため、そのまま数値計算を実行することはできない。ここでは数値計算する際、積分路を変更するための変数変換を説明する。また積分近似法は様々な方法があるが、いくつかの法則を用いて比較評価した結果についても言及する。

7.2.1 変数変換

波源からの水平方向距離を r 、垂直方向距離を z とおくと、ヘルツベクトルは一般に次式で表されるように、第 1 種ベッセル関数の半無限区間積分を含んでいる。

$$\Pi_m = \int_0^\infty p(\lambda) J_0(\lambda r) e^{q(\lambda, z)} d\lambda \quad (7.34)$$

ただし、 J_0 は第 1 種 0 次ベッセル関数、 $p(\lambda)$ は λ の関数、 $q(\lambda, z)$ は λ と z の関数であり、 $p(\lambda)$ と $q(\lambda, z)$ は各境界面での境界条件により求まるもので、 $q(\lambda)$ は $\pm\sqrt{\lambda^2 - k^2} z$ の形を取り、その符号は電波の進行方向により決められる。

大気中におかれた水平ループアンテナからのダイレクト波のヘルツベクトル Π_p は $\frac{e^{-jk_0 R}}{R}$ 、ただし $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ で与えられ、それは次式のように、Sommerfeld 積分の形で表すことができる [27]。

$$\Pi_p = \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0 |z-h|} \lambda d\lambda \quad (7.35)$$

ただし、

$$\nu_0 = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2} \quad (7.36)$$

で、 k_0 は実数、 h は水平ループアンテナの地上からの高さである。先に述べたように水平ループアンテナの場合、ヘルツベクトルは z 方向成分のみである。

このとき、積分路は図 7.1 の $Re(\nu_0 = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2}) > 0$ なる W に選ばれている。今、この道に沿って積分するためには積分路を直線にして一つのパラメータで表せばよい。しかし実軸に積分路をよせると、分岐点 $\lambda = k_0$ での特異性のために、積分を実行することができない。そこでこの特異性を取り除くために次の変数変換

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{\lambda^2 - k_0^2} \\ &= \alpha + j\beta \end{aligned} \quad (7.37)$$

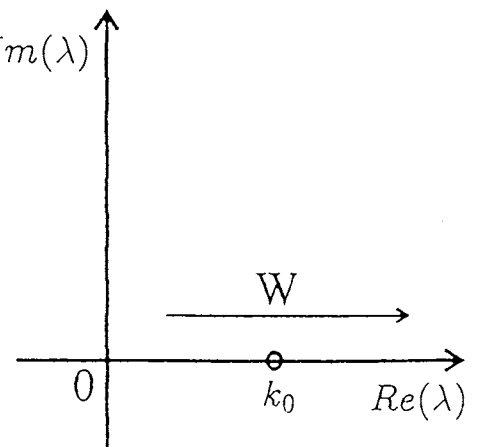


図 7.1: λ 平面上の積分路

を行うと、特異性が消滅して、 γ 平面上の積分路に移り、虚軸、実軸を積分路として数値積分を実行できる [28]。ただし、 $z = 0$ のときには、極が虚軸に接近して、積分路上に特異点が見れ積分が実行できない。

以上のことを具体的に示すと

$$\begin{aligned} \Pi_p &= \int_W \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0|z-h|} \lambda d\lambda \\ &= \int_{ABC} J_0\left(\sqrt{\gamma^2 + k_0^2} r\right) e^{-\gamma|z-h|} d\gamma \end{aligned} \quad (7.38)$$

ここで、図7.2に示すように、

$$A \rightarrow B : \gamma = j(1-x)k_0 \quad (0 \leq x \leq 1)$$

$$B \rightarrow C : \gamma = k_0 x \quad (0 \leq x \leq \infty)$$

と変数変換することにより、式(7.35)は

$$\begin{aligned} \Pi_p &= -jk_0 \int_0^1 J_0\left(k_0 \sqrt{x(2-x)} r\right) e^{-j(1-x)k_0|z-h|} dx \\ &\quad + k_0 \int_0^\infty J_0\left(k_0 \sqrt{1+x^2} r\right) e^{-jk_0 x|z-h|} dx \end{aligned} \quad (7.39)$$

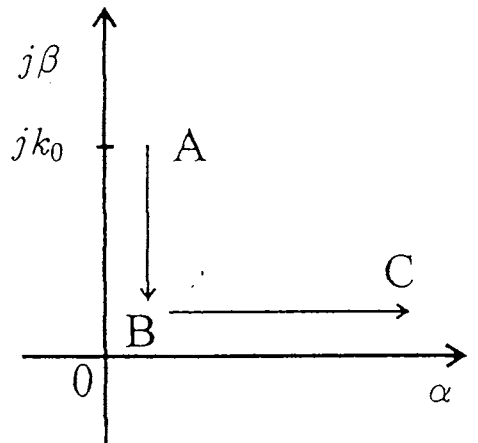


図7.2: γ 平面上の積分路

と変形でき、特異性を解消することができる。

7.2.2 積分近似法

前章で述べたようにヘルツベクトルは第1種0次ベッセル関数を含んだ関数の半無限区間積分で表されている。この積分を精度良く計算する必要があり、いくつかの積分近似法を使って、誤差計算や計算時間などを総合してこれらの中から最適な積分近似法を模索した。

積分近似法として次の3つの方法 (a). 台形則、(b). シンプソン則、(c). ルジャンドル-ガウス則 を選んで評価を行った。

まずそれぞれの方法を式で表す。ただし、 n は分割数、 h は刻み幅で、これらと積分範囲上限値 m は次のような関係を満たしている。

$$m = n \cdot h \quad (7.40)$$

(a). 台形則

$$\begin{aligned} \int_0^m g(\lambda) d\lambda &= \sum_{i=0}^{n-1} \frac{g_i + g_{i+1}}{2} h \\ &= h \left(\frac{g_0}{2} + g_1 + g_2 + \cdots + g_{n-1} + \frac{g_n}{2} \right) \end{aligned} \quad (7.41)$$

(b). シンプソン則

$$\int_0^m g(\lambda) d\lambda = \frac{h}{3} \left(g_0 + 4 \sum_{k=1}^{\frac{n}{2}} g_{2k-1} + 2 \sum_{k=1}^{\frac{n}{2}-1} g_{2k} + g_n \right) \quad (7.42)$$

(c). ルジャンドル-ガウス則

$$\int_0^m g(\lambda) d\lambda = \frac{m}{2} \sum_{i=1}^n C_i \cdot g \left(\frac{m}{2} (1 + \xi_i) \right) \quad (7.43)$$

ただし、 C_i 、 ξ_i はある公式によりあらかじめ与えられている定数である [30]。

評価にあたっては、 $h = 1.0 \times 10^{-1}$ とし、ルジャンドル-ガウス則の場合は n を参考文献 [30] に記載されていた最大値 200 とした。

評価方法は、次式の *Sommerfeld* 積分

$$\int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0 z} \lambda d\lambda = \frac{e^{-jk_0 R}}{R} \quad (7.44)$$

が絶対値において誤差 1% 以下で成立するときの積分範囲上限 m と計算時間を調べた。ただし、 $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ である。まずガウス-ルジャンドル則であるが、他の二つの法則より計算速度は非常に速かったものの、精度が大きく変わるなどかなり悪かった。他の二つの法則は式 (7.40) により n を自由に変えられるが、この法則は 200 と一定にしてあるため、半無限区間積分の近似には不適と思われる。波源からかなり離れている点、例えば $r = 30$ [m]、 $z = 6$ [m] のときは、 $m = 3000 \sim 6000$ で実部の誤差は $10^{-2} \sim 10^{-3}\%$ になるが、波源に近づくほど比較的誤差が大きくなる。本理論は観測点の距離がループアンテナのアンテナに比べて十分大きくなるとヘルツベクトルが使えないが、少なくとも 10m 以上の距離が必要との観点から、波源の近くであっても誤差が小さいことが望まれる。

この段階で台形則とシンプソン則の二つに絞られたが、被積分関数は周期性を持っているため同じ条件では台形則の方がシンプソン則より誤差にして $10^2 \sim 10^7$ オーダー倍も優れているので、積分近似として台形則を用いることにした。尚、計算時間に大きな差はなかった。

ところで電磁界の伝搬距離の目安となるものは、*skin depth* である。これは電界の大きさが $1/e$ となる深さのことであり、次式で表される。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \quad (7.45)$$

この式から、周波数が低いほど電磁界の減衰が少なくなり、深くまで電磁波が届くことが分かる。一方周波数が高い電磁波は位相変化が大きくなるので、位相変化から検出を行う

場合の分解能に優れている。したがって、地下探査を行う場合、これらの両方の特性を十分に活かすため、本研究では単一周波数に限らず、4種類の周波数を使って計算した。まず、それぞれの周波数において考えたい最大深度 z_{max} を表 7.1 に示す。

周波数 f [Hz]	10^2	10^3	10^4	10^5
z_{max}	~ 1 [km]	~ 1 [km]	~ 500 [m]	~ 100 [m]

表 7.1: 各周波数の考えたい最大深度

それぞれの周波数において、ある r と z の値における誤差が 1% 以下になる積分範囲上限 m を計算した結果を表 7.3 ~ 7.6 に示す。この m は台形則ではループ回数となるので、 m が小さいほど計算速度が速いことになる。尚、パーセント表示している部分は m を上限値 100000 にしても誤差が 1% 以下に定着しなかったところで、 m が 100000 のときの誤差を表している。計算の際の各種条件は表 7.2 の通りであり、一部は文献 [23] を参考とした。

計算結果、周波数が高いほど被積分関数が速く収束し、計算回数が少なくて済むことが明らかになった。また、各周波数とも波源から離れるほど一般にループ回数が少なくなっていることも伺える。これはループアンテナの半径に比べて十分離れている仮定のもとで成立できるというヘルツベクトルの性質がそのまま反映した結果といえる。

計算実行時間に関しては従来は m を 10^5 に一定として最悪 3、4 日間もかかっていた。今回の計算結果を利用して r や z の各範囲に上限値 m の値を定め、さらに 10^{-300} オーダー以下の無駄な加算を省くなど工夫したところ、所属研究室のホストコンピュータで最長でも 30 分以内に計算が完了することができ、計算時間の大幅な短縮を実現できた。

項 目	値
送信周波数 [Hz]	$10^2, 10^3, 10^4, 10^5$ の 4 種類
ループ巻き数 [回]	5
ループ半径 [m]	5
入力電流 [A]	200
水平ループアンテナの位置 (地上) [m]	15×10^{-2}
地層 1 と地層 2 の境界面の位置 [m]	-10
大気の比誘電率	1.0
湿土の比誘電率	20.0
乾土の比誘電率	4.0
大気の導電率 [S/m]	0.0
湿土の導電率 [S/m]	15.0×10^{-3}
乾土の導電率 [S/m]	1.0×10^{-4}
刻み幅	1.0×10^{-1}

表 7.2: 計算の際の各種条件

深度 z [m]	水平方向距離 r [m]				
	10	20	30	40	50
1	33.877%	-2.580%	-19.926%	20.730%	-3.769%
2	25.634%	0.9322%	16.523%	16.633%	-2.742%
3	19.278%	0.1648%	13.678%	13.337%	-1.969%
4	14.424%	0.860%	-11.305%	10.688%	1.391%
5	-10.746%	-1.268%	-9.329%	8.561%	-0.9619%
10	2.365%	-1.329%	-3.499%	2.798%	9700
20	75000	86000	67000	78000	67000
30	62000	40000	58000	49000	41000
40	50000	38000	42000	43000	39000
50	42000	35000	27000	36000	35000
60	35000	31000	25000	20000	30000
70	31000	28000	24000	20000	16000
80	27000	25000	22000	19000	16000
90	24000	23000	21000	18000	16000
100	22000	21000	19000	18000	15000
200	11000	11000	11000	11000	10000
300	7400	7300	7300	7200	7000
400	5500	5500	5500	5500	5400
500	4400	4400	4400	4400	4400
600	3700	3700	3700	3700	3700
700	3200	3200	3200	3200	3200
800	2800	2800	2800	2800	2800
900	2500	2500	2500	2500	2500
1000	2200	2200	2200	2200	2200

表 7.3: 誤差 1%以下になる積分範囲上限 ($f = 10^2$ [Hz])

深度 z [m]	水平方向距離 r [m]				
	10	20	30	40	50
1	1.985%	-0.339%	-0.874%	1.042%	88000
2	62000	60000	60000	57000	57000
3	47000	45000	40000	41000	39000
4	34000	31000	31000	31000	30000
5	32000	30000	26000	27000	24000
10	18000	16000	16000	15000	9700
20	7500	8600	6700	7800	6700
30	6200	4000	5800	4900	4100
40	5000	3800	4200	4300	3900
50	4200	3500	2700	3600	3500
60	3500	3100	2500	2000	3000
70	3100	2800	2400	2000	1800
80	2700	2500	2200	2900	1600
90	2400	2300	2100	1800	1600
100	2200	2100	1900	1800	1500
200	1100	1100	1100	1100	1100
300	800	800	800	800	700
400	600	600	600	600	600
500	500	500	500	500	500
600	400	400	400	400	400
700	400	400	400	400	400
800	300	300	300	300	300
900	250	250	250	250	250
1000	220	220	220	220	220

表 7.4: 誤差 1%以下になる積分範囲上限 ($f = 10^3$ [Hz])

深度 z [m]	水平方向距離 r [m]				
	10	20	30	40	50
1	12000	12000	11000	9800	9600
2	7200	6000	6000	5600	5400
3	4700	4500	4000	4100	3900
4	3400	3100	3100	3000	3000
5	3200	3000	2600	2700	2400
10	1800	1600	1600	1500	1300
20	800	900	700	800	700
30	800	400	600	500	500
40	500	400	500	500	400
50	500	400	300	400	400
60	400	400	300	200	300
70	400	300	300	200	200
80	300	300	300	200	200
90	300	300	300	200	200
100	300	300	200	200	200
200	200	200	200	200	100
300	80	80	80	80	80
400	60	60	60	60	60
500	50	50	50	50	50

表 7.5: 誤差 1%以下になる積分範囲上限 ($f = 10^4$ [Hz])

深度 $z [m]$	水平方向距離 $r [m]$				
	10	20	30	40	50
1	1100	1200	1000	1100	900
2	700	600	600	500	400
3	500	400	400	500	400
5	400	300	300	200	300
6	300	300	300	200	300
7	200	300	300	300	100
10	200	200	200	200	100
20	80	90	70	80	70
30	70	40	60	50	50
40	50	40	50	50	40
50	50	40	30	40	40
60	40	40	30	20	30
70	40	30	30	30	20
80	30	30	30	20	20
90	30	30	30	20	20
100	30	30	20	20	20

表 7.6: 誤差 1%以下になる積分範囲上限 ($f = 10^5$ [Hz])

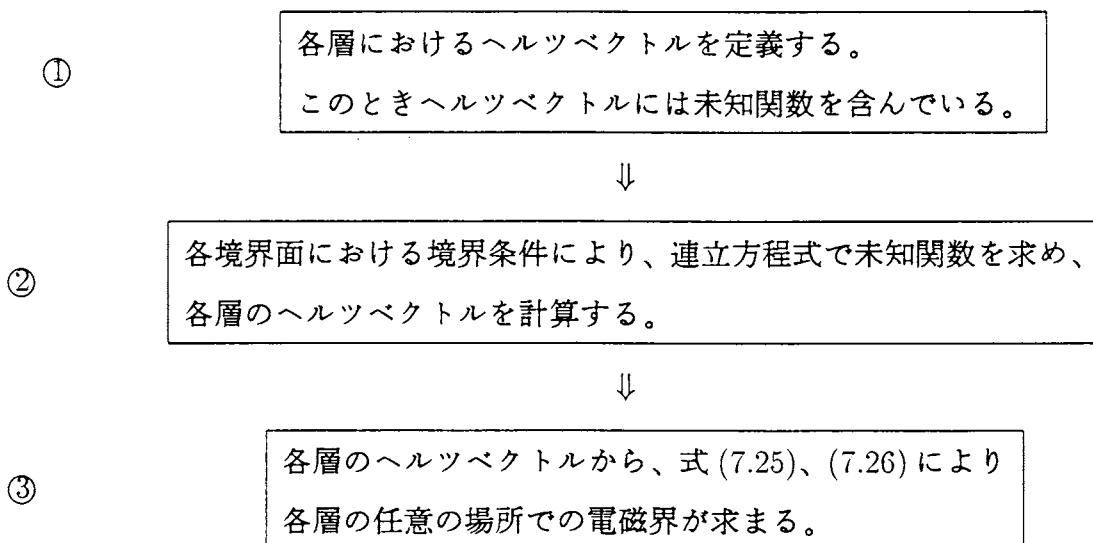
第 8 章 各層の任意の点での電磁界の計算

前章ではヘルツベクトルを説明し、これを用いて電磁界を表せることを示した。本章ではいくつかのモデルにおける各層のヘルツベクトルの導出過程を示しながら、電磁界を計算し、シミュレーション結果と併せて検討する。

8.1 計算方法

まず電磁界を計算する過程を説明する。次頁に計算方法の模式図を再掲する。計算に当たって、水平ループアンテナから発された電磁波が地中を伝搬する過程 1 (Step 1) と電磁波が地中に埋没している物体に当たって反射し、地上で再び観測されるまでの過程 2 (Step 2) に大きく分けて考える。本章では Step1 での計算方法を扱い、Step2 については次章で述べる。

Step1 での計算手順を具体的に説明すると次のようになる。



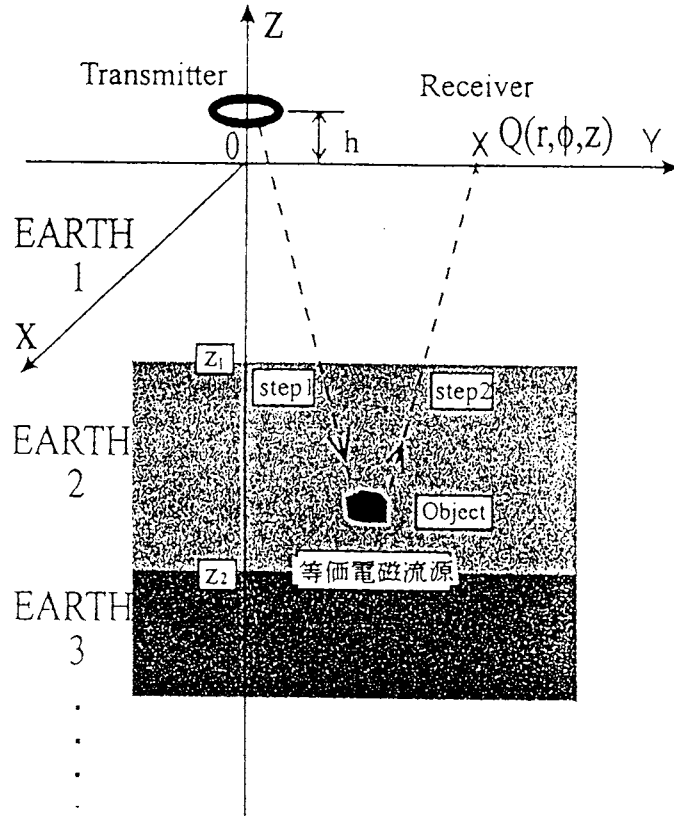


図 8.1: 計算方法の模式図 (再掲)

この計算手順を様々なモデルで実行してみる。

8.2 2層モデル

まず簡単な2層モデルについて計算手順を説明し、実際的なパラメータを用いて磁界をシミュレートした結果も同時に示す。

8.2.1 ヘルツベクトルの計算手順

大気(0層)と地中(1層)の2層モデル図を次に示す。

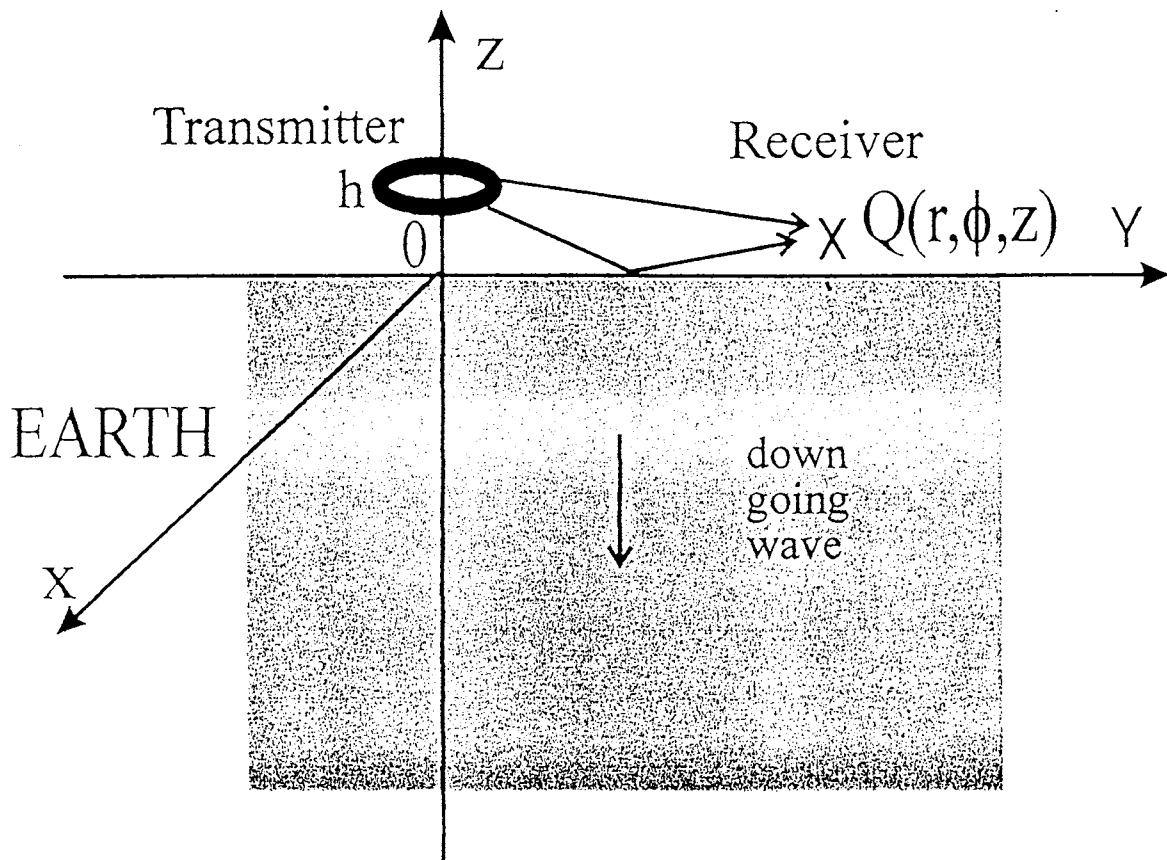


図 8.2: 2層モデル図

水平ループアンテナの場合、 Π_m はz方向成分のみであるのでスカラとして Π_m が用いられる。また軸対称性により ϕ には無関係であるため、式(7.28)～(7.33)はそれぞれ次のように表すことができる。

$$H_r = \frac{\partial^2 \Pi_m}{\partial r \partial z} \quad (8.1)$$

$$H_\phi = 0 \quad (8.2)$$

$$H_z = k^2 \Pi_m + \frac{\partial^2 \Pi_m}{\partial z^2} \quad (8.3)$$

$$E_r = 0 \quad (8.4)$$

$$E_\phi = -j\omega\mu_0 \frac{\partial \Pi_m}{\partial r} \quad (8.5)$$

$$E_z = 0 \quad (8.6)$$

大気、地中のヘルツベクトルをそれぞれ Π_0 、 Π_e とすると、地表面における磁界と電界の接線成分 H_r 及び E_ϕ の連続性により、地表面 ($z = 0$) での境界条件は次式で与えられる。

$$\begin{cases} \frac{\partial \Pi_0}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_e}{\partial z} \\ \Pi_0 = \Pi_e \end{cases} \quad (8.7)$$

ところで大気へのヘルツベクトル Π_0 はループアンテナからのダイレクト波のヘルツベクトル Π_p と地面からの散乱波のヘルツベクトル Π_s の和として表される。

$$\Pi_0 = \Pi_p + \Pi_s \quad (8.8)$$

一方、地中においては上昇波 (*up-going wave*) と下降波 (*down-going wave*) の和で表されるが、今の 2 層モデルの場合、地中が同一媒質でかつ無限に厚いとしているので、上昇波を無視して考えることができる。つまり、地中のヘルツベクトル Π_e は下降波のヘルツベクトル Π_d に等しい。すなわち

$$\Pi_e = \Pi_d \quad (8.9)$$

Π_p は振幅を表す定数因子と時間因子を省略すると次のように表すことができる。

$$\Pi_p = \frac{e^{-jk_0 R}}{R} \quad (8.10)$$

ただし、 $R = \sqrt{r^2 + (z-h)^2}$ であり、さらに次のように変形することができる。

$$\Pi_p = \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0 |z-h|} \lambda d\lambda \quad (8.11)$$

他方において、 Π_s と Π_d はそれぞれ次のようにおくことができる。

$$\Pi_s = \int_0^\infty f_s(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\nu_0 z} \lambda d\lambda \quad (8.12)$$

$$\Pi_d = \int_0^\infty f_d(\lambda) J_0(\lambda r) e^{\nu_1 z} \lambda d\lambda \quad (8.13)$$

ここで、 $\nu_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}$ である。 $f_s(\lambda)$ および $f_d(\lambda)$ は λ の関数であり、これらは式 (8.11)、(8.12)、(8.13) を境界条件の式 (8.7) に代入することにより求めることができ、次の結果を得る。

$$f_s(\lambda) = \left(-\frac{1}{\nu_0} + \frac{2}{\nu_1 + \nu_0} \right) e^{-\nu_0 h} \quad (8.14)$$

$$f_d(\lambda) = \frac{2}{\nu_1 + \nu_0} e^{-\nu_0 h} \quad (8.15)$$

式 (8.14)、(8.15) を式 (8.12)、(8.13) に代入することにより、次のように Π_s 、 Π_d が求まる。

$$\Pi_s = -\int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda + 2 \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \quad (8.16)$$

$$\Pi_d = 2 \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_0(\lambda r) e^{\nu_1 z - \nu_0 h} \lambda d\lambda \quad (8.17)$$

式 (8.10)、(8.16)、(8.17) を式 (8.8)、(8.9) に代入すれば、次式のように大気と地中のヘルツベクトルが求められる。

$$\begin{aligned} \Pi_0 &= \frac{e^{-jk_0 R}}{R} - \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \\ &\quad + 2 \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \end{aligned} \quad (8.18)$$

$$\Pi_e = 2 \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_0(\lambda r) e^{\nu_1 z - \nu_0 h} \lambda d\lambda \quad (8.19)$$

Π_0 の第 2 項目は波源の位置 S の大地に対する鏡像 S' での仮想波源からの直接波を表しているといえる。特に大地が完全導体であれば $k_1 = \infty$ となり、

$$\Pi_0 = \frac{e^{-jk_0 R}}{R} - \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \quad (8.20)$$

$$\Pi_e = 0 \quad (8.21)$$

を得る。完全導体の場合、 S と S' とにそれぞれに垂直送信源があり、 S' には S と全く同相同大の波源があるとしたときの観測点 P のヘルツ関数の和として表されることを意味する。

8.2.2 電磁界の計算

今求まった大気、地中のヘルツベクトルの式 (8.18)、(8.19) を式 (8.1) ~ (8.6) の Π_m に置き換えて別々に計算し、磁気モーメント P_m などの振幅を表す定数因子を付け加えることにより、大気、地中での電磁界は次のようになる。

大気：

$$\begin{aligned} H_r &= \frac{P_m}{4\pi\mu_0} \left[-\frac{r(z-h)e^{-jk_0 R}}{R^5} \left\{ k_0^2 R^2 + 3(-jk_0 R - 1) \right\} \right. \\ &\quad \left. - \int_0^\infty J_1(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda + 2 \int_0^\infty \frac{\nu_0}{\nu_1 + \nu_0} J_1(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \right] \end{aligned} \quad (8.22)$$

$$H_\phi = 0 \quad (8.23)$$

$$H_z = \frac{P_m}{4\pi\mu_0} \left[k_0^2 \frac{e^{-jk_0 R}}{R} + \left\{ -jk_0(z-h)^2 R + (-jk_0 R - 1) R^2 \right\} \right]$$

$$\begin{aligned} & +(-jk_0R - 1)(-jk_0R - 3)(z - h)^2 \left\{ \frac{e^{-jk_0R}}{R^5} - \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda^3 d\lambda \right. \\ & \left. + 2 \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda^3 d\lambda \right\} \end{aligned} \quad (8.24)$$

$$E_r = 0 \quad (8.25)$$

$$\begin{aligned} E_\phi = -\frac{j\omega P_m}{4\pi} \left\{ -\frac{r(jk_0R + 1)e^{-jk_0R}}{R^3} + \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_1(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \right. \\ \left. - 2 \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_1(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \right\} \end{aligned} \quad (8.26)$$

$$E_z = 0 \quad (8.27)$$

地中：

$$H_r = -\frac{P_m}{2\pi\mu_0} \int_0^\infty \frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_0} J_1(\lambda r) e^{\nu_1 z - \nu_0 h} \lambda d\lambda \quad (8.28)$$

$$H_\phi = 0 \quad (8.29)$$

$$H_z = \frac{P_m}{2\pi\mu_0} \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_0(\lambda r) e^{\nu_1 z - \nu_0 h} \lambda^3 d\lambda \quad (8.30)$$

$$E_r = 0 \quad (8.31)$$

$$E_\phi = \frac{j\omega P_m}{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_1(\lambda r) e^{\nu_1 z - \nu_0 h} \lambda d\lambda \quad (8.32)$$

$$E_z = 0 \quad (8.33)$$

ここで

$$P_m = \mu N I S \quad (8.34)$$

で、 N 、 I 、 S はそれぞれループ巻き数、入力電流、ループ面積である。

8.2.3 シミュレート結果

先に導出した磁界の式に 7 章で記載されている実際的なパラメータを使用したときのシミュレート結果を次頁以降に示す。

$f = 100[\text{Hz}]$ あるいは $f = 100[\text{kHz}]$ における z 軸から $10[\text{m}] \sim 50[\text{m}]$ の距離での深度 z と磁束密度 B_z の関係を表したものである。

各距離ごとに 1 頁ずつ割り当ててあり、各頁の下図は地表面付近を拡大したものである。実線は地表面を、破線はループアンテナの高さを示している。なお、縦軸の磁束密度は次式によって求められる。

$$B_z = 20 \log_{10} \left(\frac{\mu_0 H_z}{1.0 \times 10^{-9}} \right) [dB_nT] \quad (8.35)$$

理論通り、周波数 f が低い方が減衰幅が小さかった。地上のループアンテナから放射された電磁波が地表面付近に来ると、磁界が一瞬大きくなり、地表面で最大となる。これは大地付近で起こりやすい表面波の影響と思われる。この最大値は水平方向距離が同じのとき、 f にかかわらず等しくなっているので r の関数かまたは近似的に r の関数となっていると考えられる。ループアンテナの高さで磁界が最大にならないのは大地の存在による散乱磁界であって、地面からの反射波の他に余分に存在するものである。これは *ray theory* では現れないもので、有限距離、有限強度の電波源による取り扱いによって初めて出てきたものである。この散乱波は送受信点の高さが低くなれば、その高さには無関係となる [26]。

地表面付近の大地側でも表面波の影響と思われる部分が見られる。

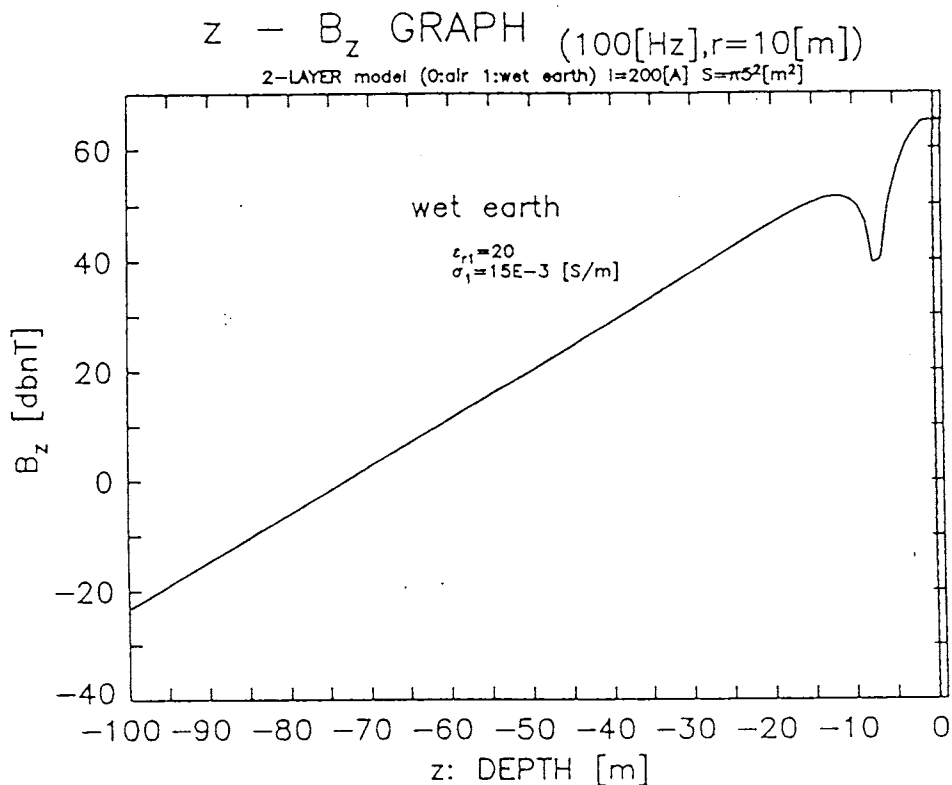


図 8.3: 2層モデル (1層:大気、2層:湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[\text{Hz}]$ 、 $r = 10[\text{m}]$)

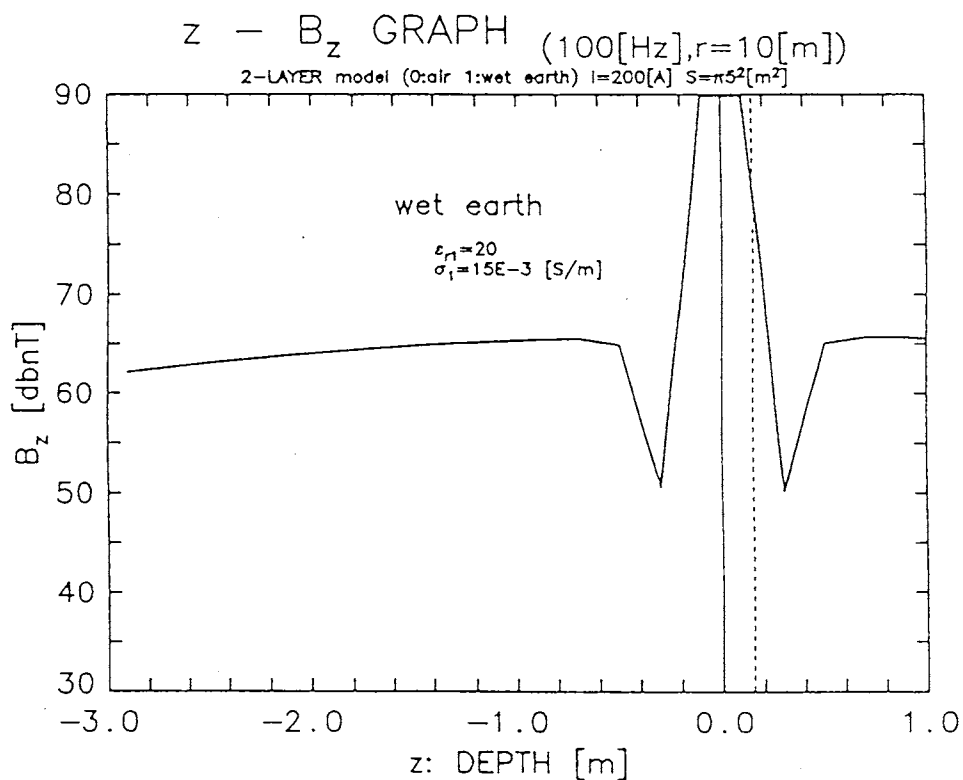


図 8.4: 地表面付近の拡大図

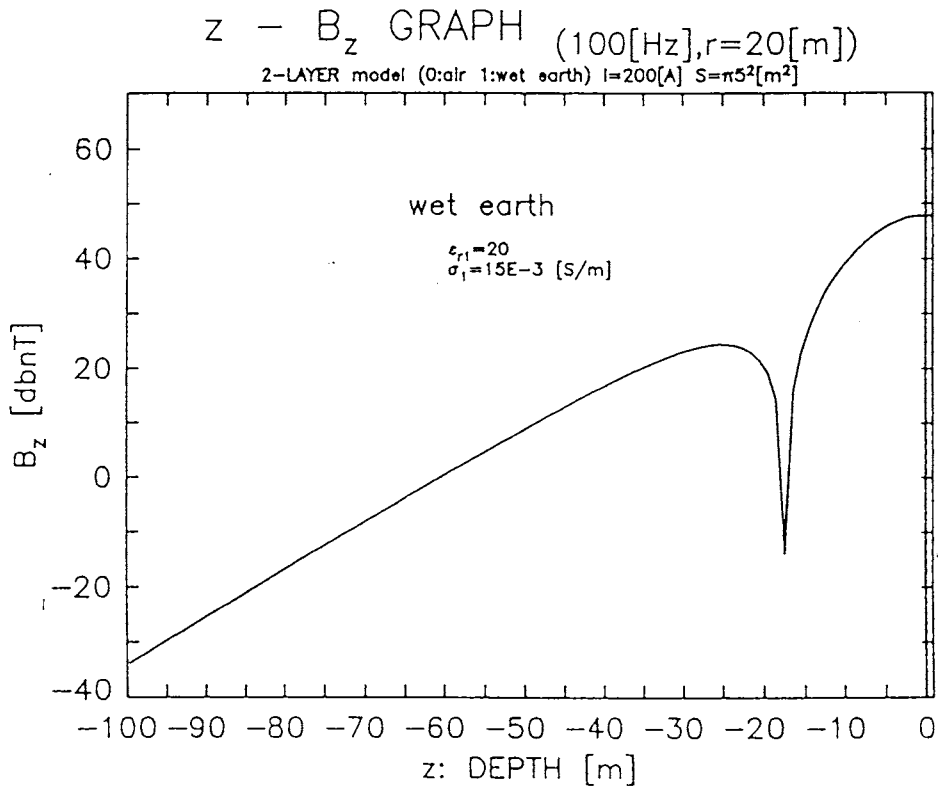


図 8.5: 2 層モデル (1 層 : 大気、2 層 : 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[Hz]$ 、 $r = 20[m]$)

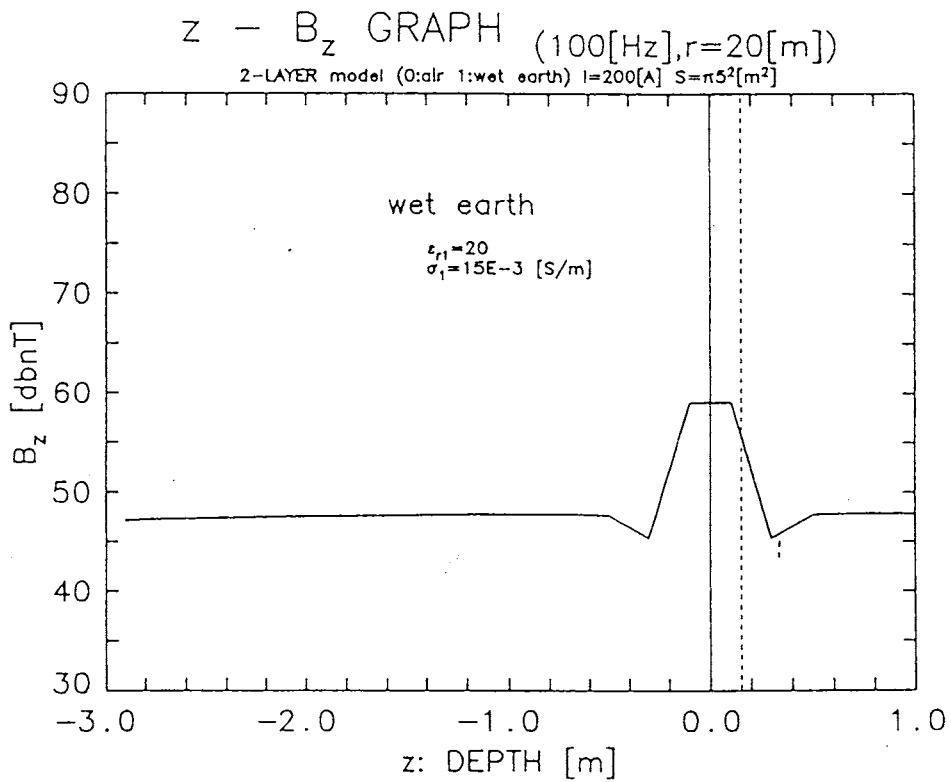


図 8.6: 地表面付近の拡大図

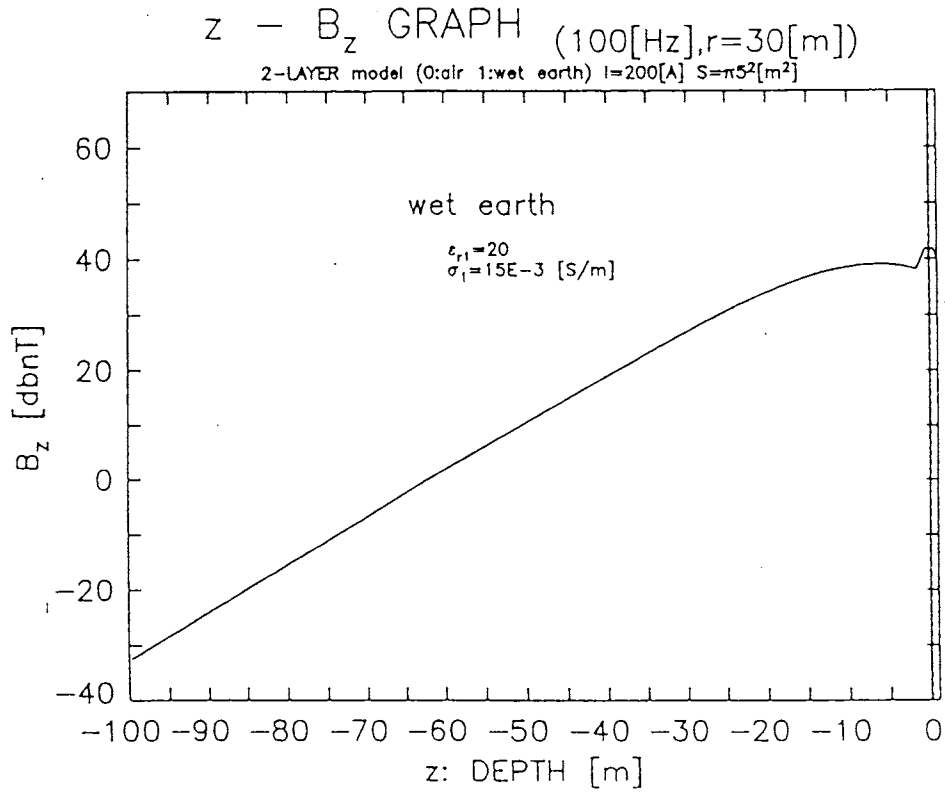


図 8.7: 2層モデル (1層:大気、2層:湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[\text{Hz}]$, $r = 30[\text{m}]$)

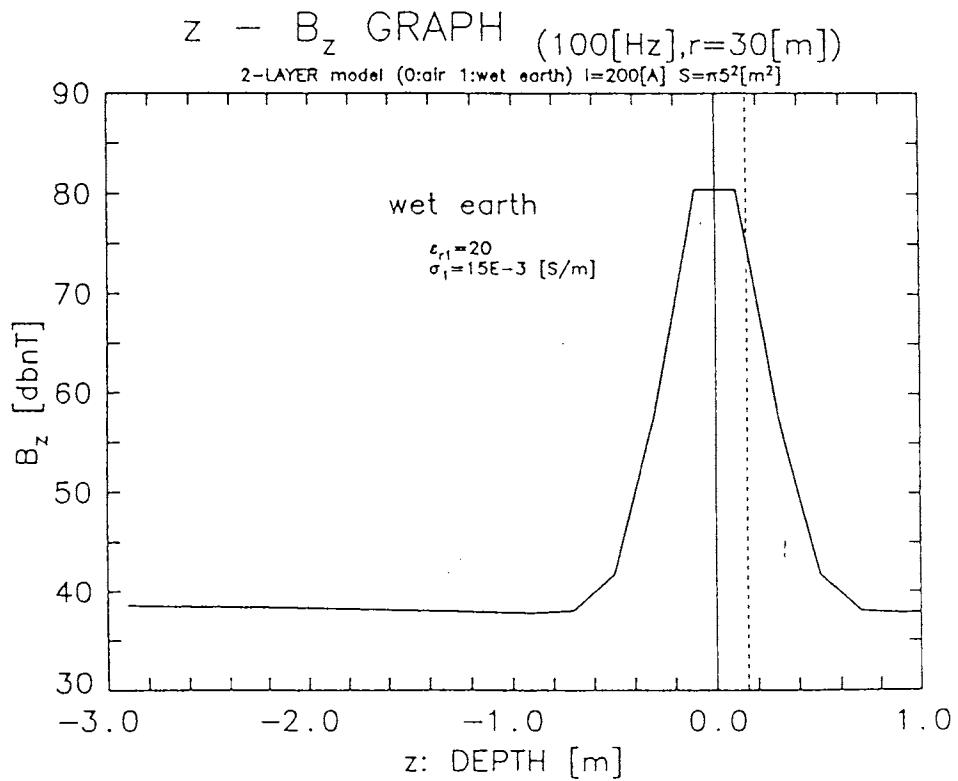


図 8.8: 地表面付近の拡大図

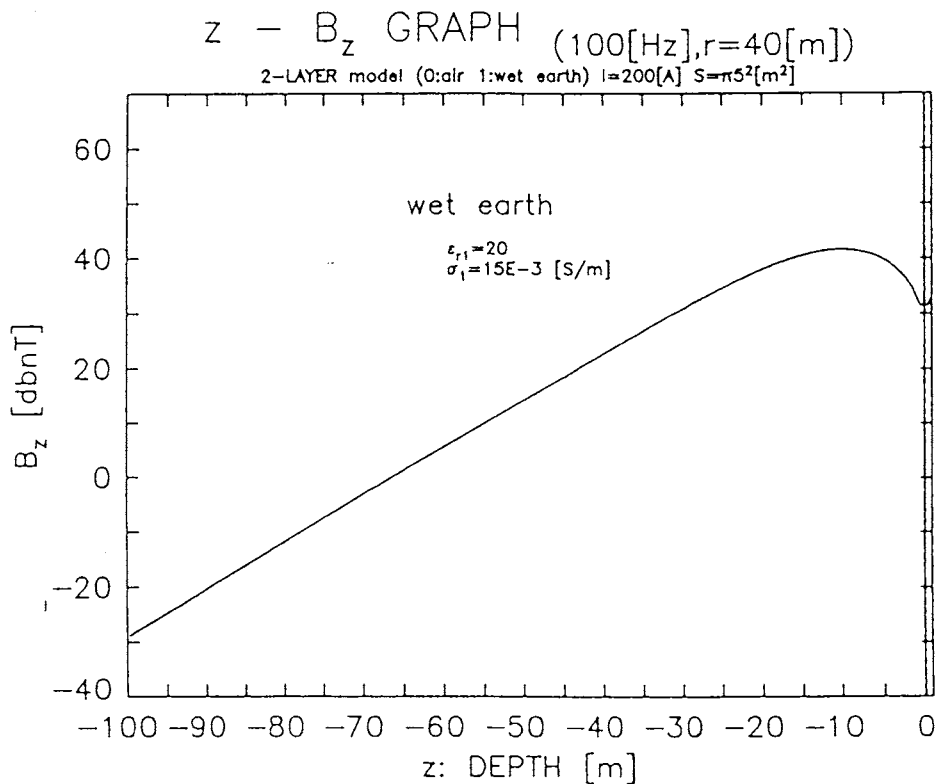


図 8.9: 2 層モデル (1 層 : 大気、2 層 : 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[Hz]$ 、 $r = 40[m]$)

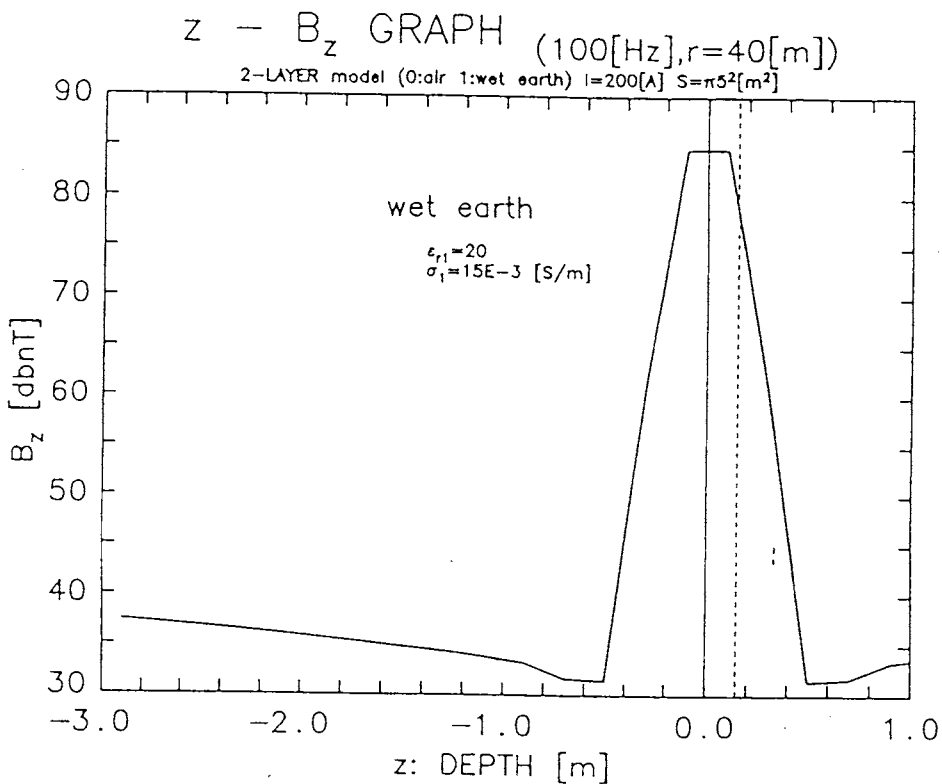


図 8.10: 地表面付近の拡大図

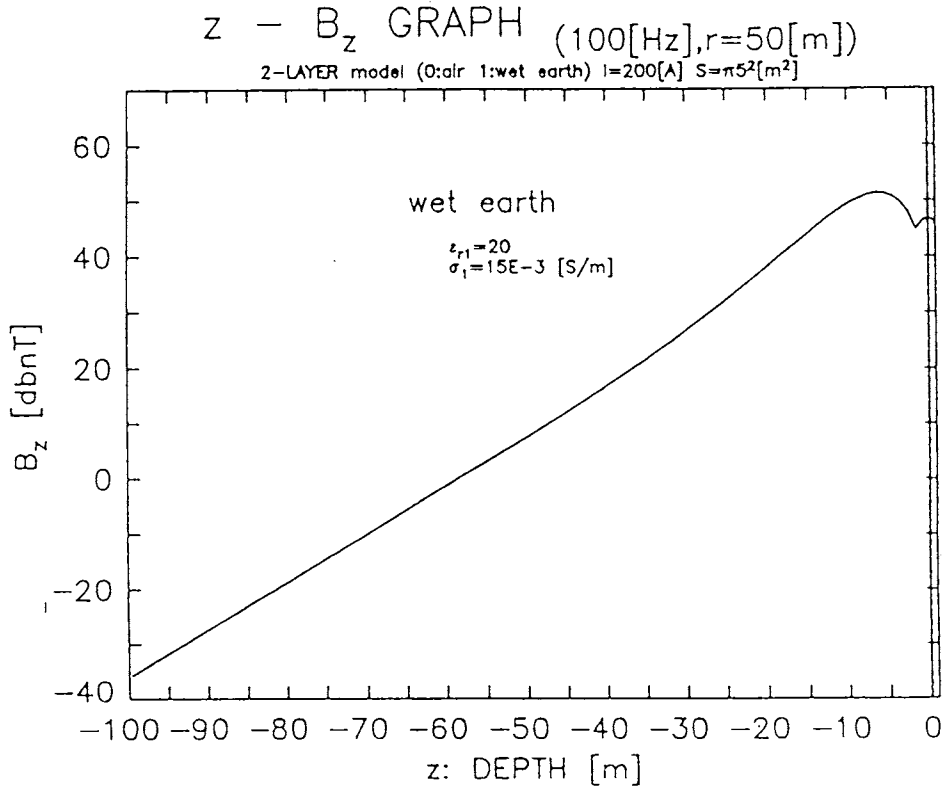


図 8.11: 2層モデル (1層:大気、2層:湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100$ [Hz]、 $r = 50$ [m])

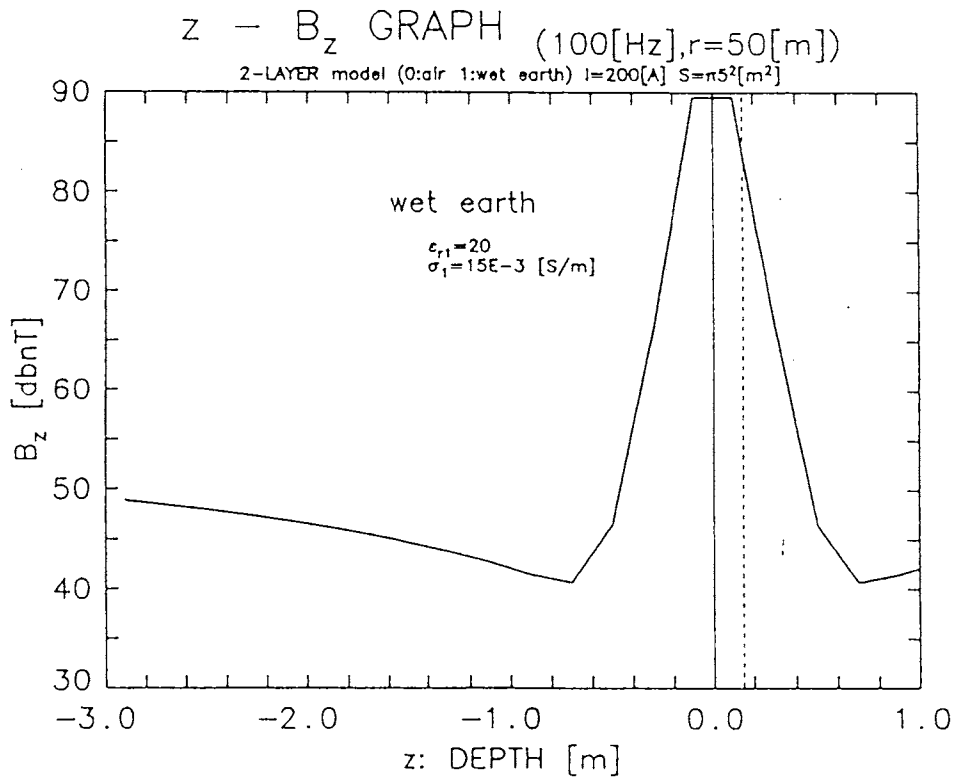


図 8.12: 地表面付近の拡大図

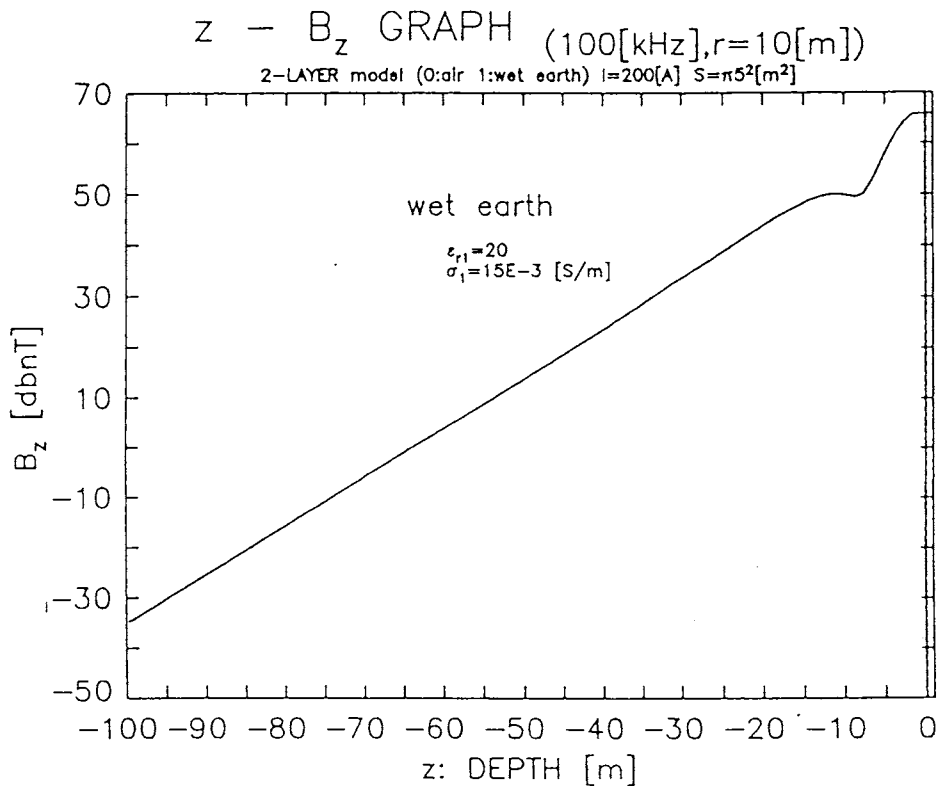


図 8.13: 2層モデル(1層:大気、2層:湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[kHz]$ 、 $r = 10[m]$)

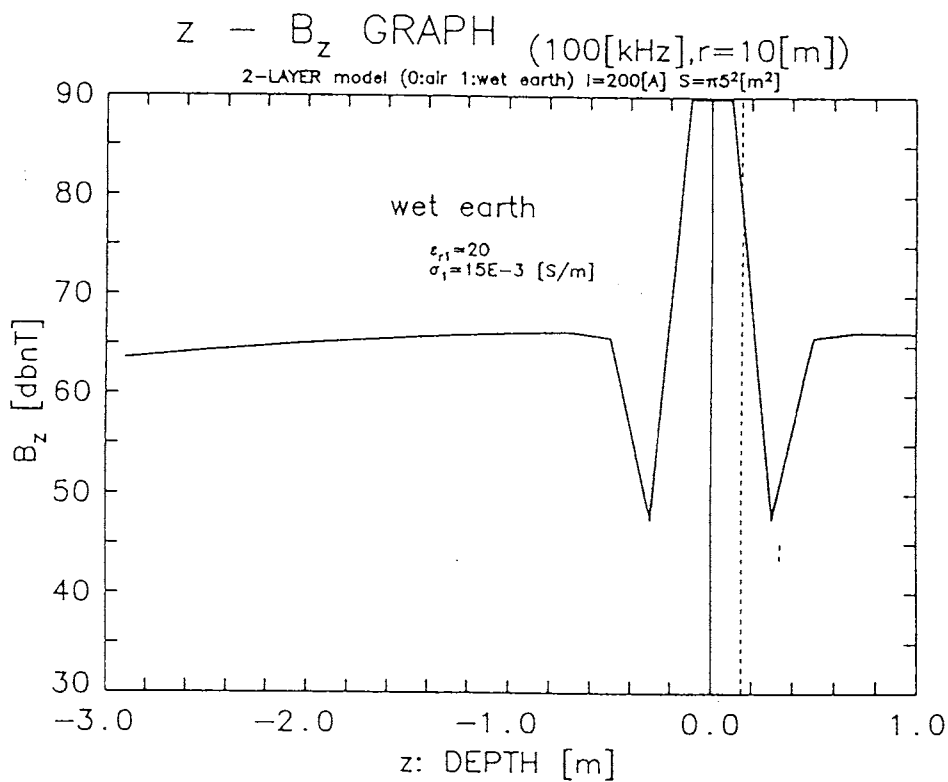


図 8.14: 地表面付近の拡大図

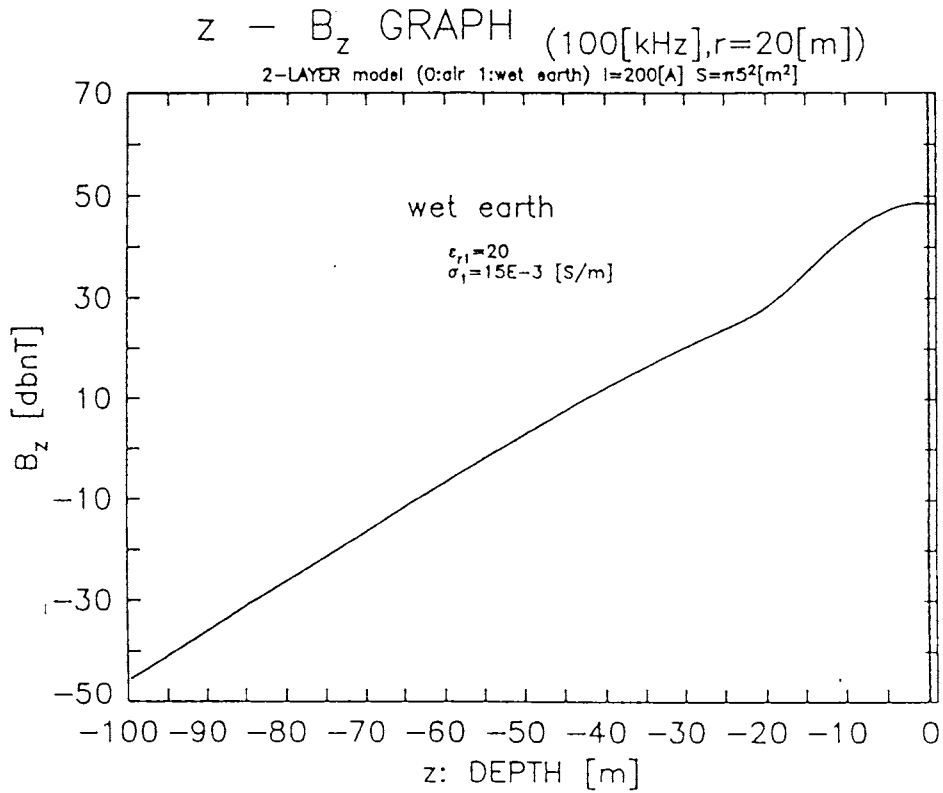


図 8.15: 2層モデル (1層:大気、2層:湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[kHz]$ 、 $r = 20[m]$)

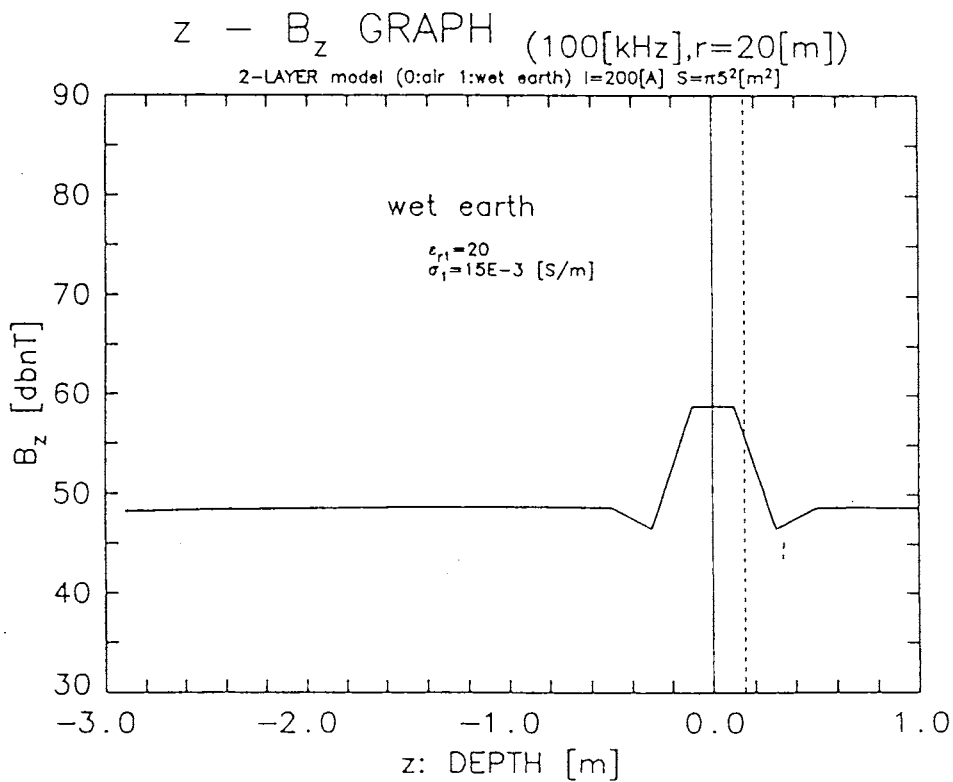


図 8.16: 地表面付近の拡大図

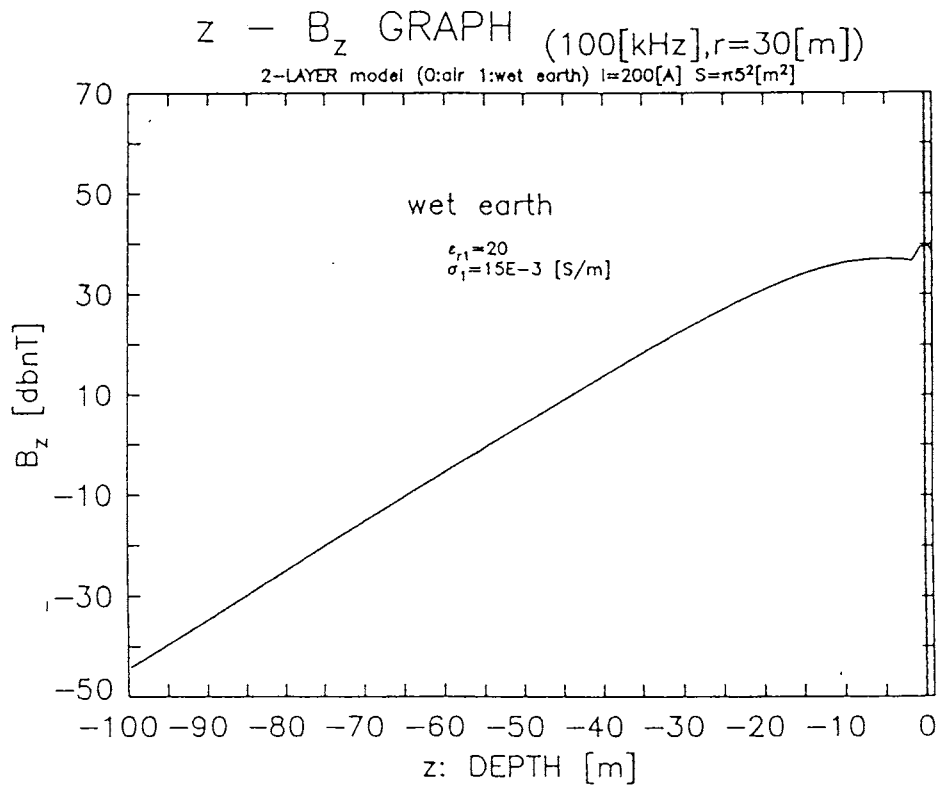


図 8.17: 2層モデル (1層:大気、2層:湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[kHz]$ 、 $r = 30[m]$)

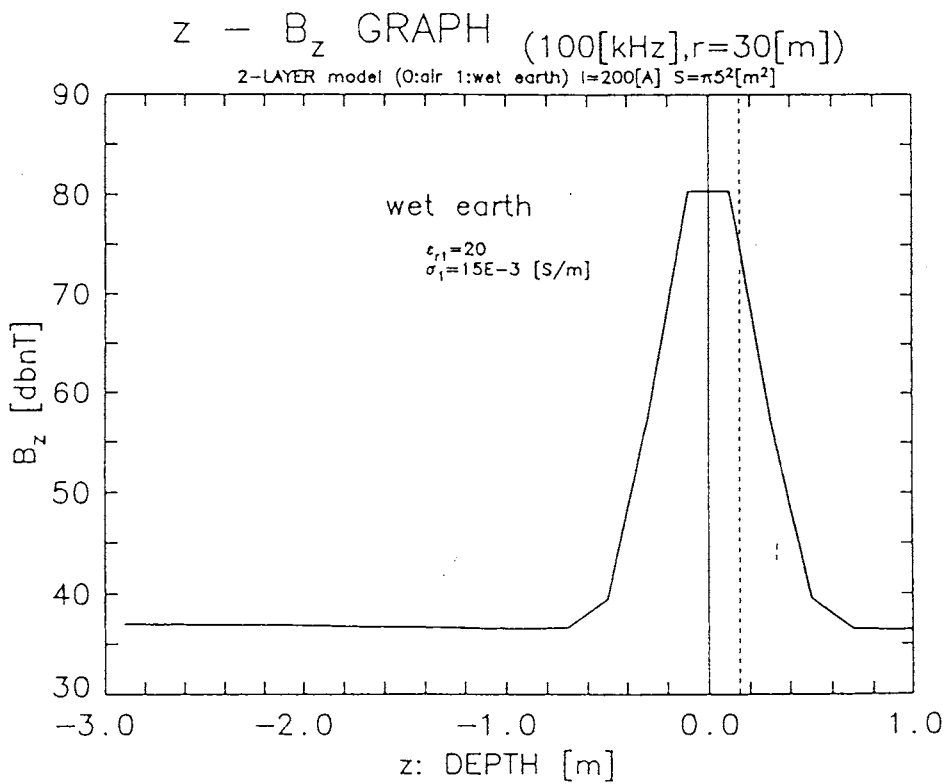


図 8.18: 地表面付近の拡大図

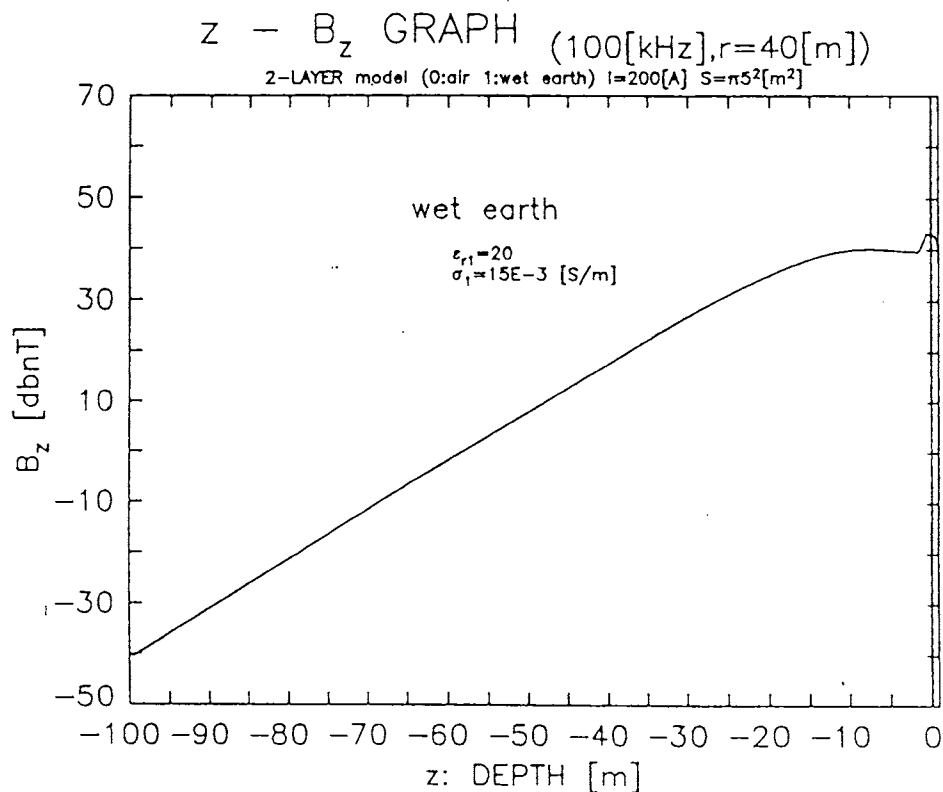


図 8.19: 2層モデル (1層: 大気、2層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[\text{kHz}]$, $r = 40[\text{m}]$)

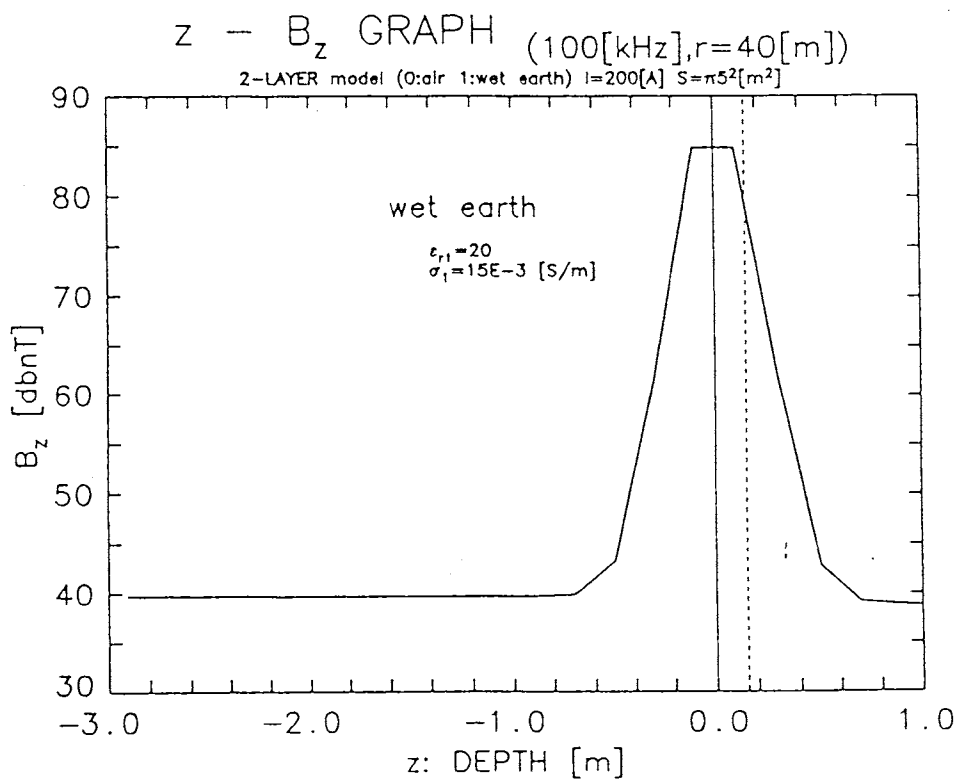


図 8.20: 地表面付近の拡大図

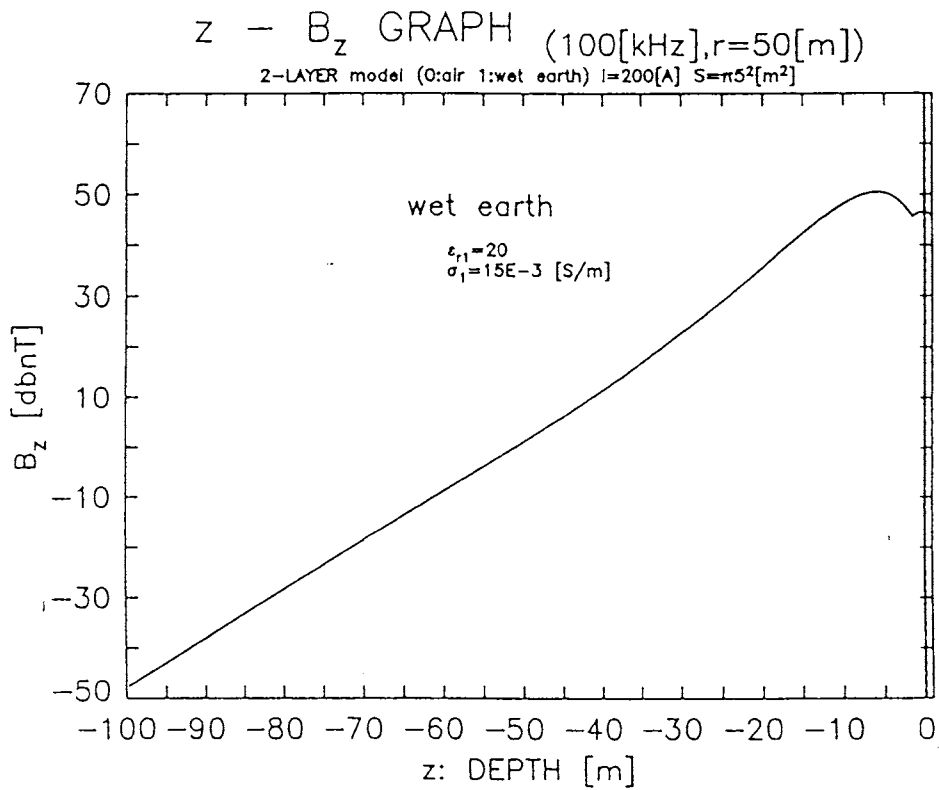


図 8.21: 2 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[kHz]$ 、 $r = 50[m]$)

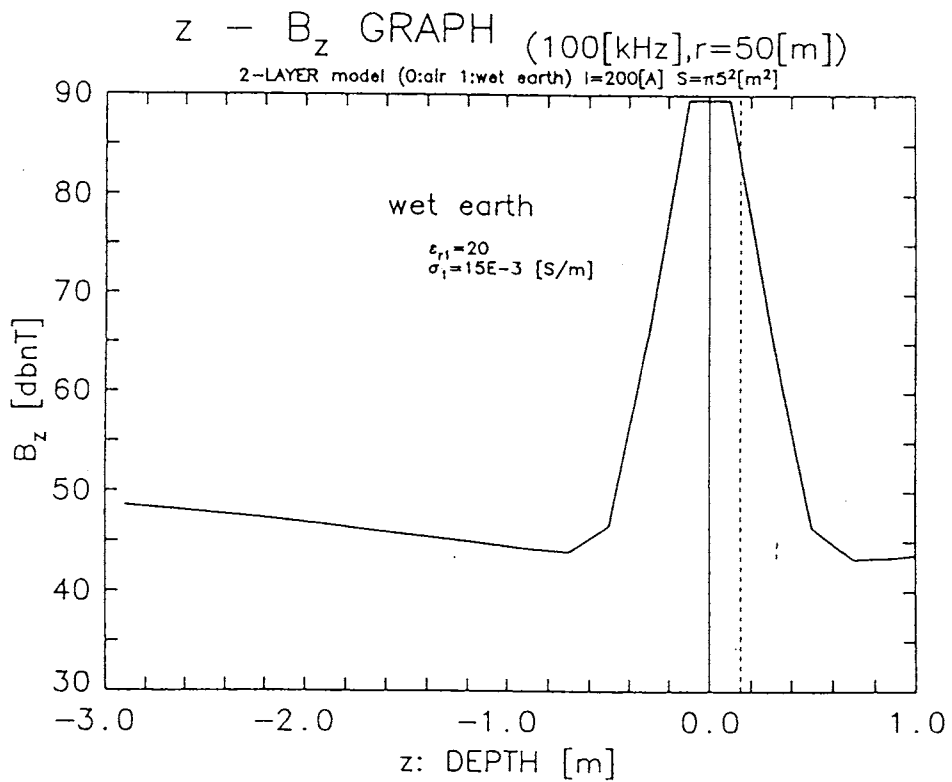


図 8.22: 地表面付近の拡大図

8.3 3層モデル

次は2層モデルでの考え方を3層にあてはめてみる。

8.3.1 ヘルツベクトルの計算手順

大気(0層)と地層1(湿土)、地層2(乾土)の3層モデル図を次に示す。

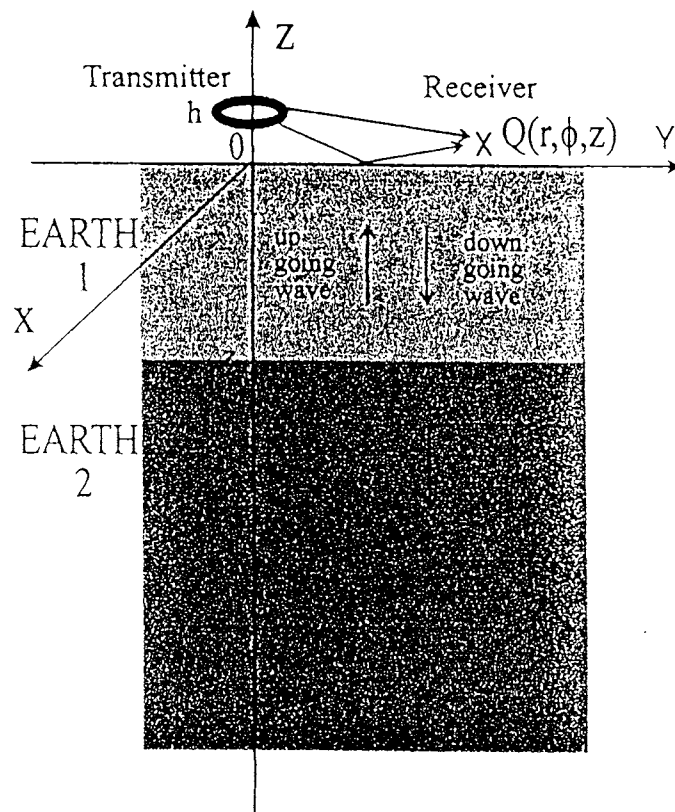


図 8.23: 3層モデル図

2層モデルと同様な方法でヘルツベクトルを求める。大気、地層1、地層2のヘルツベクトルをそれぞれ Π_0 、 Π_{e1} 、 Π_{e2} とおくと、地表面($z=0$)と、地層1と地層2の境界面($z=z_1$)における磁界と電界の接線成分 H_t および E_ϕ の連続性により境界条件はそれぞれ

式 (8.36)、(8.37) で与えられる。

$$\begin{cases} \frac{\partial \Pi_0}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_{e1}}{\partial z} \\ \Pi_0 = \Pi_{e1} \end{cases} \quad (8.36)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \Pi_{e1}}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_{e2}}{\partial z} \\ \Pi_{e1} = \Pi_{e2} \end{cases} \quad (8.37)$$

大気のヘルツベクトル Π_0 はループアンテナからのダイレクト波のヘルツベクトル Π_p と地層 1 からの散乱波のヘルツベクトル Π_s の和で表される。

$$\Pi_0 = \Pi_p + \Pi_s \quad (8.38)$$

また、地層 1 のヘルツベクトル Π_{e1} は上昇波のヘルツベクトル Π_{u1} と下降波のヘルツベクトル Π_{d1} の和で表される。つまり、

$$\Pi_{e1} = \Pi_{u1} + \Pi_{d1} \quad (8.39)$$

3 層モデルの場合、地層 2 は無限に厚いと考えることができるので、上昇波は無視できる。したがって、地層 2 のヘルツベクトル Π_{e2} は下降波のヘルツベクトル Π_{d2} に等しい。すなわち、

$$\Pi_{e2} = \Pi_{d2} \quad (8.40)$$

各ヘルツベクトルをそれぞれ次のようにおく。

$$\begin{aligned} \Pi_p &= \frac{e^{-jk_0 R}}{R} \\ &= \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0 |z-h|} \lambda d\lambda \end{aligned} \quad (8.41)$$

$$\Pi_s = \int_0^\infty f_s(\lambda r) e^{-\nu_0 z} \lambda d\lambda \quad (8.42)$$

$$\Pi_{u1} = \int_0^\infty f_{u1}(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\nu_1 z} \lambda d\lambda \quad (8.43)$$

$$\Pi_{d1} = \int_0^\infty f_{d1}(\lambda) J_0(\lambda r) e^{\nu_1 z} \lambda d\lambda \quad (8.44)$$

$$\Pi_{d2} = \int_0^\infty f_{d2}(\lambda) J_0(\lambda r) e^{\nu_2 z} \lambda d\lambda \quad (8.45)$$

ただし、 $R = \sqrt{r^2 + (z-h)^2}$ 、 $\nu_n = \sqrt{\lambda^2 - k_n^2}$ であり、 $f_s(\lambda)$ 、 $f_{u1}(\lambda)$ 、 $f_{d1}(\lambda)$ 、 $f_{d2}(\lambda)$ は各境界面での境界条件により求まる未知関数である。

式 (8.41) ~ (8.45) を式 (8.38) ~ (8.40) に代入して、境界条件の式 (8.36) と (8.37) を用いて計算すれば、未知関数は次のように導かれる。

$$f_s(\lambda) = \left[-\frac{1}{\nu_0} + \frac{2\{-(\nu_2 - \nu_1)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)e^{-\nu_1 z_1}\}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \right] e^{-\nu_0 h} \quad (8.46)$$

$$f_{u1}(\lambda) = \frac{-2(\nu_2 - \nu_1)e^{\nu_1 z_1 - \nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \quad (8.47)$$

$$f_{d1}(\lambda) = \frac{2(\nu_2 + \nu_1)e^{-\nu_1 z_1 - \nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \quad (8.48)$$

$$f_{d2}(\lambda) = \frac{4\nu_1 e^{-\nu_2 z_1 - \nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \quad (8.49)$$

式 (8.46)、(8.47)、(8.48)、(8.49) をそれぞれ式 (8.42)、(8.43)、(8.44)、(8.45) に代入して、各ヘルツベクトルが次のように定まる。

$$\begin{aligned} \Pi_s &= -\int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \\ &\quad + 2 \int_0^\infty \frac{2\{-(\nu_2 - \nu_1)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)e^{-\nu_1 z_1}\} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.50) \end{aligned}$$

$$\Pi_{u1} = -\int_0^\infty \frac{2(\nu_2 - \nu_1) J_0(\lambda r) e^{-\nu_1(z-z_1) - \nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.51)$$

$$\Pi_{d1} = \int_0^\infty \frac{2(\nu_2 + \nu_1) J_0(\lambda r) e^{\nu_1(z-z_1) - \nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.52)$$

$$\Pi_{d2} = \int_0^\infty \frac{4\nu_1 J_0(\lambda r) e^{\nu_2(z-z_1) - \nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.53)$$

これらを式 (8.38)、(8.39)、(8.40) に代入することにより、各層のヘルツベクトルが次のように求まる。

$$\begin{aligned} \Pi_0 &= \frac{e^{-jk_0 R}}{R} - \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \\ &\quad + \int_0^\infty \frac{2\{-(\nu_2 - \nu_1)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)e^{-\nu_1 z_1}\} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.54) \end{aligned}$$

$$\Pi_{e1} = \int_0^\infty \frac{-2\{(\nu_2 - \nu_1)e^{-\nu_1(z-z_1)} - (\nu_2 + \nu_1)e^{\nu_1(z-z_1)}\} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.55)$$

$$\Pi_{e2} = \int_0^\infty \frac{4\nu_1 J_0(\lambda r) e^{\nu_2(z-z_1) - \nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0)e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.56)$$

さて、 $\nu_1 = \nu_2$ 、 $k_1 = k_2$ とすれば、2層モデルの場合と一致することが確認できる。

8.3.2 電磁界の計算

今導出した大気、地層 1、地層 2 のヘルツベクトルを 2 層モデルと同様に式 (8.1) ~ (8.6) の Π_m に置き換えてそれぞれ計算し、定数因子を付け加えて次のように各層の電磁界が定まる。

大気:

$$H_r = \frac{P_m}{4\pi\mu_0} \left[-\frac{r(z-h) \{k_0^2 R^2 + 3(-jk_0 R - 1)\} e^{-jk_0 R}}{R^5} - \int_0^\infty J_1(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda^3 d\lambda \right. \\ \left. + \int_0^\infty \frac{2\nu_0 \{-(\nu_2 - \nu_1) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1) e^{-\nu_1 z_1}\} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0) e^{-\nu_1 z_1}} \lambda^3 d\lambda \right] \quad (8.57)$$

$$H_\phi = 0 \quad (8.58)$$

$$H_z = \frac{P_m}{4\pi\mu_0} \left[k_0^2 \frac{e^{-jk_0 R}}{R} + \left\{ -jk_0(z-h)^2 R + (-jk_0 R - 1)R^2 \right. \right. \\ \left. \left. + (-jk_0 R - 1)(-jk_0 R - 3)(z-h)^2 \right\} \frac{e^{-jk_0 R}}{R^5} - \int_0^\infty \frac{1}{\nu_0} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda^3 d\lambda \right. \\ \left. + \int_0^\infty \frac{2 \{-(\nu_2 - \nu_1) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1) e^{-\nu_1 z_1}\} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0) e^{-\nu_1 z_1}} \lambda^3 d\lambda \right] \quad (8.59)$$

$$E_r = 0 \quad (8.60)$$

$$E_\phi = -\frac{j\omega P_m}{4\pi} \left[\frac{(-jk_0 R - 1)(z-h) e^{-jk_0 R}}{R^5} + \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1} J_1(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)} \lambda d\lambda \right. \\ \left. - \int_0^\infty \frac{2 \{-(\nu_2 - \nu_1) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1) e^{-\nu_1 z_1}\} J_1(\lambda r) e^{-\nu_0(z+h)}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0) e^{-\nu_1 z_1}} \lambda^3 d\lambda \right] \quad (8.61)$$

$$E_z = 0 \quad (8.62)$$

地層 1:

$$H_r = \frac{P_m}{2\pi\mu_0} \int_0^\infty \frac{\nu_1 \{(\nu_2 - \nu_1) e^{-\nu_1(z-z_1)} + (\nu_2 + \nu_1) e^{\nu_1(z-z_1)}\} J_1(\lambda r) e^{-\nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0) e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.63)$$

$$H_\phi = 0 \quad (8.64)$$

$$H_z = \frac{P_m}{2\pi\mu_0} \int_0^\infty \frac{\{(\nu_2 - \nu_1) e^{-\nu_1(z-z_1)} - (\nu_2 + \nu_1) e^{\nu_1(z-z_1)}\} J_0(\lambda r) e^{-\nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0) e^{-\nu_1 z_1}} \lambda^3 d\lambda \quad (8.65)$$

$$E_r = 0 \quad (8.66)$$

$$E_\phi = \frac{j\omega P_m}{2\pi} \int_0^\infty \frac{-\{(\nu_2 - \nu_1) e^{-\nu_1(z-z_1)} - (\nu_2 + \nu_1) e^{\nu_1(z-z_1)}\} J_1(\lambda r) e^{-\nu_0 h}}{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 - \nu_0) e^{\nu_1 z_1} + (\nu_2 + \nu_1)(\nu_1 + \nu_0) e^{-\nu_1 z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.67)$$

$$E_z = 0 \quad (8.68)$$

地層 2:

$$H_r = -\frac{P_m}{\pi\mu_0} \int_0^\infty \frac{\nu_1\nu_2 e^{\nu_2(z-z_1)-\nu_0h} J_1(\lambda r)}{(\nu_2-\nu_1)(\nu_1-\nu_0) e^{\nu_1z_1} + (\nu_2+\nu_1)(\nu_1+\nu_0) e^{-\nu_1z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.69)$$

$$H_\phi = 0 \quad (8.70)$$

$$H_z = \frac{P_m}{\pi\mu_0} \int_0^\infty \frac{\nu_1 e^{\nu_2(z-z_1)-\nu_0h} J_0(\lambda r)}{(\nu_2-\nu_1)(\nu_1-\nu_0) e^{\nu_1z_1} + (\nu_2+\nu_1)(\nu_1+\nu_0) e^{-\nu_1z_1}} \lambda^3 d\lambda \quad (8.71)$$

$$E_r = 0 \quad (8.72)$$

$$E_\phi = \frac{j\omega P_m}{\pi} \int_0^\infty \frac{\nu_1 e^{\nu_2(z-z_1)-\nu_0h} J_1(\lambda r)}{(\nu_2-\nu_1)(\nu_1-\nu_0) e^{\nu_1z_1} + (\nu_2+\nu_1)(\nu_1+\nu_0) e^{-\nu_1z_1}} \lambda d\lambda \quad (8.73)$$

$$E_z = 0 \quad (8.74)$$

8.3.3 シミュレート結果

先に導出した磁界の式に 2 層同様、実際的なパラメータを適用したときのシミュレート結果を次頁以降に示す。

2 層目から 3 層目に電磁波が通過するときに徐々に減衰している様子が分かる。

2 層目に的を絞って考察する。2 層目に含まれる電磁波の成分は、ループアンテナからのダイレクト波の透過波の他に 2 層目と 3 層目の境界面での反射波、地表面付近の表面波の影響波、さらにはこれらの波による干渉波が含まれていると思われる。上昇波と下降波のそれぞれの磁界の強さを計算した結果をも示してあるが、これから磁界は下降波波成分がほとんど支配していることが伺える。下降波の変動が少なからずその場所の磁界に影響を与えている。周波数が高い方が、上昇波の磁界が高くなっており、このことから周波数が高いほど位相検出に優れていることが分かる。減衰の度合に関しては、周波数が低い方が減衰度を低く保てる。

いずれの場合にせよ、境界面から離れていくと上昇波が対数軸に比例して減衰していく。このため、上昇波を受信するためにはこの磁界を大幅に増幅させないと上昇波の検出は難しいであろうということが伺える。

次に Peak 値について考察する。同一条件なら 2 層も 3 層も同じ値となるはずである。100[Hz]、100[kHz] のときの Peak 値をそれぞれ表 8.1、8.2 に示す。

ループアンテナから離れるにしたがって両者は大きな差をとっている。2 層、3 層で積分範囲上限値が異なっているための影響、または誤差計算によって定まった積分範囲上限値よりかなり小さな値で計算を打ち切ったための影響とみられる。さらにこれ以上計算した場合、式を構成している部分がシステムが扱える数値範囲を超えるため、この対策を講

じなければならない。

	2 層	3 層
$r[m]$	<i>Peak</i> 値 [dB_{nT}]	<i>Peak</i> 値 [dB_{nT}]
10	65.160	65.865
20	47.778	58.619
30	41.746	72.781
40	41.589	78.609
50	51.315	71.587

表 8.1: 100[Hz] のときの *Peak*値

	2 層	3 層
$r[m]$	<i>Peak</i> 値 [dB_{nT}]	<i>Peak</i> 値 [dB_{nT}]
10	65.885	66.726
20	48.465	58.940
30	39.630	72.712
40	43.231	78.554
50	50.633	71.739

表 8.2: 100[kHz] のときの *Peak*値

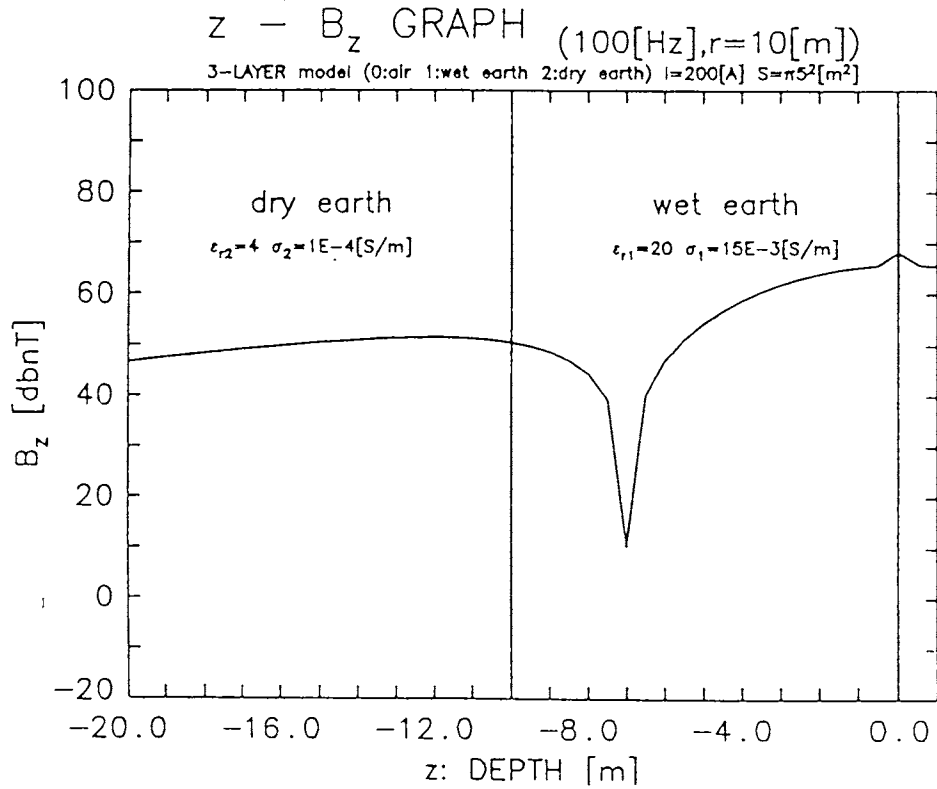


図 8.24: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[\text{Hz}]$ 、 $r = 10[\text{m}]$)

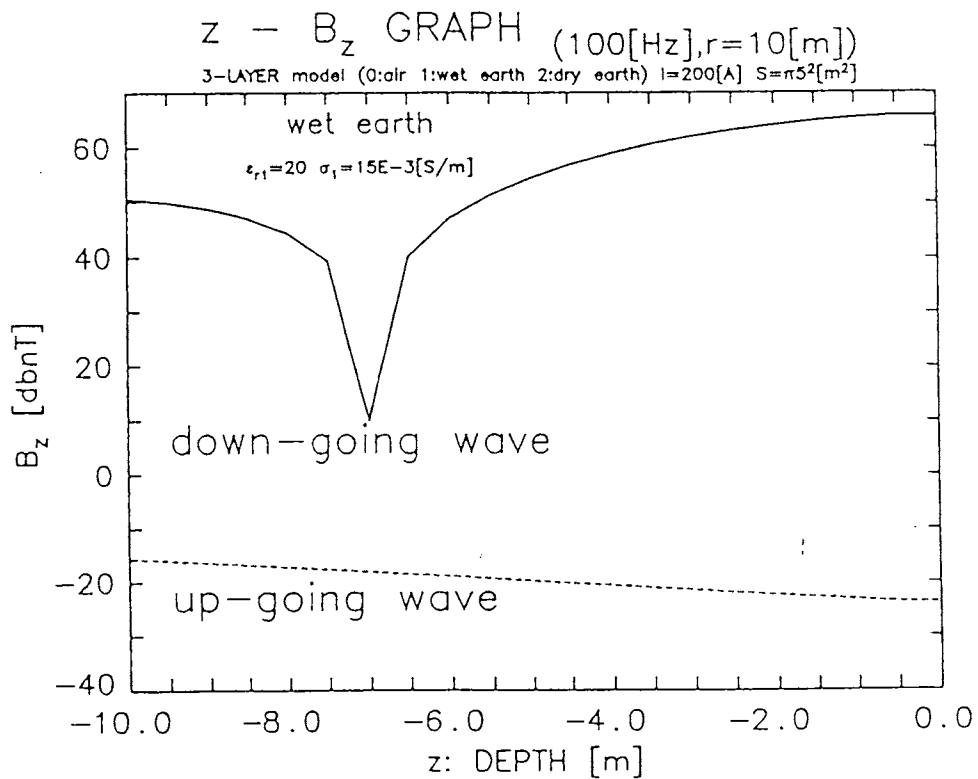


図 8.25: 層 2 での上昇波と下降波

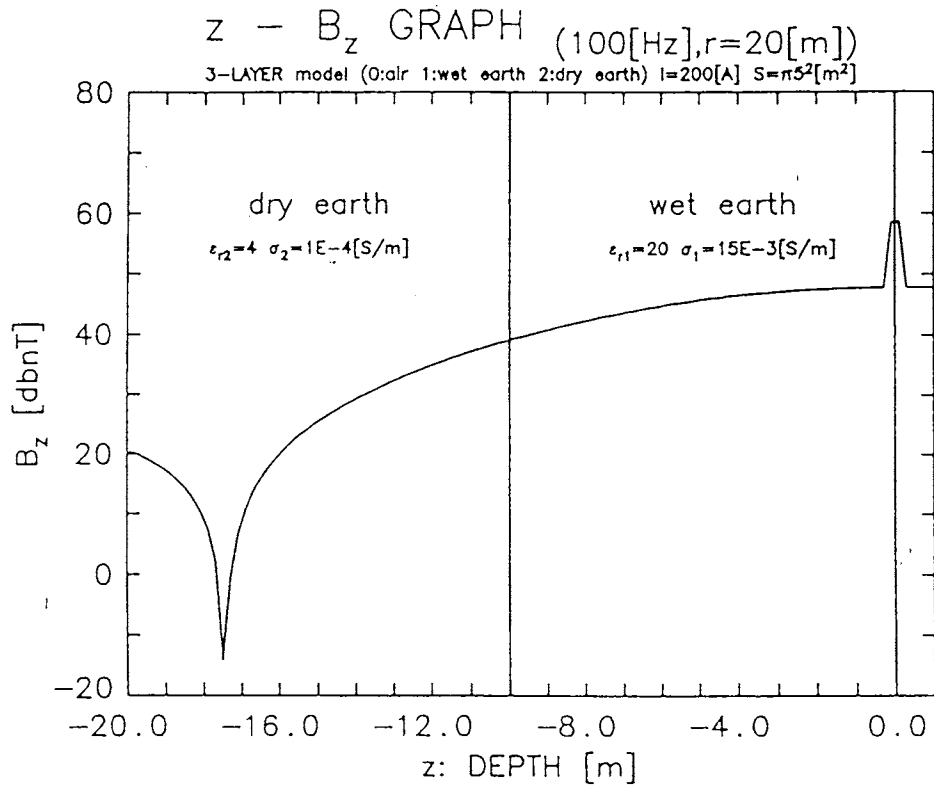


図 8.26: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100$ [Hz]、 $r = 20$ [m])

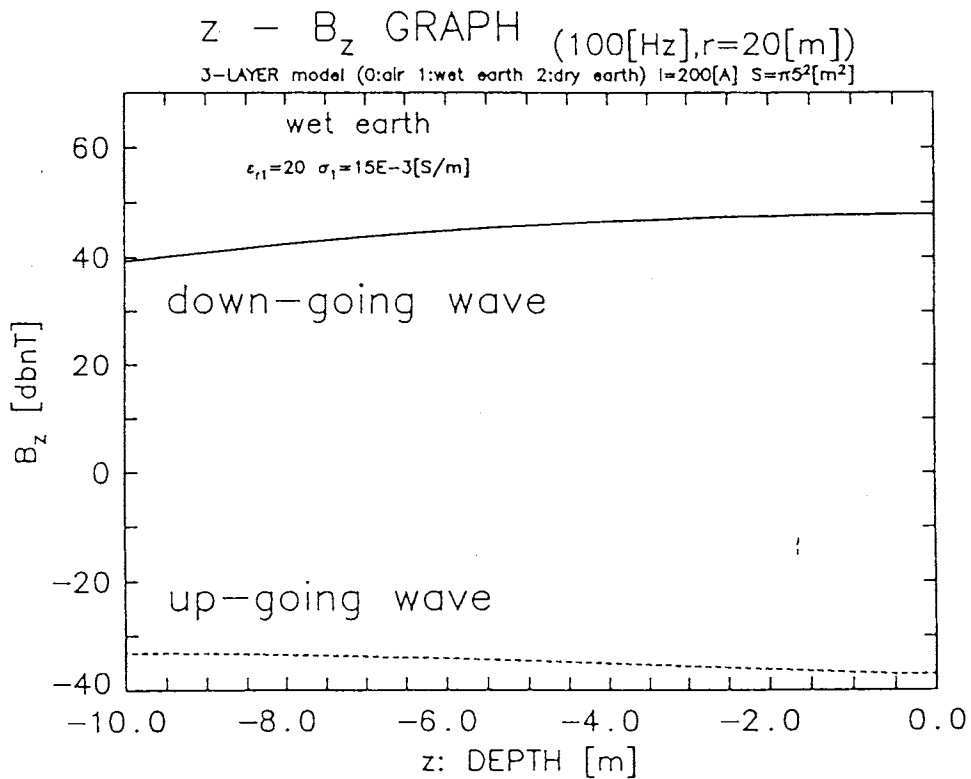


図 8.27: 層 2 での上昇波と下降波

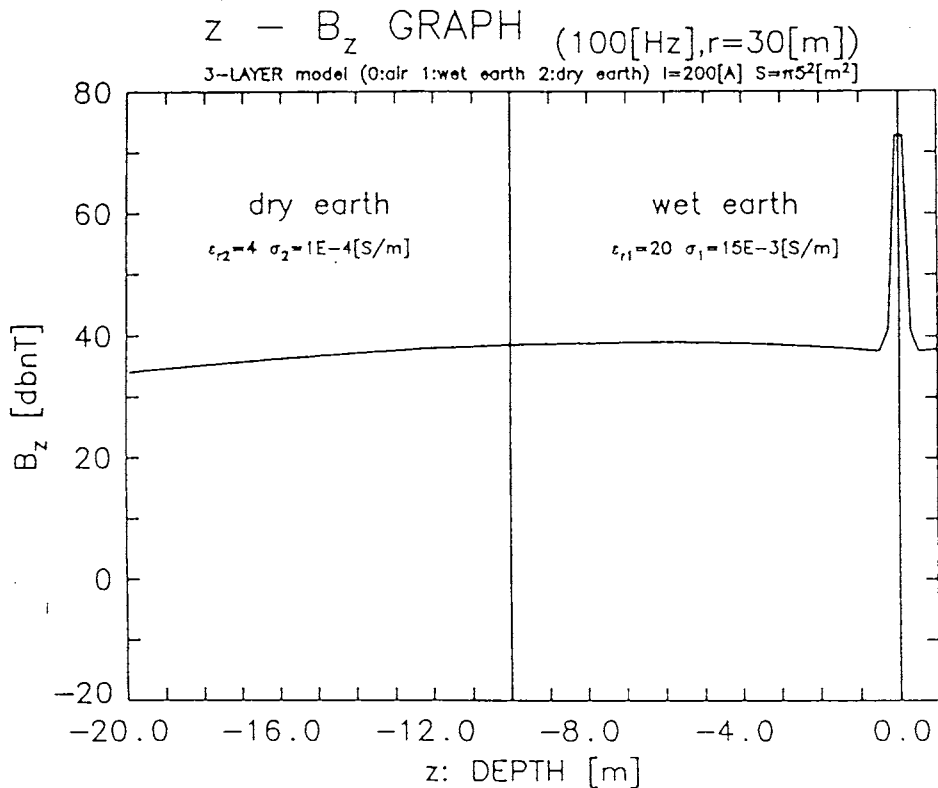


図 8.28: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[Hz]$ 、 $r = 30[m]$)

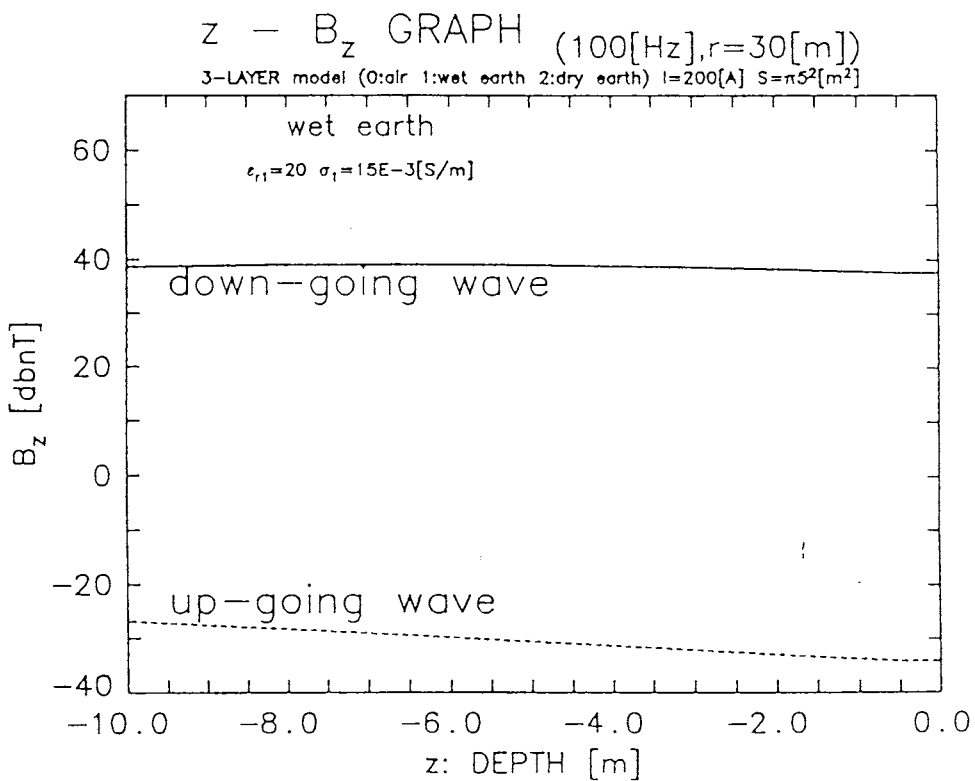


図 8.29: 層 2 での上昇波と下降波

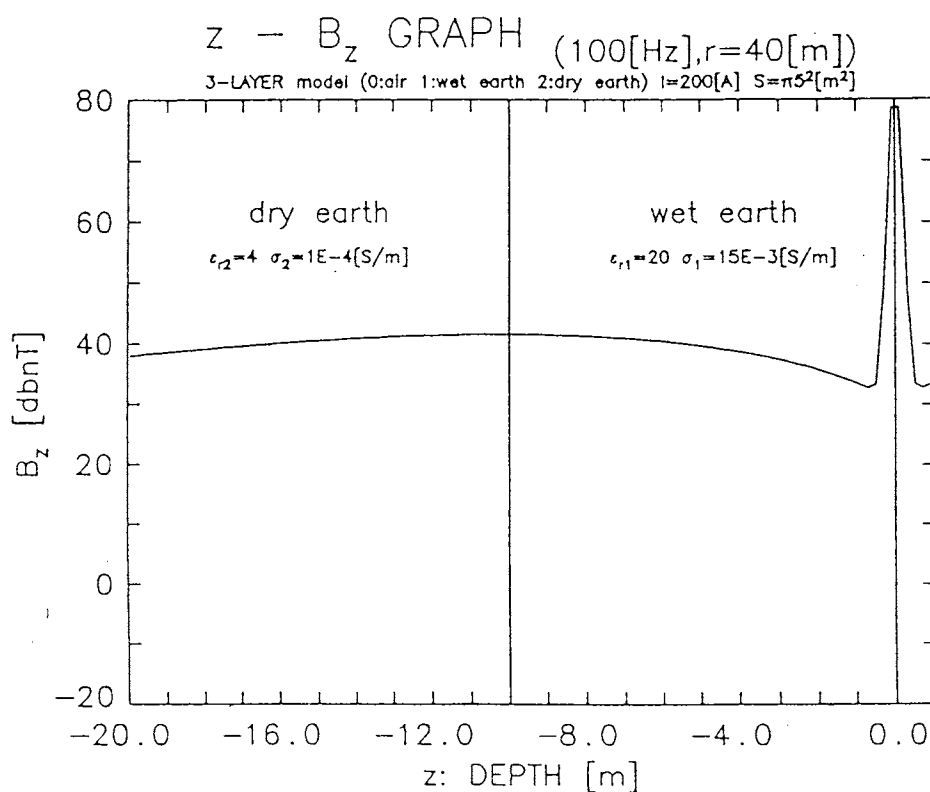


図 8.30: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100$ [Hz]、 $r = 40$ [m])

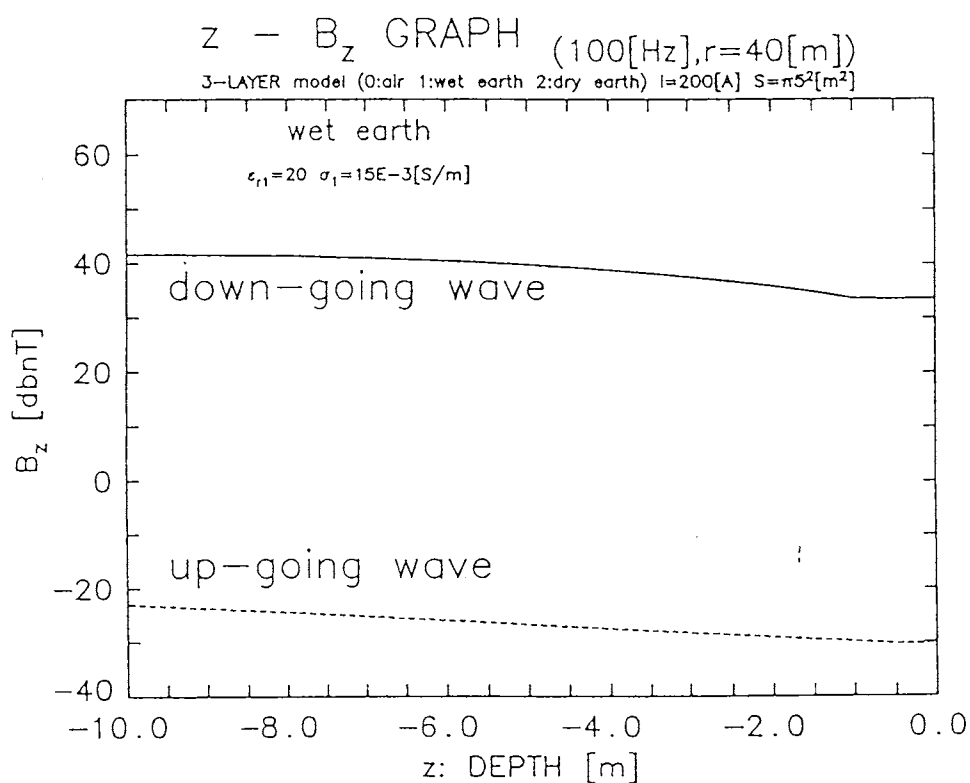


図 8.31: 2 での上昇波と下降波

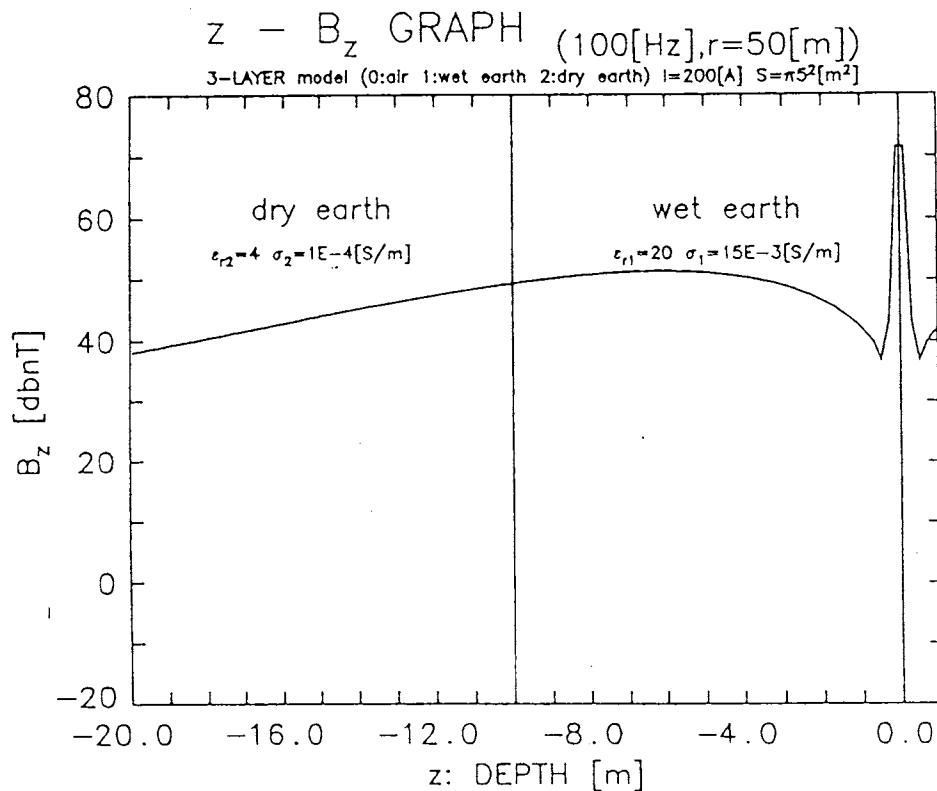


図 8.32: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[Hz]$ 、 $r = 50[m]$)

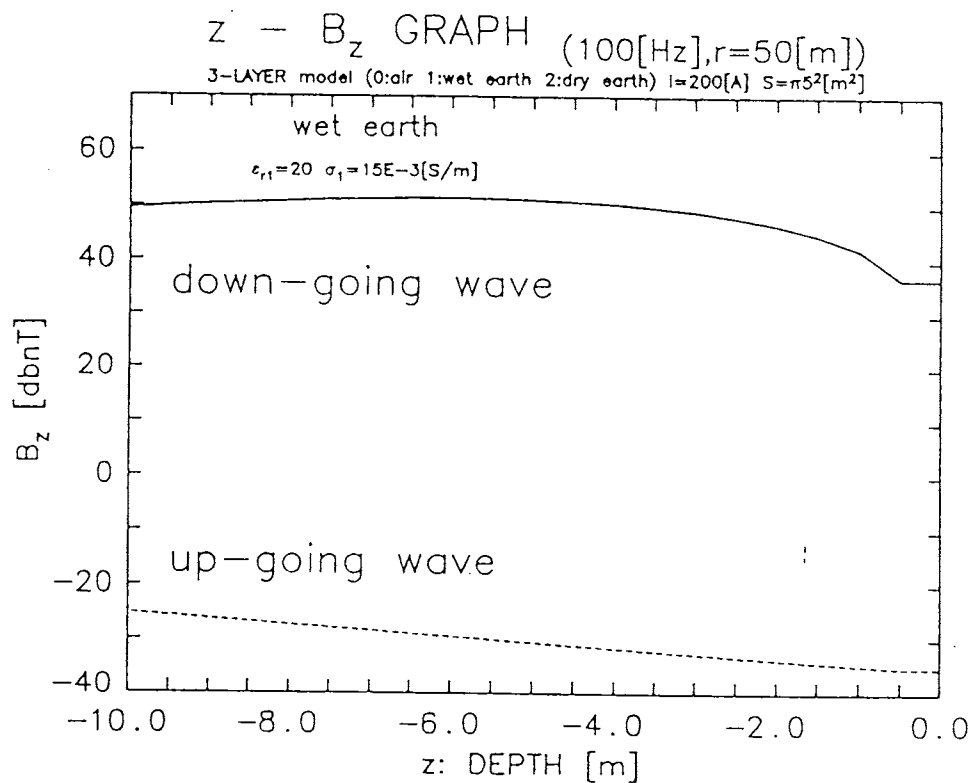


図 8.33: 層 2 での上昇波と下降波

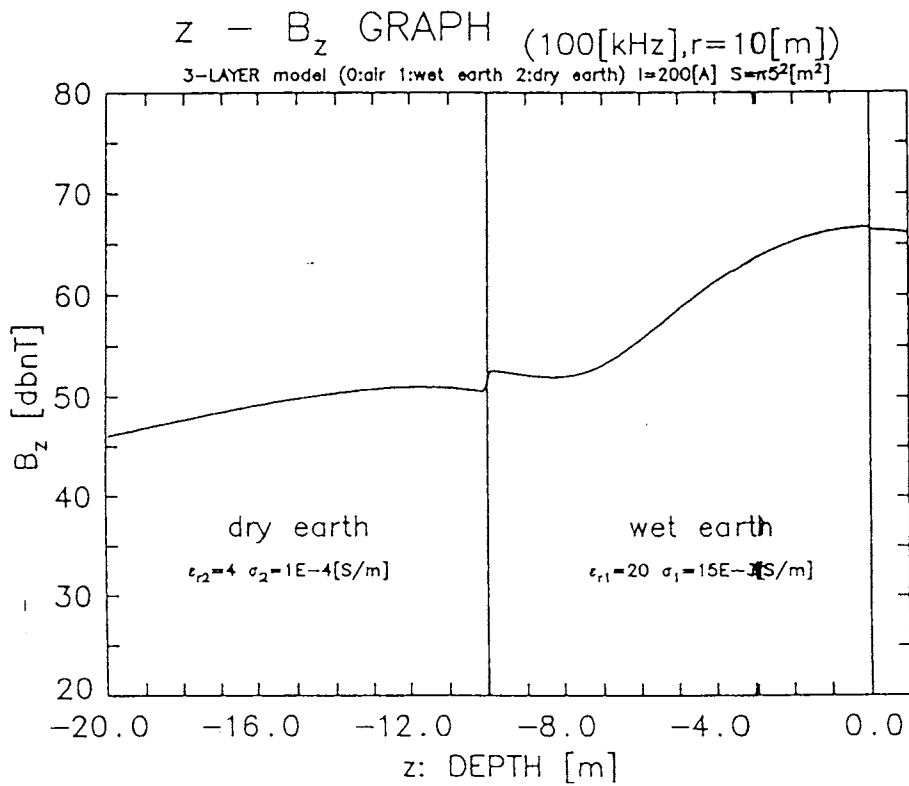


図 8.34: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[\text{kHz}]$ 、 $r = 10[\text{m}]$)

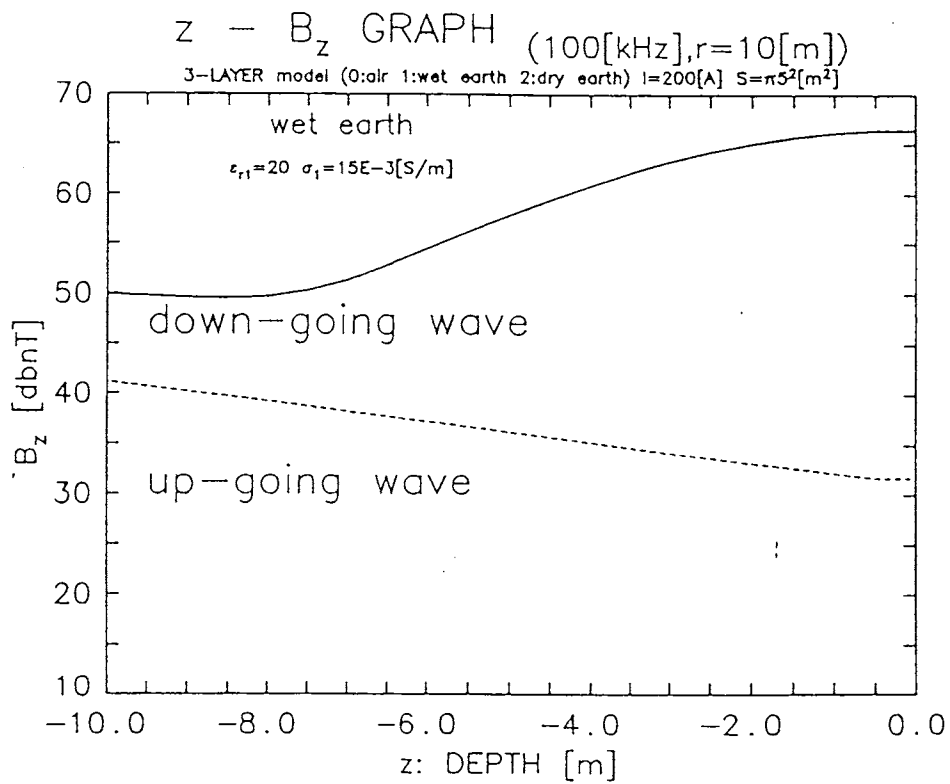


図 8.35: 層 2 での上昇波と下降波

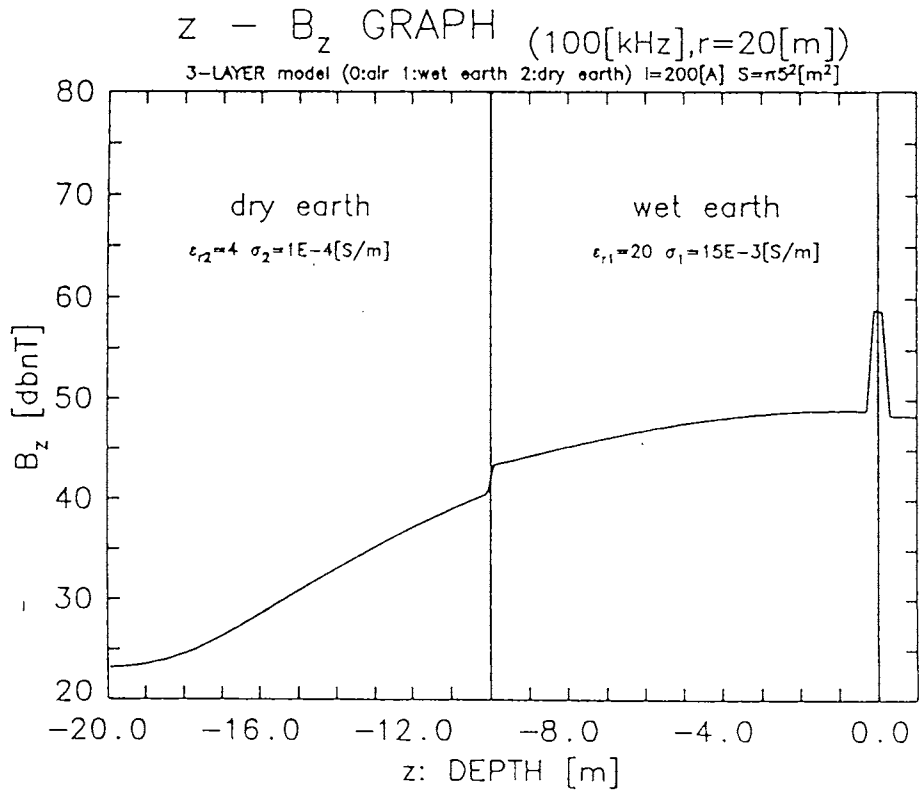


図 8.36: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[\text{kHz}]$ 、 $r = 20[\text{m}]$)

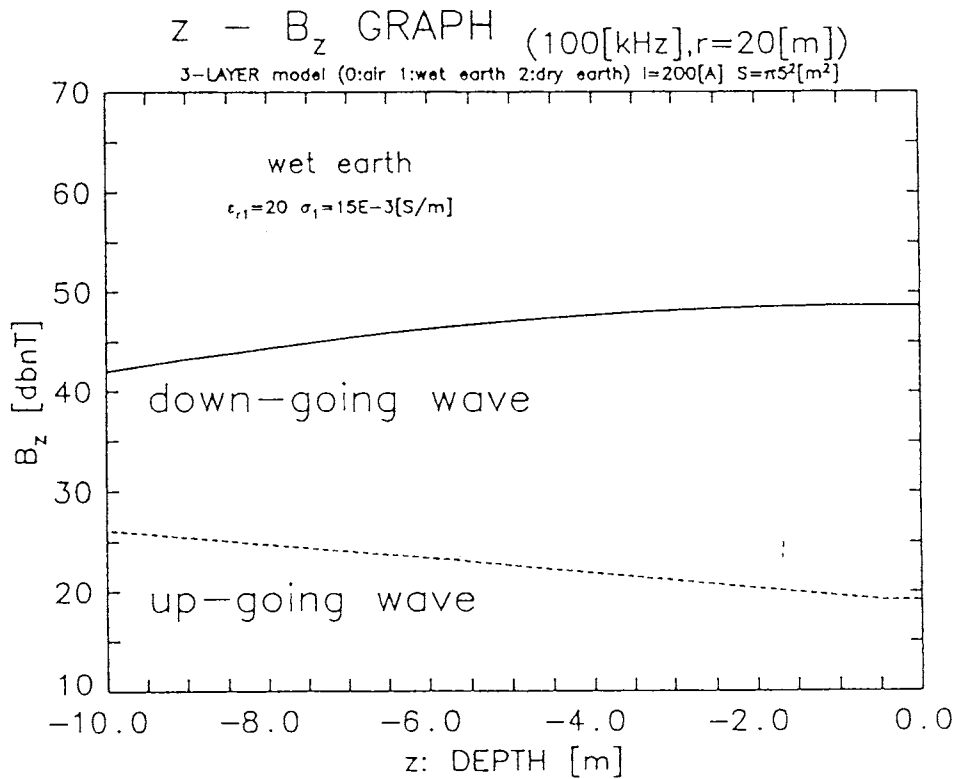


図 8.37: 層 2 での上昇波と下降波

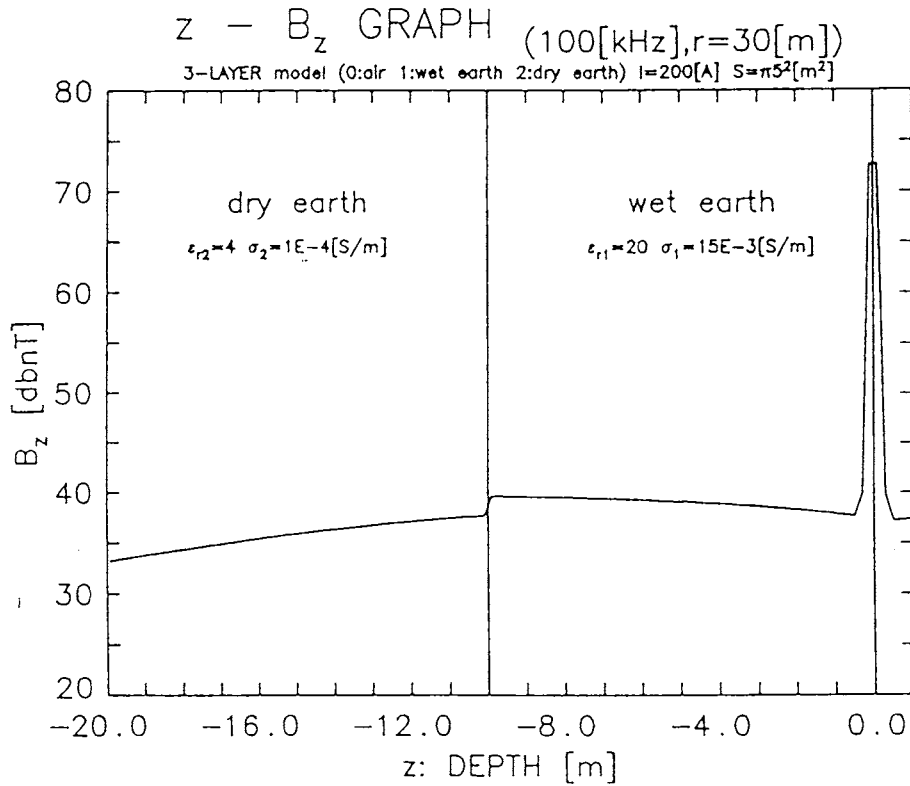


図 8.38: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100$ [kHz]、 $r = 30$ [m])

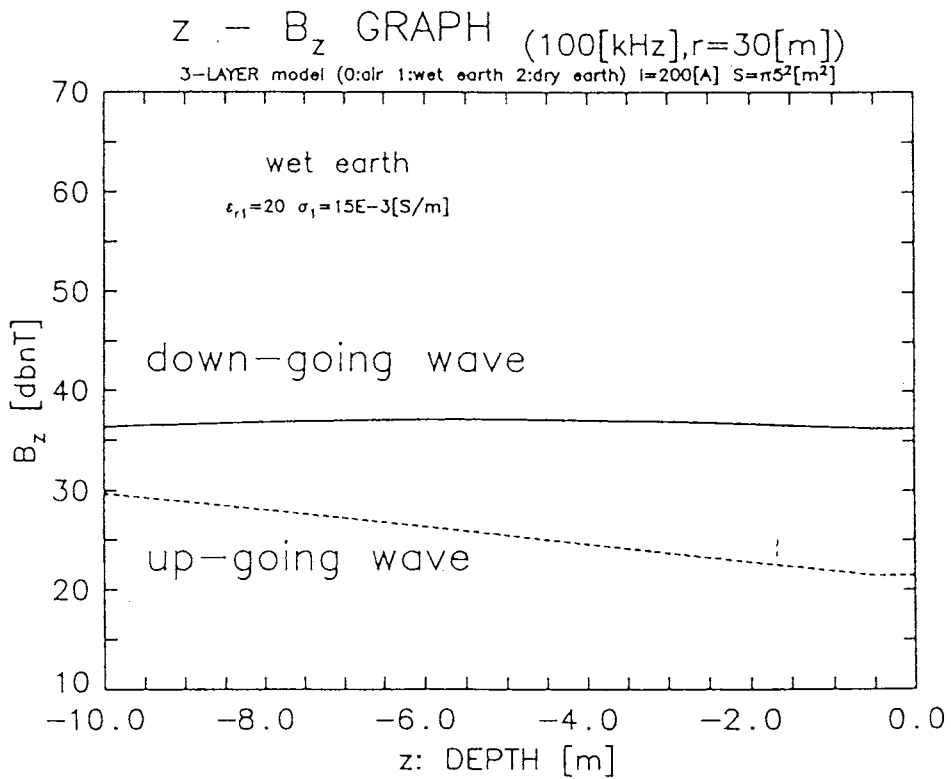


図 8.39: 層 2 での上昇波と下降波

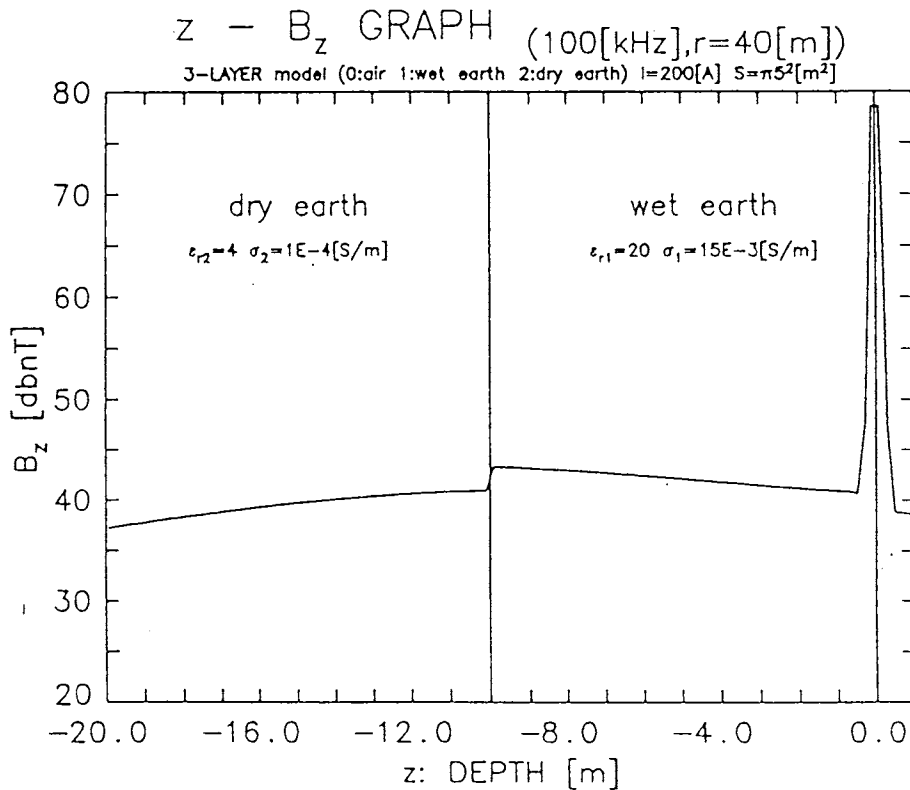


図 8.40: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[kHz]$ 、 $r = 40[m]$)

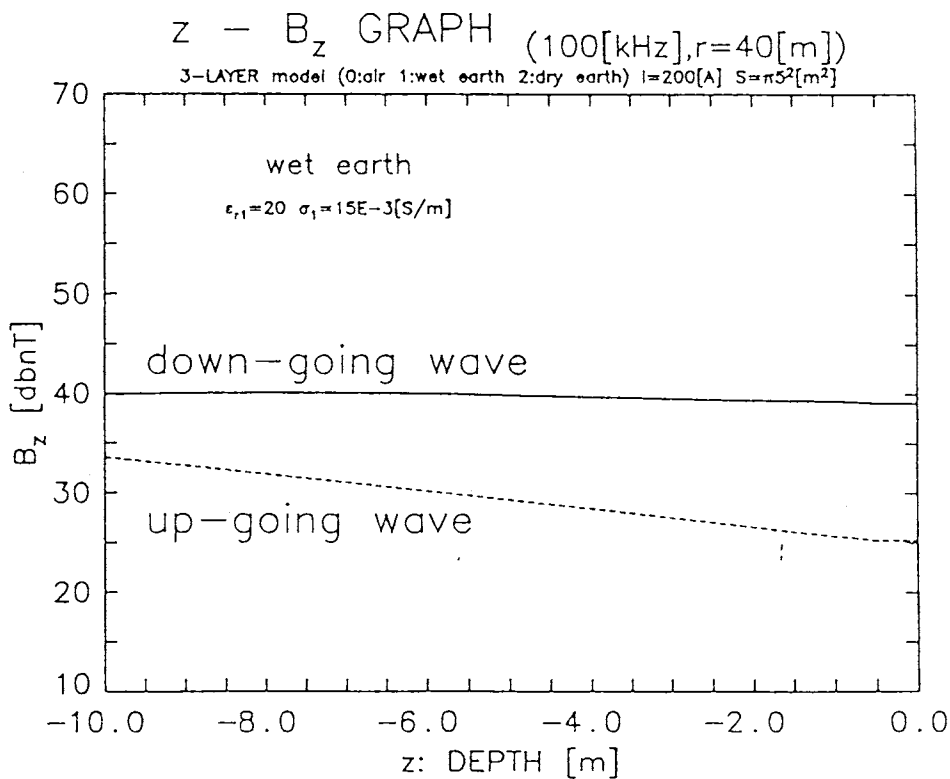


図 8.41: 層 2 での上昇波と下降波

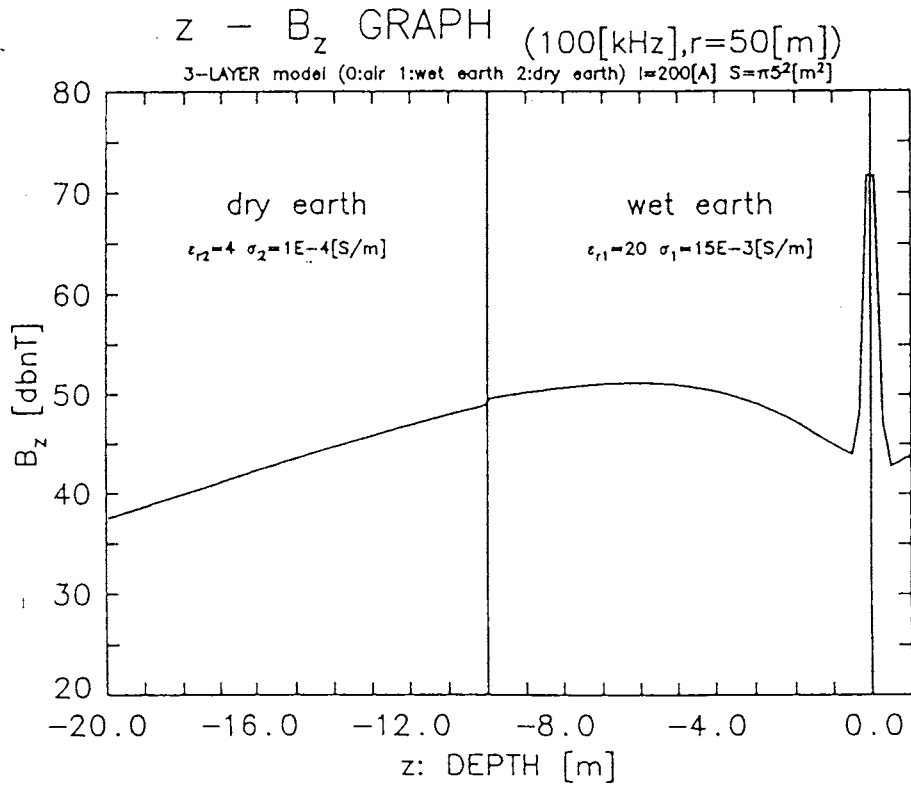


図 8.42: 3 層モデル (1 層: 大気、2 層: 湿土、3 層: 湿土) 深度 z - 磁束密度 B_z 特性 ($f = 100[\text{kHz}]$, $r = 50[\text{m}]$)

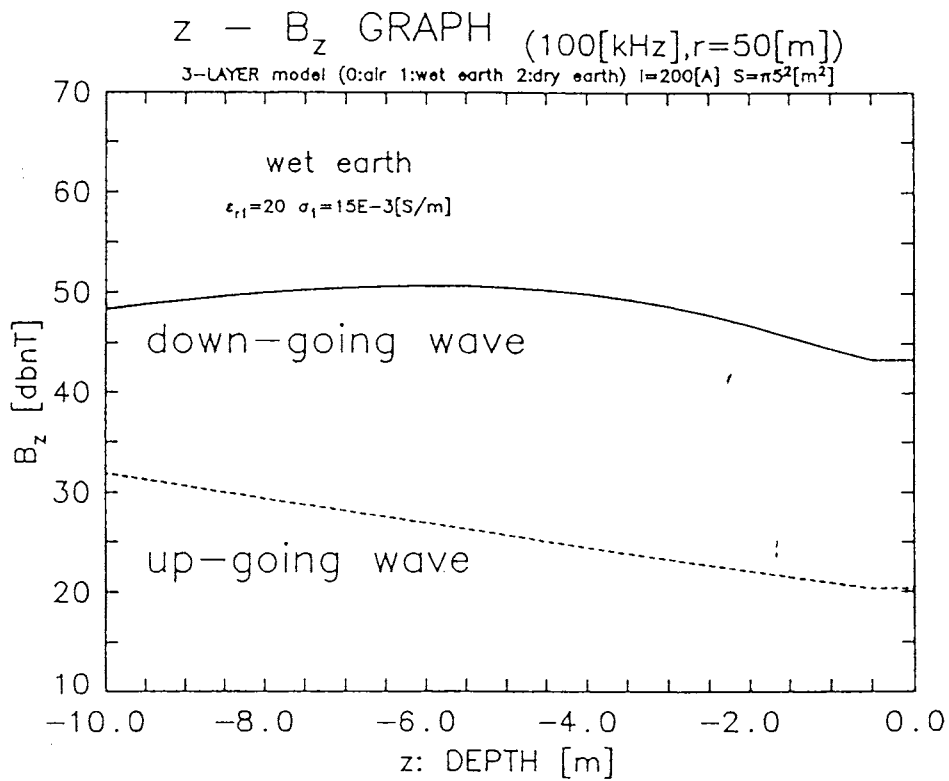


図 8.43: 層 2 での上昇波と下降波

8.4 ヘルツベクトルで表された電磁界の評価

さて、これまでヘルツベクトルを用いて電磁界を導出してきたが、何よりも重要なのはヘルツベクトルの有用性を確認することである。

2層モデルや3層モデルでの解析解は残念ながらこれまで導出されていないので、これらのモデルに対する評価は行えない。しかし特別な場合、解析界が求められる。この特別な場合とは、ループアンテナを全空間一様な媒質環境のもとで原点に置いた状態のことである。

これから解析解を導出してみよう。

これまで算出してきたように、原点に位置している水平ループアンテナから放射されるヘルツベクトルは次のように表すことができる。

$$\Pi_m = i_z \frac{P_m}{4\pi\mu} \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (8.75)$$

ただし、 $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ である。これを式(8.1)～(8.6)に代入して円筒座標を用いて計算を行えば、以下の式が導出されることが確認できる。

$$H_r = \frac{P_m}{4\pi\mu} \left(-\frac{k^2 r z}{R^3} + \frac{j3krz}{R^4} + \frac{3rz}{R^5} \right) e^{-jkR} \quad (8.76)$$

$$H_z = \frac{P_m}{4\pi\mu} \left(\frac{2jk}{R^2} + \frac{k^2 r^2 - 1}{R^3} - \frac{3jkr^2}{R^4} + \frac{3z^2}{R^5} \right) e^{-jkR} \quad (8.77)$$

$$E_\phi = \frac{\omega P_m}{4\pi} \left(\frac{kr}{R^2} + \frac{jr}{R^3} \right) e^{-jkR} \quad (8.78)$$

H_z を対象に評価を行った。全空間が大気、湿土のそれぞれの場合で計算を行った結果を以下に示す。実線がヘルツベクトルから算出した値、波線が解析解である。

距離などの条件によって解析界を構成している項々のいずれかが支配的になるため、一部は解析界が思わぬ値をとっているが、全体的に見ると非常に一致しているといえる。

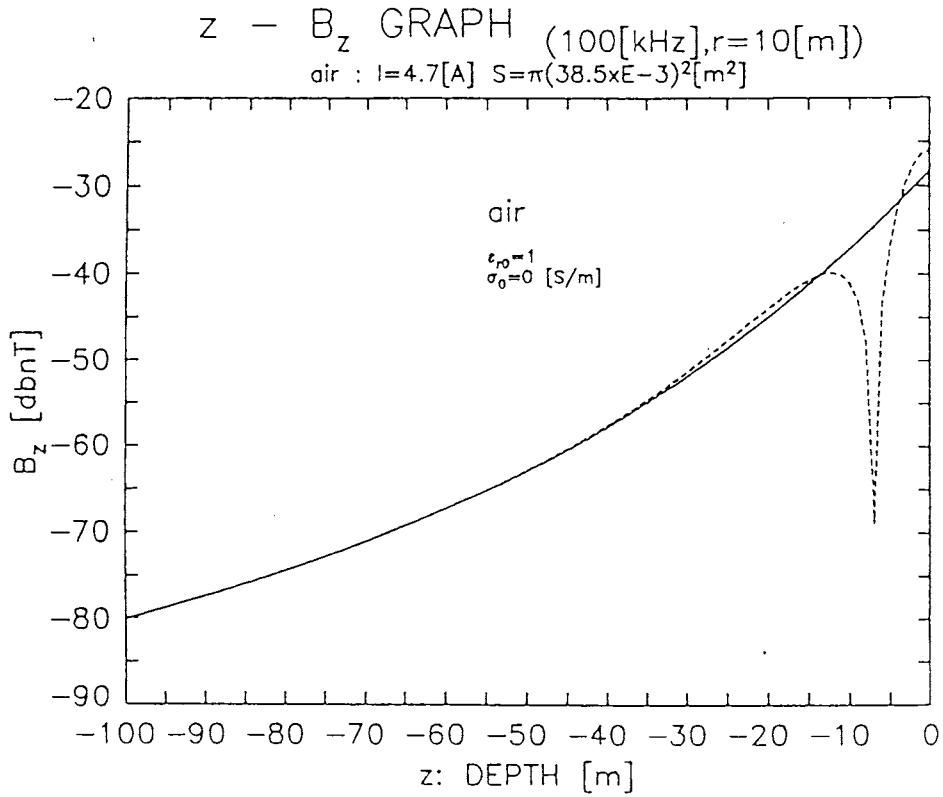


図 8.44: 解析解との比較 (大気中) $f = 100[kHz]$ 、 $r = 10[m]$

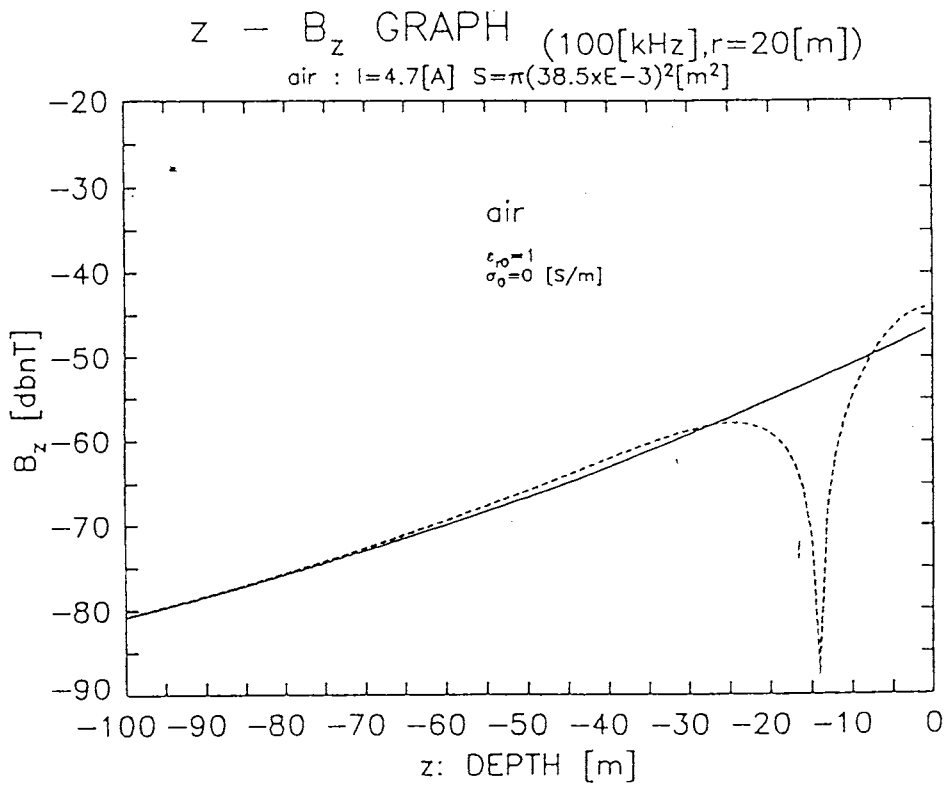


図 8.45: 解析解との比較 (大気中) $f = 100[kHz]$ 、 $r = 20[m]$

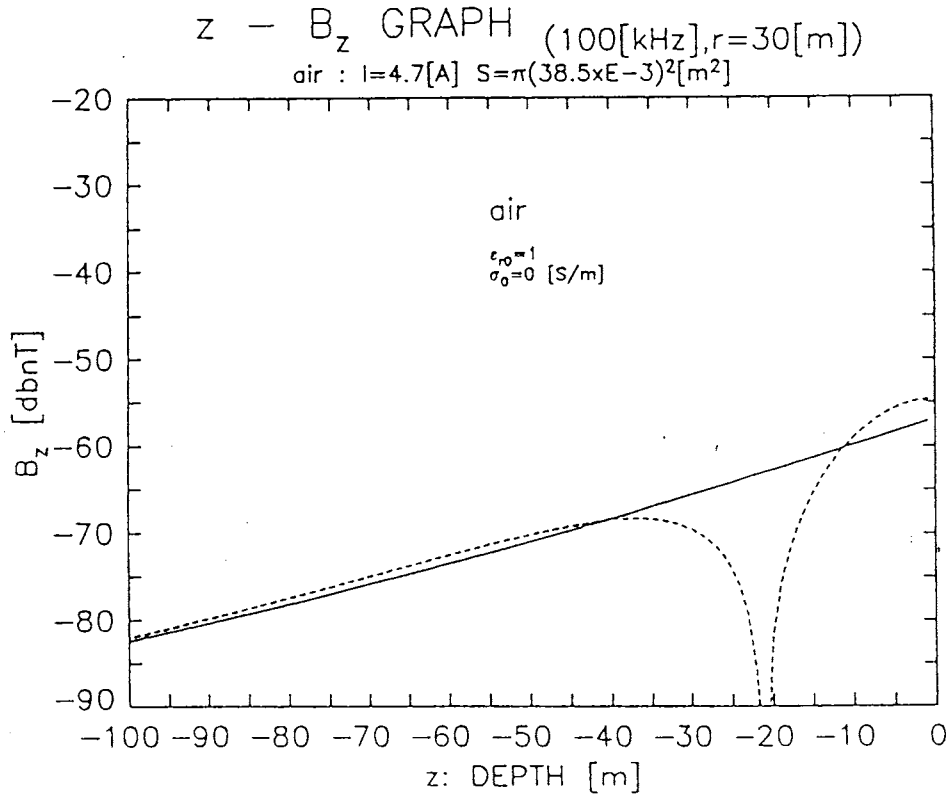


図 8.46: 解析解との比較 (大気中) $f = 100[kHz]$ 、 $r = 30[m]$

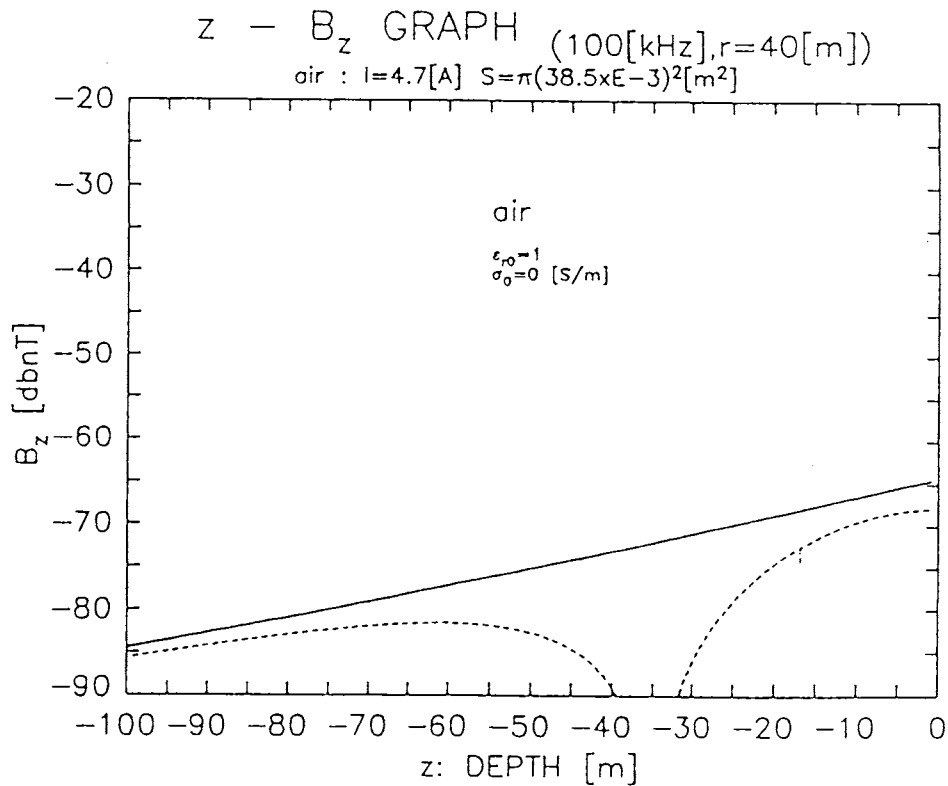


図 8.47: 解析解との比較 (大気中) $f = 100[kHz]$ 、 $r = 40[m]$

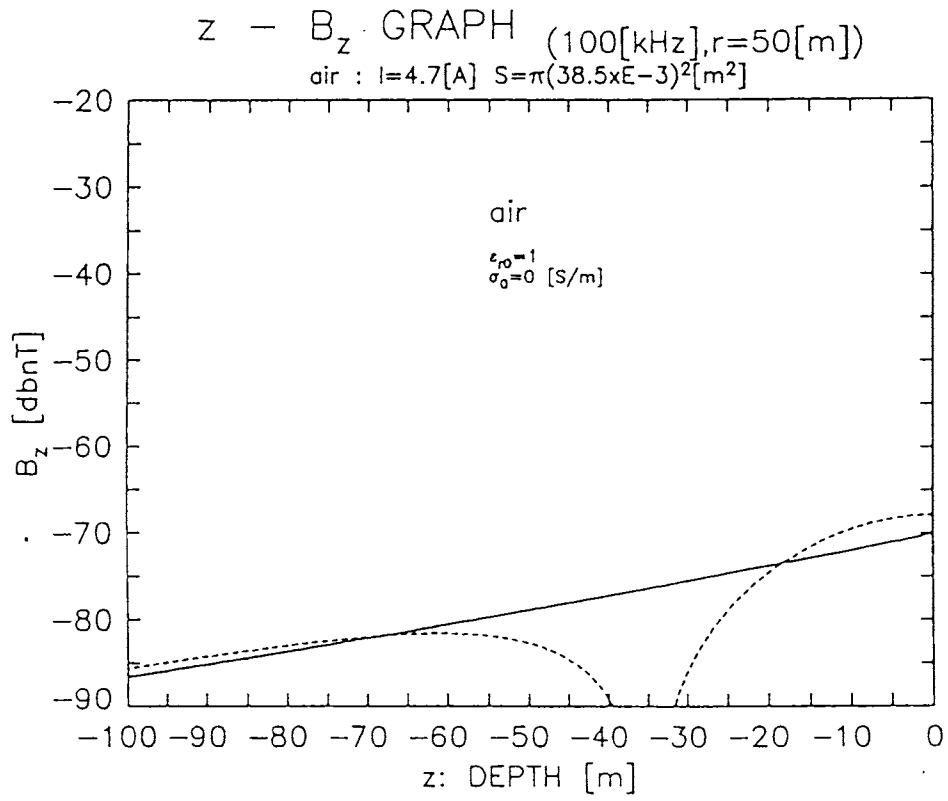


図 8.48: 解析解との比較 (大気中) $f = 100[kHz]$ 、 $r = 50[m]$

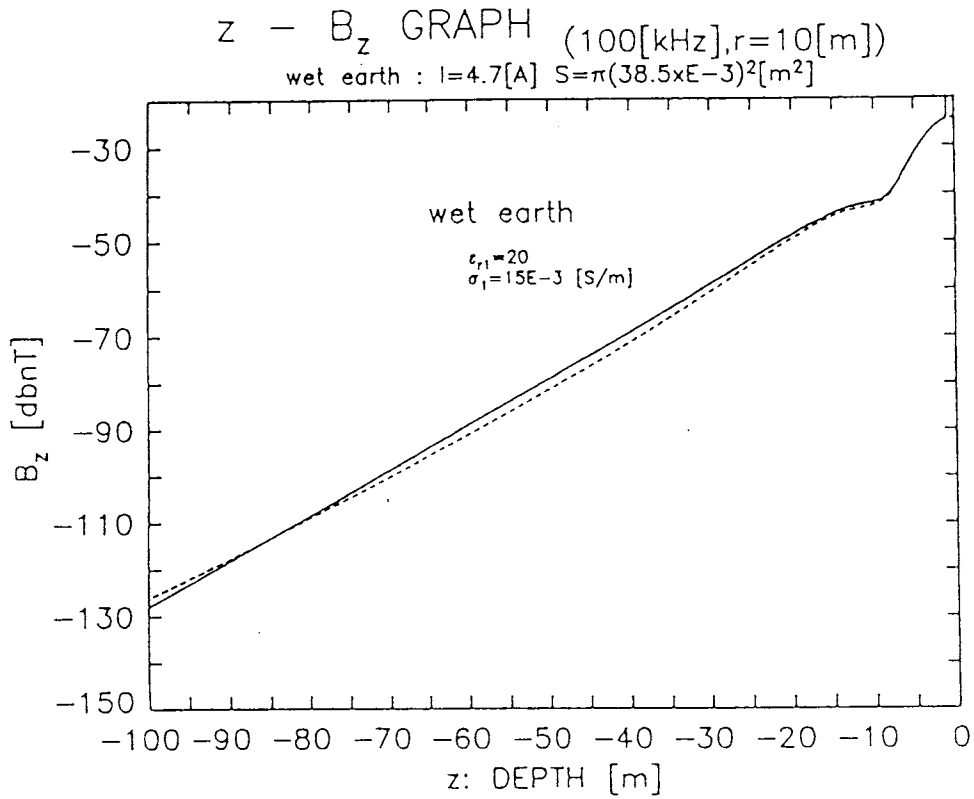


図 8.49: 解析解との比較 (湿土中) $f = 100[kHz]$ 、 $r = 10[m]$

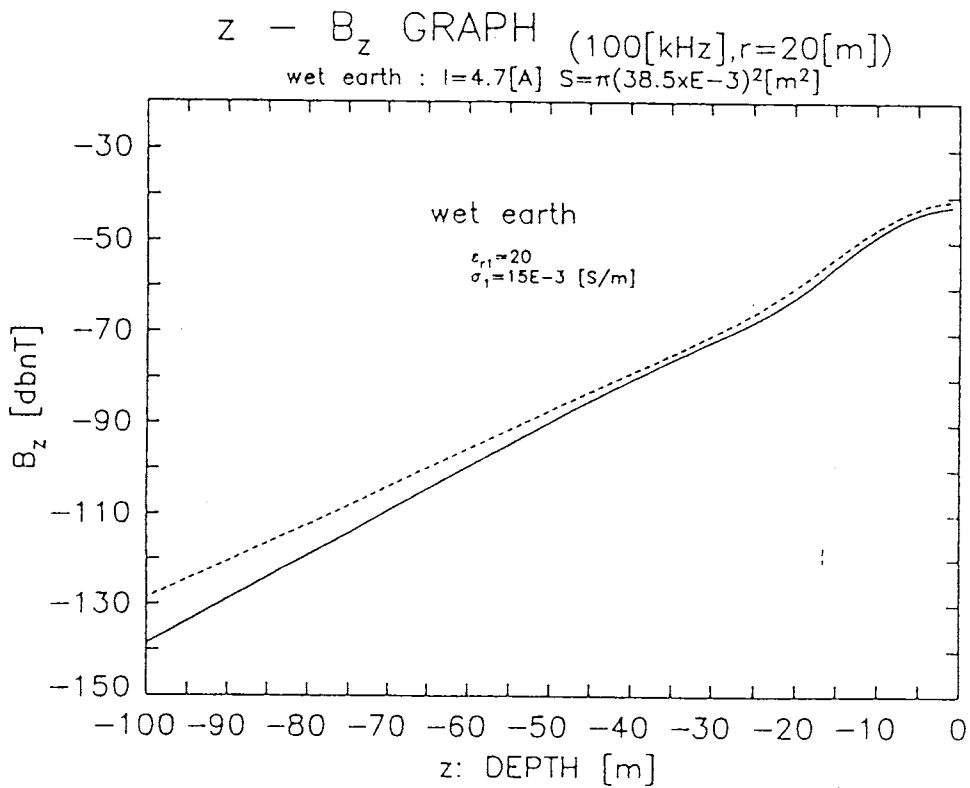


図 8.50: 解析解との比較 (湿土中) $f = 100[kHz]$ 、 $r = 20[m]$

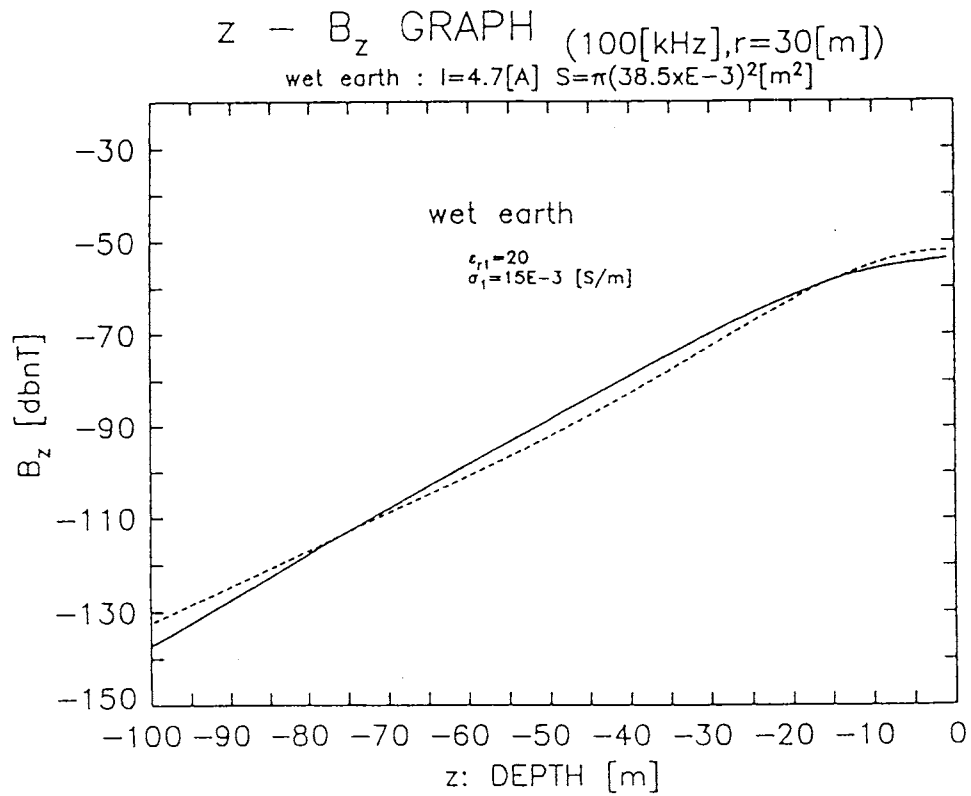


図 8.51: 解析解との比較 (湿土中) $f = 100$ [kHz]、 $r = 30$ [m]

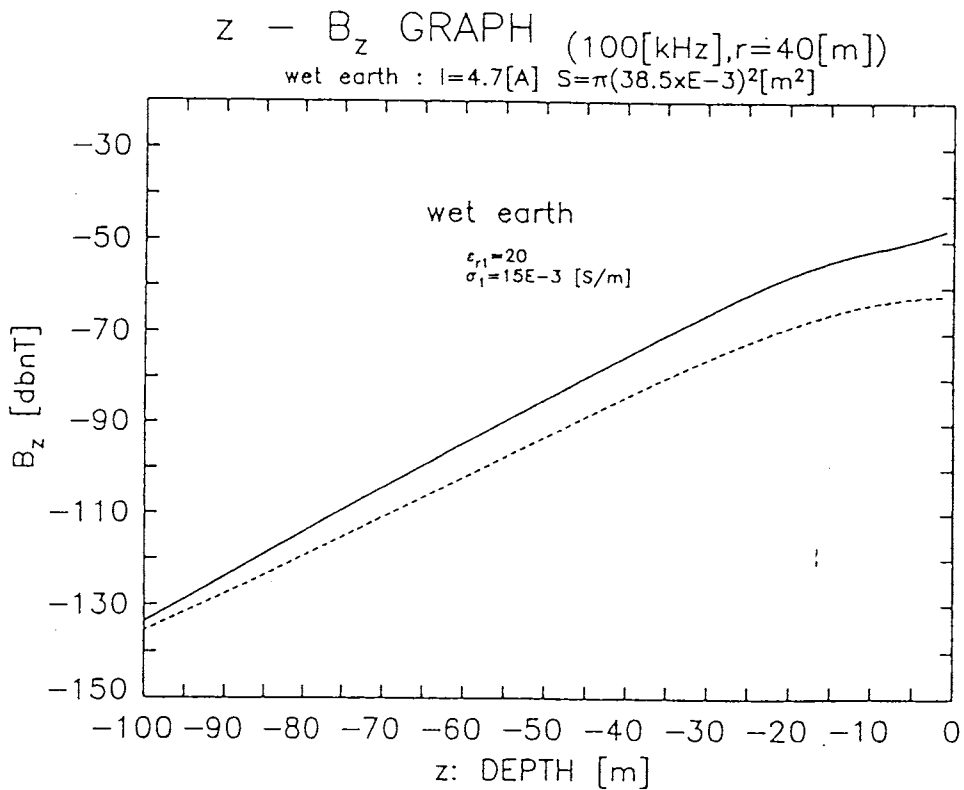


図 8.52: 解析解との比較 (湿土中) $f = 100$ [kHz]、 $r = 40$ [m]

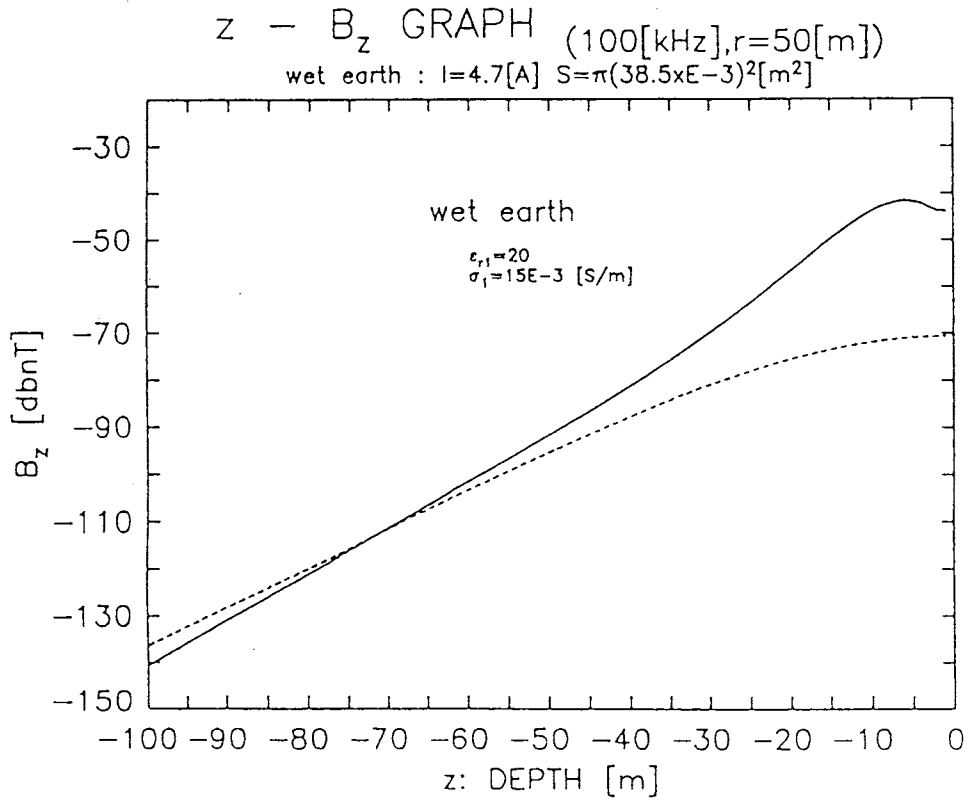


図 8.53: 解析解との比較 (湿土中) $f = 100[kHz]$ 、 $r = 50[m]$

8.5 多層モデルへの応用

これまでは2層、そして3層の簡単なモデルでの計算過程を示した。解析は実際には3層で十分と思われるが、場所によっては何層ものから構成されていることもしばしばである。計算過程において未知関数は2層のときは2個、3層のときは4個であった。以降1層ごとに未知関数は2個ずつ増えていく。2、3層のような簡単なモデルなら連立方程式で何とか解けるが、先に示したように層数が増えるほど複雑な式となっていく。下図のような多層モデルを考える場合の煩雑な計算手間を省くために、行列計算で未知関数を求めていくを試みる。

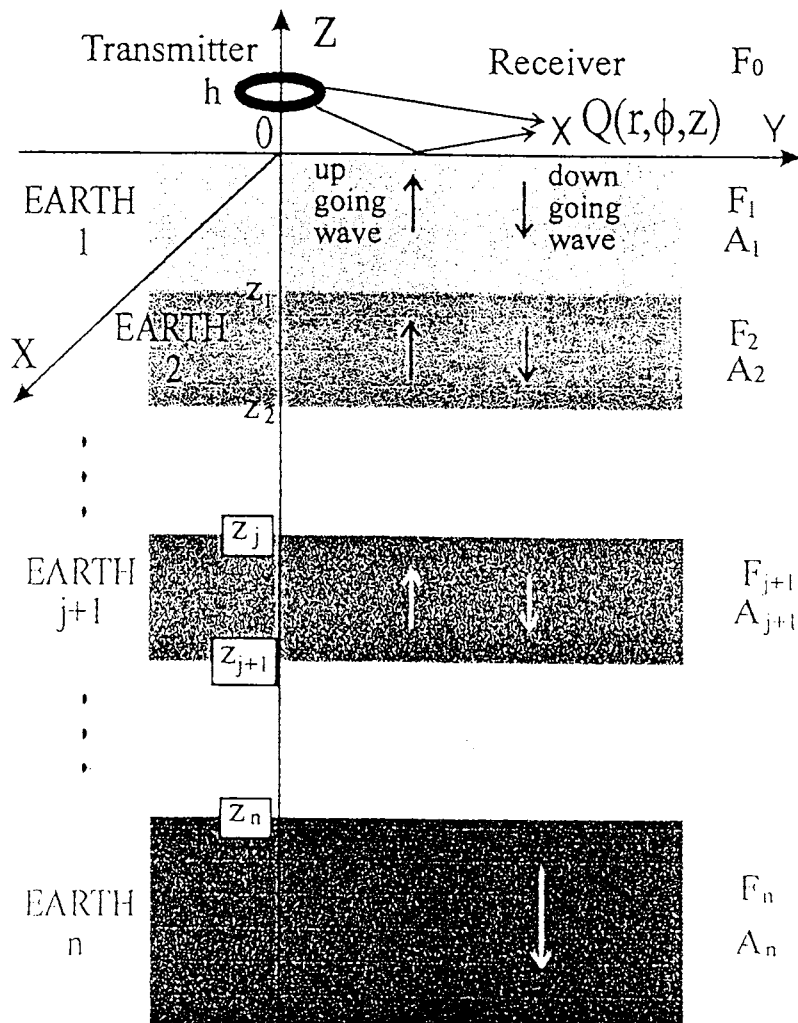


図 8.54: 多層モデル図

まず地層 $j+1$ つまり $z_j < z < z_{j+1}$ について考える。これまで説明したように、地層 $j+1$ のヘルツベクトル $\Pi_{e j+1}$ は上昇波のヘルツベクトル $\Pi_{u j+1}$ と下降波のヘルツベクトル $\Pi_{d j+1}$ の和で表される。

$$\Pi_{e j+1} = \Pi_{u j+1} + \Pi_{d j+1} \quad (8.79)$$

$\Pi_{u j+1}$ と $\Pi_{d j+1}$ はそれぞれ次のようにおくことができる。

$$\Pi_{u j+1} = \int_0^\infty f_{u j+1}(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\nu_{j+1} z} \lambda d\lambda \quad (8.80)$$

$$\Pi_{d j+1} = \int_0^\infty f_{d j+1}(\lambda) J_0(\lambda r) e^{\nu_{j+1} z} \lambda d\lambda \quad (8.81)$$

ここで、 $f_{u j+1}(\lambda)$ と $f_{d j+1}(\lambda)$ は境界条件により定まる未知関数である。

$z = z_j$ における境界条件は次式で示される。

$$\begin{cases} \frac{\partial \Pi_{e j}}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_{e j+1}}{\partial z} \\ \Pi_{e j} = \Pi_{e j+1} \end{cases} \quad (8.82)$$

式 (8.80) と (8.81) を式 (8.82) に代入することにより、未知関数が次のように求まる。

$$f_{u j+1}(\lambda) = \frac{\nu_{j+1} + \nu_j}{2\nu_{j+1}} f_{u j}(\lambda) e^{(\nu_{j+1} - \nu_j) z_j} + \frac{\nu_{j+1} - \nu_j}{2\nu_{j+1}} f_{d j}(\lambda) e^{(\nu_{j+1} + \nu_j) z_j} \quad (8.83)$$

$$f_{d j+1}(\lambda) = \frac{\nu_{j+1} - \nu_j}{2\nu_{j+1}} f_{u j}(\lambda) e^{-(\nu_{j+1} + \nu_j) z_j} + \frac{\nu_{j+1} + \nu_j}{2\nu_{j+1}} f_{d j}(\lambda) e^{-(\nu_{j+1} - \nu_j) z_j} \quad (8.84)$$

これを行列の形で表すと、次式となる。

$$\begin{aligned} F_{j+1} &= \begin{pmatrix} f_{u j+1} \\ f_{d j+1} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2\nu_{j+1}} \begin{pmatrix} (\nu_{j+1} + \nu_j) e^{(\nu_{j+1} - \nu_j) z_j} & (\nu_{j+1} - \nu_j) e^{(\nu_{j+1} + \nu_j) z_j} \\ (\nu_{j+1} - \nu_j) e^{-(\nu_{j+1} + \nu_j) z_j} & (\nu_{j+1} + \nu_j) e^{-(\nu_{j+1} - \nu_j) z_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_{u j} \\ f_{d j} \end{pmatrix} \\ &\equiv A_{j+1} F_j \\ &= A_{j+1} A_j F_{j-1} \\ &= A_{j+1} A_j \cdots A_2 F_1 \\ &= \left(\prod_{i=2}^{j+1} A_{-i+j+2} \right) F_1 \end{aligned} \quad (8.85)$$

$n + 1$ モデルの場合は地層 n には上昇波が存在しないので、上昇波のヘルツベクトル $\Pi_{u n}$ は 0 である。地層 $n - 1$ と地層 n の境界面 $z = z_{n-1}$ における境界条件は、地層 $n - 1$ の上昇波、下降波、地層 n の下降波のヘルツベクトルをそれぞれ $\Pi_{u n-1}$ 、 $\Pi_{d n-1}$ 、 $\Pi_{d n}$ とおくと次の関係が成立する。

$$\begin{cases} \frac{\partial \Pi_{u n-1}}{\partial z} + \frac{\partial \Pi_{d n-1}}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_{d n}}{\partial z} \\ \Pi_{u n-1} + \Pi_{d n-1} = \Pi_{d n} \end{cases} \quad (8.86)$$

第 2 式から

$$F_n = \begin{pmatrix} f_{un} \\ f_{dn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ e^{-(\nu_n + \nu_{n-1})z_{n-1}} & e^{-(\nu_n - \nu_{n-1})z_{n-1}} \end{pmatrix} F_{n-1} \equiv A_n F_{n-1} \quad (8.87)$$

また、大気と地層 1 のヘルツベクトルをそれぞれ Π_0 、 Π_{e1} とおけば、境界面 $z = 0$ における境界条件は次のように書ける。

$$\begin{cases} \frac{\partial \Pi_0}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_{e1}}{\partial z} \\ \Pi_0 = \Pi_1 \end{cases} \quad (8.88)$$

先に述べたように、大気のヘルツベクトル Π_0 がループアンテナからのダイレクト波のヘルツベクトル Π_p と地層 1 からの散乱波のヘルツベクトル Π_s の和で表されること、また地層 1 のヘルツベクトル Π_{e1} も上昇波のヘルツベクトル Π_{u1} と下降波のヘルツベクトル Π_{d1} の和で表されることに注意して、境界条件を解いていくと以下の結果を得る。

$$F_1 = \begin{pmatrix} f_{u1} \\ f_{d1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_1 + \nu_0 & \frac{1}{\nu_0}(\nu_1 - \nu_0)e^{-\nu_0 h} \\ \nu_1 - \nu_0 & \frac{1}{\nu_0}(\nu_1 + \nu_0)e^{-\nu_0 h} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_s \\ 1 \end{pmatrix} \equiv A_1 F_0 \quad (8.89)$$

ただし、 f_s は Π_s に含まれる未知関数である。

式 (8.85) と (8.89) を連結させると、次式が得られる。

$$F_{j+1} = \left(\prod_{i=1}^{j-1} A_{-i+j+2} \right) F_0 \quad (8.90)$$

これより一番上の層 0 (ここでは大気) と一番下の層 n を除く任意の層の未知関数が求まる。

さらにこの式と、式 (8.87) を連結させると、次のように地層 n の未知関数が計算できる。

$$F_n = \left(\prod_{i=1}^n A_{n-i+1} \right) F_0 \quad (8.91)$$

ただし、

$$A_n = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ e^{-(\nu_n + \nu_{n-1})z_{n-1}} & e^{-(\nu_n - \nu_{n-1})z_{n-1}} \end{pmatrix} \quad (8.92)$$

$$A_{j+1} = \frac{1}{2\nu_{j+1}} \begin{pmatrix} (\nu_{j+1} + \nu_j) e^{(\nu_{j+1} - \nu_j)z_j} & (\nu_{j+1} - \nu_j) e^{(\nu_{j+1} + \nu_j)z_j} \\ (\nu_{j+1} - \nu_j) e^{-(\nu_{j+1} + \nu_j)z_j} & (\nu_{j+1} + \nu_j) e^{-(\nu_{j+1} - \nu_j)z_j} \end{pmatrix} \quad (8.93)$$

($j = 1, 2, 3, \dots, n - 2$)

$$A_1 = \frac{1}{2\nu_1} \begin{pmatrix} \nu_1 + \nu_0 & \frac{1}{\nu_0}(\nu_1 - \nu_0) e^{-\nu_0 h} \\ \nu_1 - \nu_0 & \frac{1}{\nu_0}(\nu_1 + \nu_0) e^{-\nu_0 h} \end{pmatrix} \quad (8.94)$$

$$F_0 = \begin{pmatrix} f_s \\ 1 \end{pmatrix} \quad (8.95)$$

この式により、任意の層での未知関数が行列計算により容易に求められる。

第 9 章 地中の物体の検出における電磁界の計算

序論で述べたように、地下探査の基本原理は地面上から送信した電磁波が地中に埋まっている物体からの反射波を読み取って物体を検出するものである。前章では各層の任意の場所での電磁界の計算方法を示した。ここでは地中に埋没している物体を検出する際の電磁界の計算方法を説明する。

9.1 物体から発されるヘルツベクトルの計算

2層モデルを例にとり、物体が地層 1 中に埋まっている場合の計算方法の模式図を次ページに示す。まず、物体がある点での電磁界からどのようにして反射波のヘルツベクトルを計算するか説明する。

9.1.1 物理光学近似の適用

物体といってもどういう形状をしているか、またどんな成分から構成されているかを事前に知ることは不可能に近い。任意の形状や物体による散乱波や回折波を厳密に求めることは、境界値問題を解くことになり容易ではない。無限円柱や球に対しては一般的で解析的な厳密解が得られているが、今のような他の場合に対しては種々の近似解法や数値解法を工夫しなければならない。

幾何光学近似は波長が無限に短い極限で正しい結果を与える方法で、物体の表面あるいは屈折する光線の広がりから散乱電界が計算できる。物体を完全導体の散乱体としてこの幾何光学を適用した場合、観測点に到達する反射光線が存在しなければ散乱断面積は 0 と

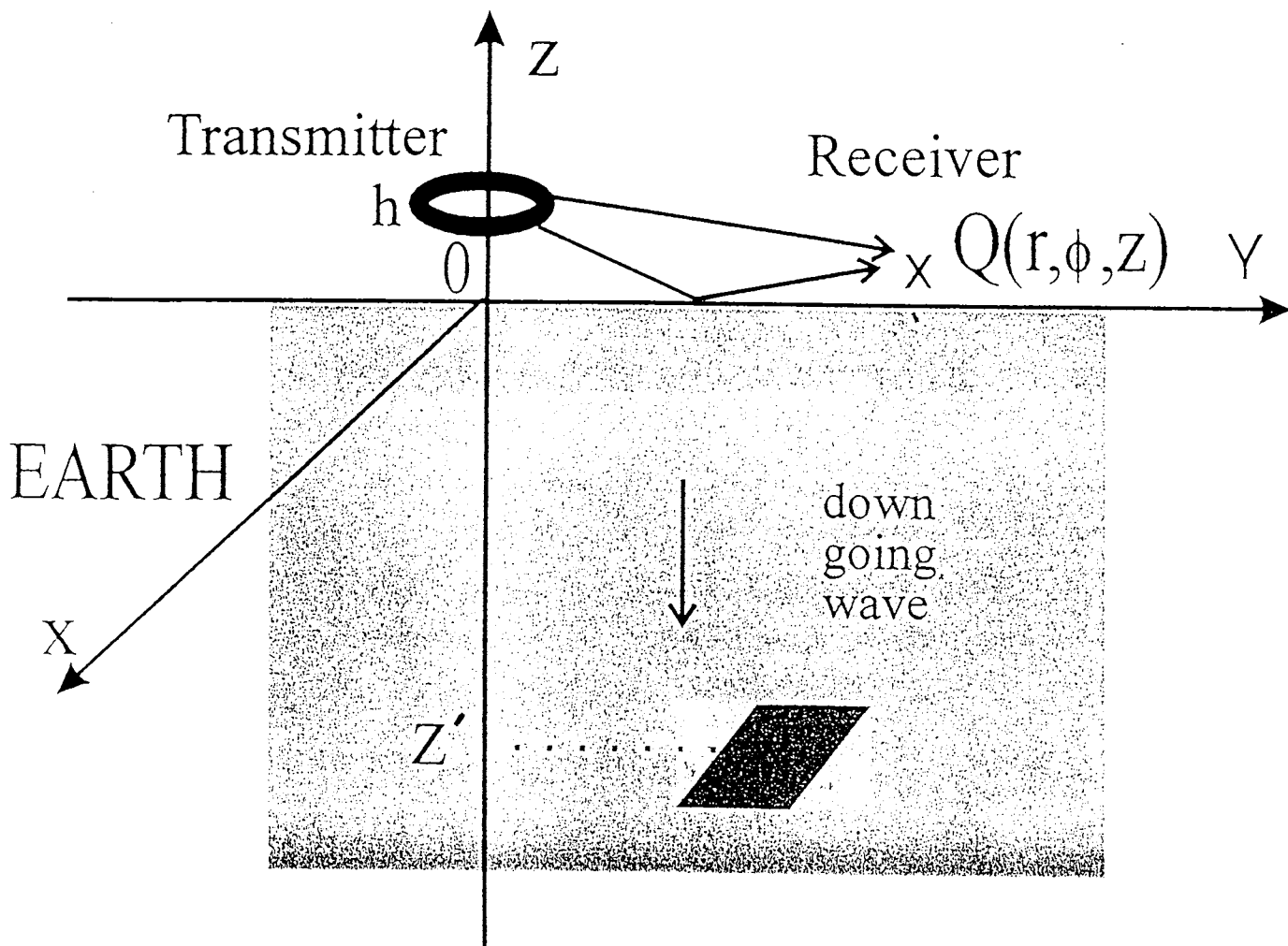


図 9.1: 物体の検出における電磁界の計算方法の模式図

なる。また、平面導体とした場合には曲率半径が無限大となるために散乱断面積は無限大になってしまう。この欠点をなくすために考えられたのが物理光学 (*physical optics*) 近似法である [31]。

この近似法では、入射波に照らされた完全導体面上に次の面磁流

$$L = 2(\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \tag{9.1}$$

または面電流

$$K = 2(\mathbf{n} \times \mathbf{H}) \tag{9.2}$$

を仮定し、これらからの再放射として散乱波を求める方法である。ただし、 \mathbf{n} は面の外側に向かう法線ベクトルである (図 9.2)。

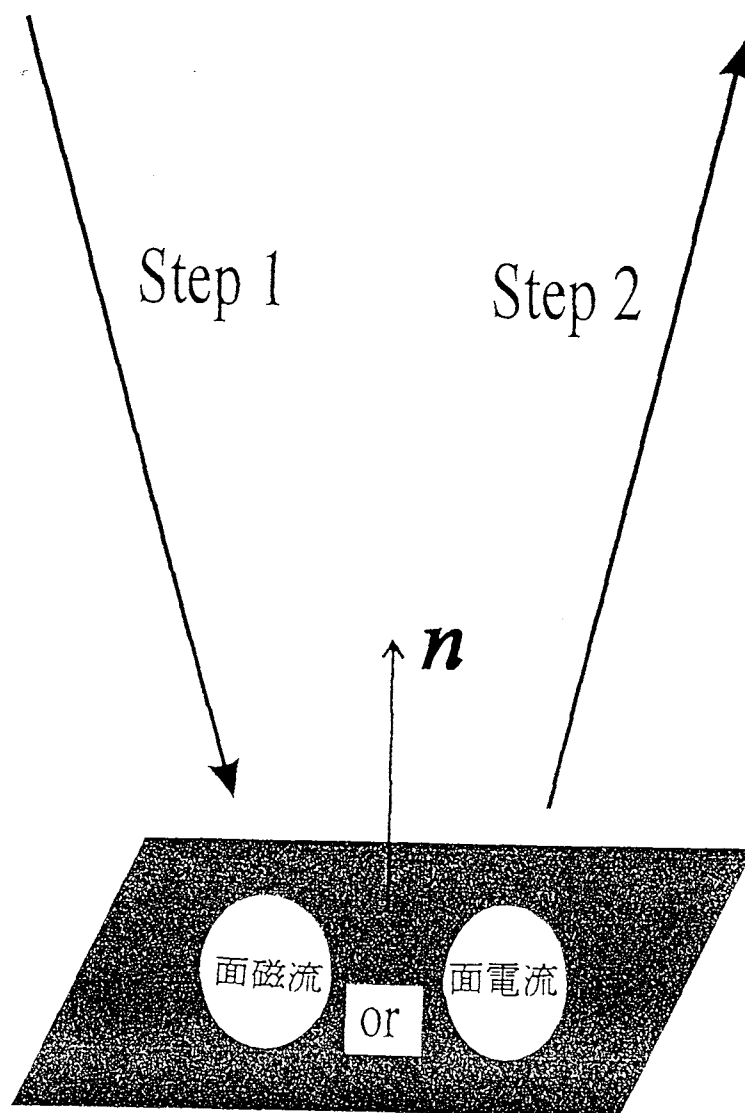


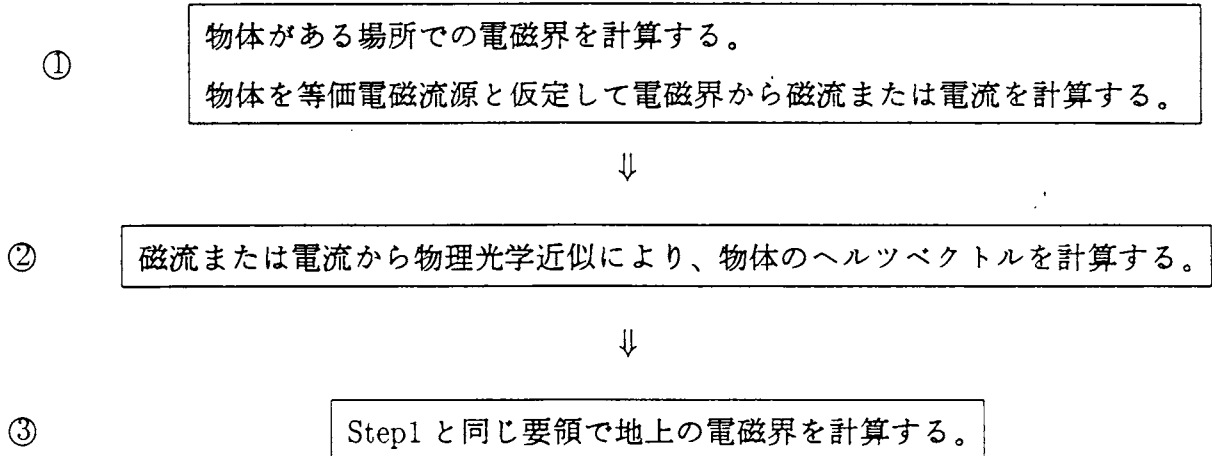
図 9.2: 物理光学近似法

式 (9.2) は無限導体平面に平面波が入射する場合に正しい電流であることから、散乱体の特性長を l 、波長を λ とするときこの近似法は $l/\lambda \gg 1$ である幾何光学領域でよい近似式となることが推論される。

9.1.2 ヘルツベクトルの計算

第8章で各層の任意の場所での電磁界を求める手順 (Step1) を示した。今度は電磁波が地中に埋没している物体に当たって反射し、地上で再び観測されるまでの過程 (Step2) での計算方法を扱う。

Step2 での計算手順を具体的に説明すると次のようである。



2層モデルを挙げてこれらの手順を説明する。

図9.1に示すように、地層1中の深さ $z = z'$ に物体が埋没している場合を考える。物体は平板であるとして、しかも地表面 (x - y 平面) に平行に位置しているとする。このとき法線ベクトル n は次に示すように z 成分方向となる。

$$n = i_z \quad (9.3)$$

また磁流 M 、電流 J は次のように定義されている。

$$M = n \times E \quad (9.4)$$

$$J = n \times H \quad (9.5)$$

これまで計算したように、水平ループアンテナの場合、電界は ϕ 成分のみ、磁界は r 、 z 成分が存在する。式 (9.3) と (9.4) により

$$\begin{aligned} M &= n \times i_\phi E_\phi \\ &= i_z \times i_\phi E_\phi \\ &= -i_r E_\phi \end{aligned} \quad (9.6)$$

また、式(9.3)、(9.5)により

$$\begin{aligned}\mathbf{J} &= \mathbf{n} \times (\mathbf{i}_r H_r + \mathbf{i}_z H_z) \\ &= \mathbf{i}_z \times (\mathbf{i}_r H_r + \mathbf{i}_z H_z) \\ &= \mathbf{i}_\phi H_r\end{aligned}\quad (9.7)$$

ここで式(9.1)と(9.2)の物理光学近似を適用すれば、物体には次の面磁流

$$\mathbf{L} = -2\mathbf{i}_r E_\phi \quad (9.8)$$

と次の面電流

$$\mathbf{K} = 2\mathbf{i}_\phi H_r \quad (9.9)$$

が存在していると仮定できる。

面磁流 \mathbf{L} を用いた磁気形ヘルツベクトル Π'_m と面電流 \mathbf{K} を用いた電気形ヘルツベクトル Π' はそれぞれ次のように表される [31]。

$$\begin{aligned}\Pi'_m &= \frac{1}{j4\pi\omega\mu} \int_S \mathbf{L} \frac{e^{-jk_1 R'}}{R'} dS \\ &= -\frac{\mathbf{i}_r e^{-jk_1 R'} S}{j2\pi\omega\mu R'} E_\phi\end{aligned}\quad (9.10)$$

$$\begin{aligned}\Pi' &= \frac{1}{j4\pi\omega\varepsilon} \int_S \mathbf{K} \frac{e^{-jk_1 R'}}{R'} dS \\ &= \frac{\mathbf{i}_\phi e^{-jk_1 R'} S}{j2\pi\omega\varepsilon R'} H_r\end{aligned}\quad (9.11)$$

ただし、 S は物体の表面積であり、また $R' = \sqrt{(r-r')^2 + (z-z')^2}$ である。

物体のある位置での E_ϕ と H_r は2層モデルの計算で既に導出したように、それぞれ式(8.32)、(8.28)から

$$E_\phi(z') = \frac{j\omega P_m}{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1 + \nu_0} J_1(\lambda r) e^{\nu_1 z' - \nu_0 h} \lambda d\lambda \quad (9.12)$$

$$H_r(z') = -\frac{P_m}{2\pi\mu_0} \int_0^\infty \frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_0} J_1(\lambda r) e^{\nu_1 z' - \nu_0 h} \lambda d\lambda \quad (9.13)$$

物体が作る等価ヘルツベクトル Π_v は上の2式の和で表される。

$$\Pi_v = \Pi'_m + \Pi' \quad (9.14)$$

つまり、物体を r と ϕ の2成分を持つヘルツベクトルに等価的に置き換えることができる。

9.2 地上の電磁界の計算

まず Π'_m に絞って計算を行う。つまり、 r 成分のみを考える。円柱座標により電磁界の各成分は次の通りとなる。

$$H_r = k^2 \Pi'_m + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Pi'_m) \right\} \quad (9.15)$$

$$H_\phi = 0 \quad (9.16)$$

$$H_z = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Pi'_m) \right\} \quad (9.17)$$

$$E_r = 0 \quad (9.18)$$

$$E_\phi = -j\omega\mu_0 \frac{\partial \Pi'_m}{\partial z} \quad (9.19)$$

$$E_z = 0 \quad (9.20)$$

Π'_m による大気のヘルツベクトルを Π'_{0r} 、地表面からの散乱波のヘルツベクトルを Π'_{sr} とおく。境界条件は $z=0$ で r にかかわらず H_r と E_ϕ が一致することである。つまり、

$$\begin{cases} \frac{\partial \Pi'_m}{\partial z} + \frac{\partial \Pi'_{sr}}{\partial z} = \frac{\partial \Pi'_{0r}}{\partial z} \\ \Pi'_m + \Pi'_{sr} = \Pi'_{0r} \end{cases} \quad (9.21)$$

ここで Π'_{sr} と Π'_{0r} をそれぞれ次のようにおく。

$$\Pi'_{sr} = \frac{P_m}{4\pi\mu} \int_0^\infty f'_{sr}(\lambda) J_1(\lambda r) e^{\nu_1 z} \lambda d\lambda \quad (9.22)$$

$$\Pi'_{0r} = \frac{P_m}{4\pi\mu} \int_0^\infty f'_{0r}(\lambda) J_1(\lambda r) e^{-\nu_0 z} \lambda d\lambda \quad (9.23)$$

式(9.10)を上境界条件の式に代入すれば、 f'_{0r} は次のようになる。

$$f'_{0r} = \left\{ -\nu_1 + \frac{z' (jk_1 \sqrt{(r-r')^2 + z'^2} + 1)}{(r-r')^2 + z'^2} \right\} \frac{S e^{-jk_1 \sqrt{(r-r')^2 + z'^2}}}{\pi(\nu_1 + \nu_0)(\nu_1 - \nu_0)} e^{\nu_1 z' - \nu_0 h} \quad (9.24)$$

今度は Π' について計算を行う。 Π' は ϕ 成分のみより電磁界の各成分は次のようになる。

$$H_r = 0 \quad (9.25)$$

$$H_\phi = k^2 \Pi' \quad (9.26)$$

$$H_z = 0 \quad (9.27)$$

$$E_r = j\omega\mu_0 \frac{\partial \Pi'}{\partial z} \quad (9.28)$$

$$E_\phi = 0 \quad (9.29)$$

$$E_z = -j\omega\mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial (r\Pi')}{\partial r} \quad (9.30)$$

Π' による大気のヘルツベクトルを $Pi'_{0\phi}$ 、地表面からの散乱波のヘルツベクトルを $Pi'_{s\phi}$ とおく。

境界条件は $z=0$ で r にかかわらず H_ϕ と E_r が一致することである。つまり、

$$\begin{cases} \frac{\partial \Pi'}{\partial z} + \frac{\partial \Pi'_{s\phi}}{\partial z} = \frac{\partial \Pi'_{0\phi}}{\partial z} \\ \Pi' + \Pi'_{s\phi} = \Pi'_{0\phi} \end{cases} \quad (9.31)$$

式 (9.11) を上の境界条件の式に代入することにより、 $f_{0\phi}$ は次のように求まる。

$$f'_{0\phi} = \left\{ -\nu_1 + \frac{z'(jk_1\sqrt{(r-r')^2+z'^2}+1)}{(r-r')^2+z'^2} \right\} \frac{\nu_1}{\pi\omega\varepsilon(\nu_1+\nu_0)^2} e^{-jk_1\sqrt{(r-r')^2+z'^2}} e^{\nu_1 z' - \nu_0 h} \quad (9.32)$$

以上により Π'_m と Π' による大気のヘルツベクトルの 2 つの成分が求まり、次のようになる。

$$\Pi'_o = i_r \Pi'_{or} + i_\phi \Pi'_{o\phi} \quad (9.33)$$

したがって Π'_m と Π' による地上の電磁界は次で表される。

$$H'_r = k_0^2 \Pi'_{or} + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Pi'_{or}) \right\} \quad (9.34)$$

$$H'_\phi = k_0^2 \Pi'_{o\phi} \quad (9.35)$$

$$H'_z = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Pi'_{or}) \right\} \quad (9.36)$$

$$E'_r = j\omega\mu_0 \frac{\partial \Pi'_{0\phi}}{\partial z} \quad (9.37)$$

$$E'_\phi = -j\omega\mu_0 \frac{\partial \Pi'_{0r}}{\partial z} \quad (9.38)$$

$$E'_z = -j\omega\mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial (r\Pi'_{0\phi})}{\partial r} \quad (9.39)$$

受信点で観測される電磁界は、ループアンテナによるものと物体からの反射波によるものの和となる。

第 10 章 1 次元シミュレーション

本章より、Maxwell 方程式のコンピュータ・シミュレーション [32][33][34] について述べる。

10.1 基本方程式

電磁界の時空間的關係は、次の Maxwell 方程式によって表される。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\sigma: \text{導電率}, \quad \varepsilon: \text{誘電率}) \quad (10.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\mu: \text{透磁率}) \quad (10.2)$$

今、磁界が z 方向、電界が y 方向のみで x 方向に伝搬する (1 次元シミュレーション) 平面波の電磁波だけを考える。(1 次元シミュレーションでは平面波しか解析できない)

(10.1)、(10.2) 式をそれぞれ成分表示すると (10.3)、(10.4) 式となる。

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(\sigma E_y + \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (10.3)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (10.4)$$

この (10.3)、(10.4) 式をコンピュータで計算するために図 10.1 のような空間メッシュを考えて時空間について中心差分をとり、更に時間差分をとった時の刻み幅 (時間刻み) を Δt で表すものとし、磁界の time step を $\Delta t/2$ 時間戻すと次式となる。

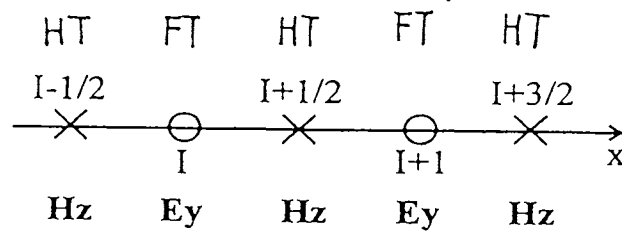


図 10.1: 空間メッシュ

$$\frac{E_y^{n+1}(I) - E_y^n(I)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon(I)} \left\{ \sigma(I)E_y^n(I) + \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(I-\frac{1}{2})}{\Delta X} \right\} \quad (10.5)$$

$$\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2})}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu(I+\frac{1}{2})} \cdot \frac{E_y^n(I+1) - E_y^n(I)}{\Delta X} \quad (10.6)$$

但し、 n 、 $n+\frac{1}{2}$ は時間、 I 、 $I+\frac{1}{2}$ は x 座標のインデックス、 ΔX は空間差分による時間刻みである。図 10.1に示してあるように、電界 E_y は Full integer Time (FT: $n\Delta t$)、Full integer Point (FP: $n\Delta X$) の位置に、また磁界 H_z は Half integer Time (HT: $(n+\frac{1}{2})\Delta t$)、Half integer Point (HP: $(n+\frac{1}{2})\Delta X$) の位置に配置するものとする。この両式を $\Delta t/2$ ずつインクリメントしていくことによって電磁界を求める。

また、(10.5) 式の右辺第 1 項の $\sigma(I)E_y^n(I)$ の本来の time step は $n+\frac{1}{2}$ が正しいが、これは計算不可能であるため、 n 時間に近似している。(というのは (10.5)、(10.6) は互いに求まった値を利用して計算を行わなければならないので、両式だけでは求まらない数値を含む場合は互いに計算ができないため) また、コンピュータの配列は整数で表されるため、磁界を $\Delta X/2$ だけ初期値を与える所で進ませおき、以後 $H_z(I+\frac{1}{2}) \Rightarrow H_z(I)$ と表す。

(10.5)、(10.6) 式を書き直すと、 E_y 、 H_z の時間更新式は

$$E_y^{n+1}(I) = E_y^n(I) - \frac{\Delta t}{\varepsilon(I)} \left\{ \sigma(I)E_y^n(I) + \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(I) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(I-1)}{\Delta X} \right\} \quad (10.7)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(I) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(I) - \frac{\Delta t}{\mu(I)} \cdot \frac{E_y^n(I+1) - E_y^n(I)}{\Delta X} \quad (10.8)$$

この (10.7)、(10.8) 式を用いて様々な媒質中での電磁波の伝搬をシミュレートする。

プログラムのおおまかなフローチャートを図 10.2に示す。

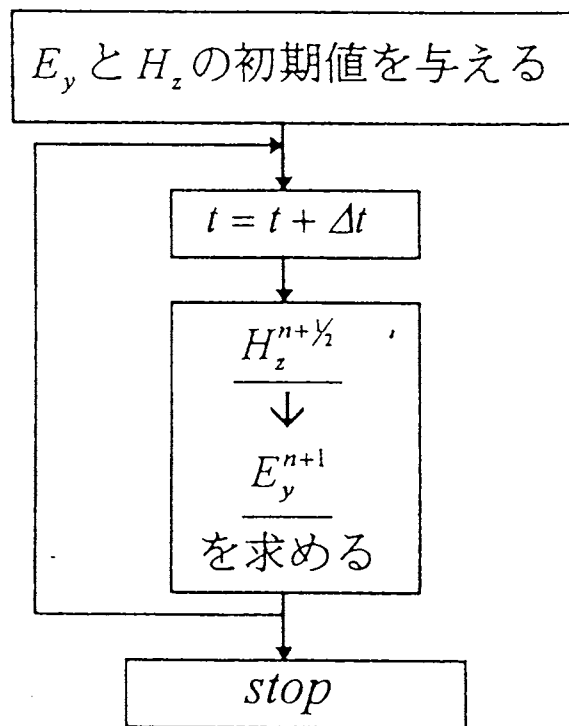


図 10.2: フローチャート

10.2 計算方法

更に計算方法を図 10.3の時空間メッシュを用いて説明する。

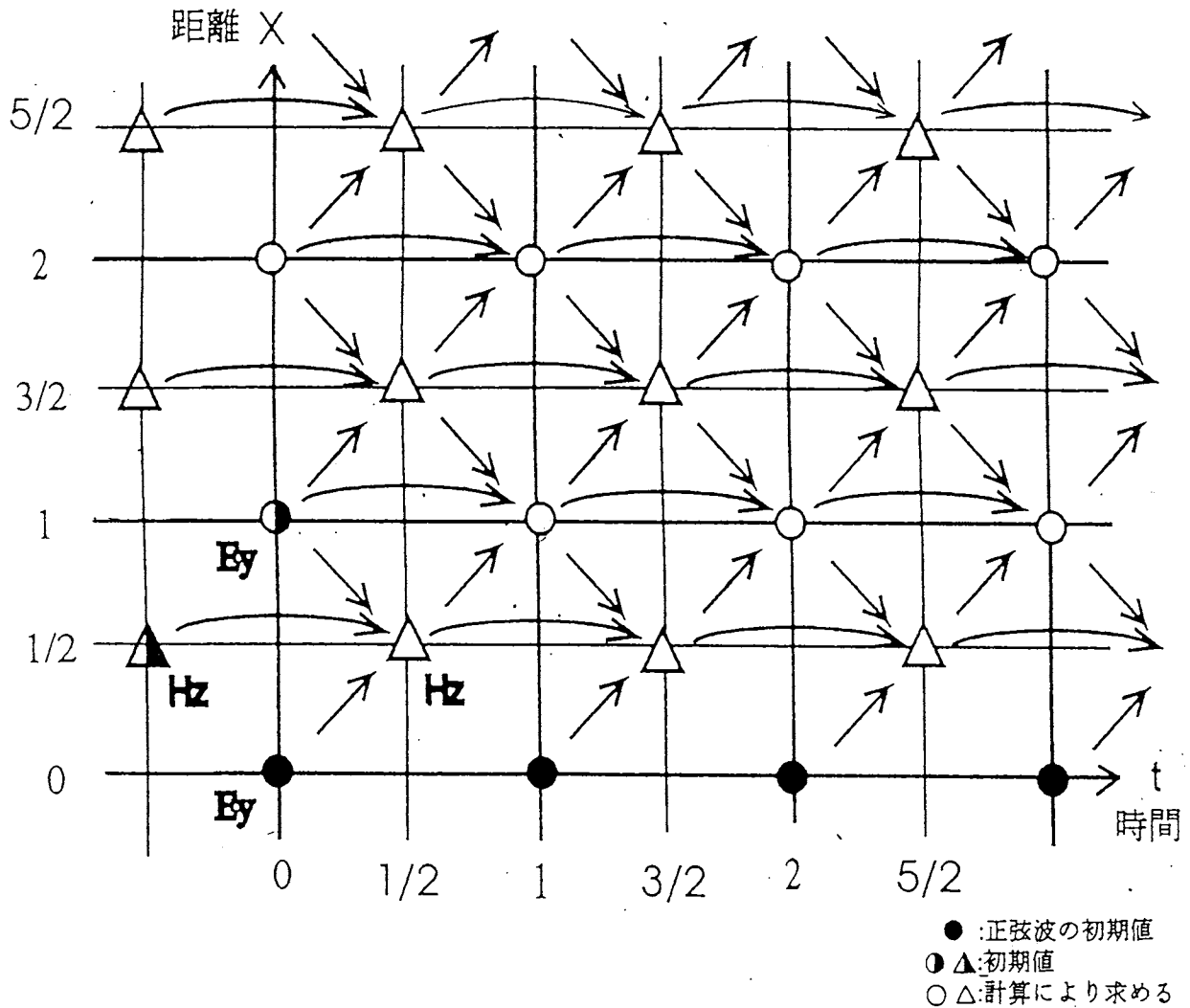


図 10.3: 時空間メッシュ [32]

横軸が時間、縦軸が空間 (X 座標) である。(時間 t , 空間 x) と表すとすれば、まず $(0,0)$ 、 $(-\frac{1}{2},\frac{1}{2})$ 、 $(0,1)$ で電磁界の初期値を時空間の位相を考慮した正弦波で与える。(ここで磁界を $\Delta t/2$ 分だけ位相を進ませて初期値を与えておくことによって、今後時間を進めるとき $\Delta t/2$ ずつ進ませるのではなく、 Δt ずつインクリメントしていくことができ、電磁界を見かけ上、同 time space に計算することができる) なお、他の x 座標における電磁界は零としておく。

次に時間を Δt 進めて ($t=1$)、 $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ での H_z を図のようにまわりの3点 $(0,0)$ 、 $(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ 、 $(0,1)$ の値から求める。このようにして現在考慮しているシミュレーション領域の端まで計算し、それが終了すると今度は $t=1$ の E_y を磁界と同様に計算する。それが終わると時間を Δt 更新して再び H_z 、 E_y を計算し、指定した時間になるまで繰り返す。なお $x=0$ の E_y は波源であって、時間更新されるたびにこの点には $(0,0)$ で与えた正弦波の初期値に対する時間的位相を考慮した正弦波の値を代入する。

10.3 free space 中での平面波伝搬のシミュレーション

さて、(10.7)、(10.8)式を用いて実際に計算した結果を図10.4と図10.5に示す。媒質は free space、周波数は 500MHz、 Δt は 1 周期に対し 200 点、 ΔX は 1 波長に対し 40 点をとるように設定した。

横軸は位置 X 、縦軸は時間である。電磁界とも時間とともに正しく伝搬していく様子がわかる。しかし、電磁界とも 60×10^{-10} 秒辺りからシミュレーション領域の端から反射波が生じている。シミュレーション領域の端では計算機内の配列をそこで打ちきっているため、時間を更新してもこの端点の値は更新されず、単に更新前の値に進行してきた波の値が加えられていくだけであって、これはちょうど反射波を生じることになるためである。今後シミュレーション領域は無限に一様としたいので、シミュレーション領域の両端から反射波が生じないように処理しなければならない。この対処方法については次節で述べる。

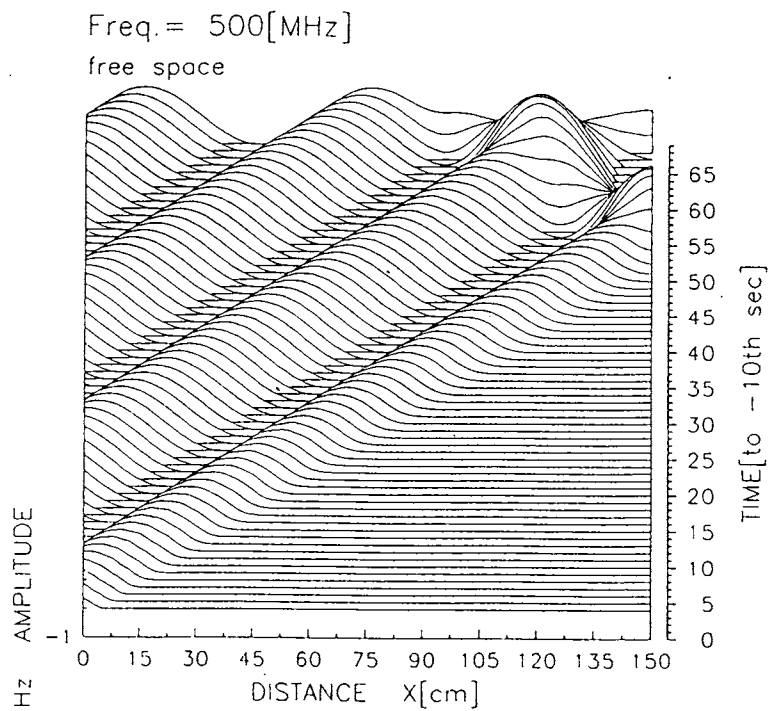


図 10.4: free space : 磁界

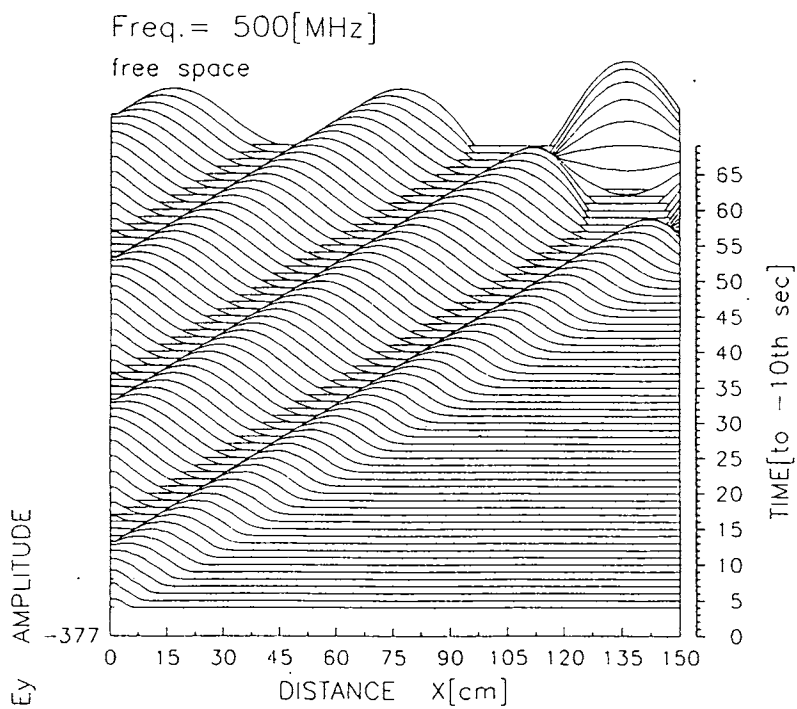


図 10.5: free space : 電界

10.4 シミュレーション領域の端における減衰領域の設定

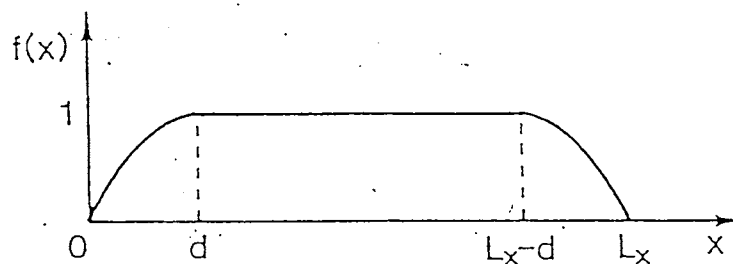
先程も述べたように、シミュレーション領域は無限に一様としたいので、あたかも無限に広がる自由空間を任意に切り出したように作用する境界条件が必要である。この場合、切り出した空間の境界からの反射波をなくすような減衰境界条件を設定してやれば良い。減衰方法として幾つか方法があるが、ここでは Masking 法 [35] を採用することにした。その理由としては、比較的簡単に良好な減衰が得られる [35] からである。

Masking 法とは、図 10.6 のようにシミュレーション領域で 1、減衰領域でシミュレーション領域から、切り出した空間の境界へなめらかに 1 から 0 に近づく Masking 関数 $f(x)$ を考える。(10.7)、(10.8) を使って電磁界を時間更新するたびに、境界の法線ベクトルに垂直な成分 E_t, H_t (transverse field、 x を伝搬方向にとった 1 次元の場合 E_y, E_z や H_y, H_z) にこの Masking 関数 $f(x)$ をかけて減衰を起こさせる。すなわち、毎時間ステップにつき次の Masking を行なう。

$$\begin{aligned} E_t(x) &\leftarrow f(x)E_t(x) \\ H_t(x) &\leftarrow f(x)H_t(x) \end{aligned}$$

ここでマスクのかけ方に電界または磁界のどちらか一方のみにマスクをかける Single Masking と、電磁界両方にマスクをかける Double Masking がある。両者の吟味はここでは行なわないが、free space 中の伝搬においては Double Masking の方が良好な減衰が得られるためこちらの方法を採用する。

Masking Procedure



Masking Function

$$f(x) = \begin{cases} -(x-d)^2/d^2 + 1 & (0 \leq x < d) \\ 1 & (d \leq x \leq L_x - d) \\ -[x - (L_x - d)]^2/d^2 + 1 & (L_x - d < x \leq L_x) \end{cases}$$

Masking of Field

$$E(x) \leftarrow f(x) E(x)$$

$$H(x) \leftarrow f(x) H(x)$$

図 10.6: Masking 法の概略図 [35]

図 10.6中の減衰領域 d は、1 波長以上の大きさに設定すればよい。しかし、それ以下では、十分な減衰が得られない。

減衰領域 d による影響を調べるため d を $\lambda/4$ に設定した場合を図 10.7に、 $5\lambda/4$ としたものを図 10.8に示す。 d が 1 波長以下 ($\lambda/4$) であると依然 6.46%も反射があるのに対し、 d を 1 波長以上 ($5\lambda/4$) としたものは 0.26%の反射というように小さくなった。以後、このような減衰境界条件を設定して計算を行なう。

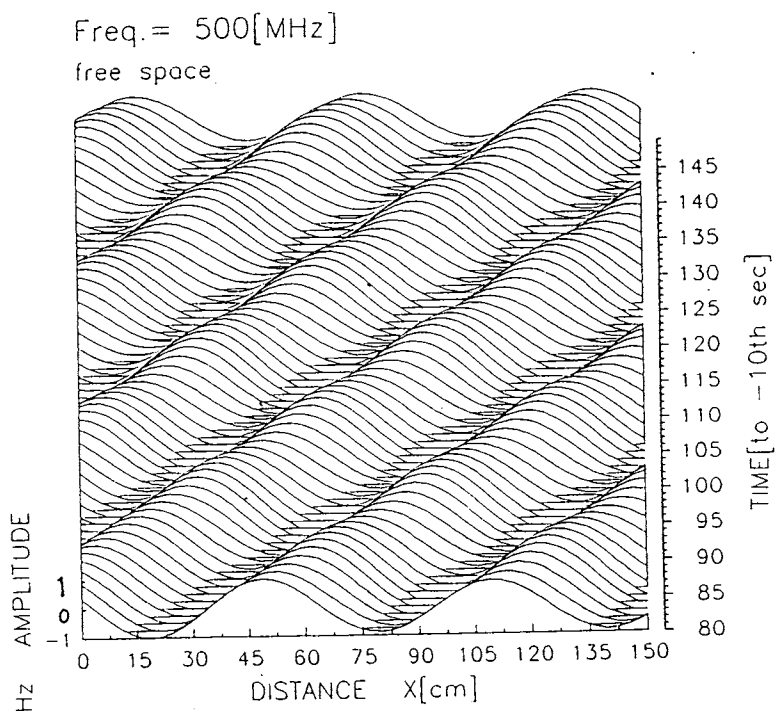


図 10.7: 減衰領域 $d : \lambda/4$

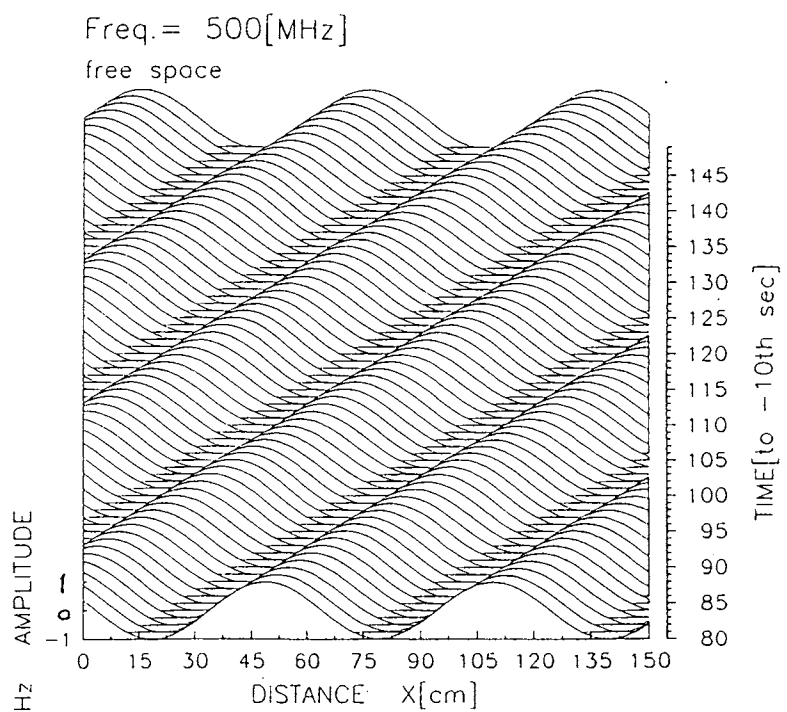


図 10.8: 減衰領域 $d : 5\lambda/4$

10.5 誘電体が存在する場合の平面波の伝搬シミュレーション

10.5.1 計算例

解析解が求められるように、free space から、ある位置 X より右に y - z 平面 (x 軸に垂直) で無限長の誘電体を置くものとする。周波数 500MHz、 X が 60cm 以上の場所に比誘電率 $\epsilon_r=4.0$ の誘電体を置いてシミュレートした結果 (磁界) を図 10.9 に示す。

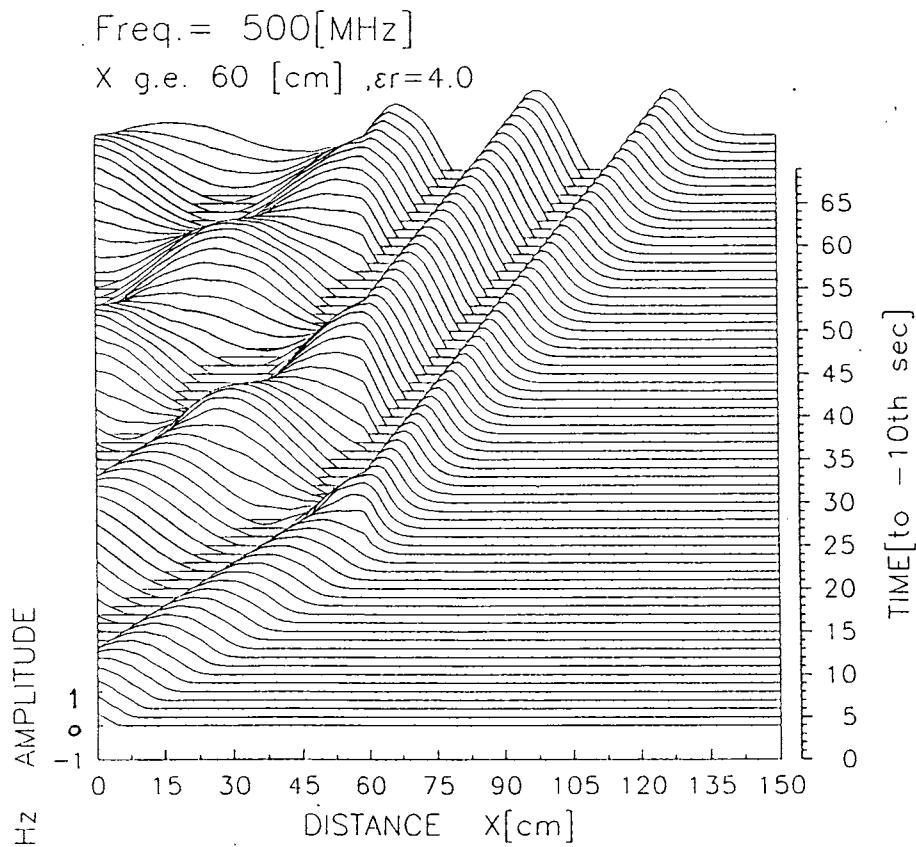


図 10.9: 誘電体における伝搬 (磁界)

誘電体に到達した波は、反射波と透過波に分かれて free space では進行波と反射波の合成波が、誘電体中では位相速度が遅れて透過波が伝搬していく様子がわかる。図には示さないが、電界も同様に伝搬していく。

10.5.2 解析解との比較

図 10.9 のような連続波 (Continuous Wave: CW) でも解析できないこともないが、分かり易くするため前節と同様な条件のもとで、正の半周期パルス波を使って解析を行なう。図 10.10 に電界、図 10.11 に磁界の計算結果を示す。図中の矢印の長さは、同じ時間に波が伝搬する距離を表している。

電磁波が異なる領域へ垂直入射する場合は次のようになる。

電磁波が領域 1 から領域 2 へ入射するものとするとき電磁界の反射係数 R と透過係数 T はそれぞれ次式で表される。

反射係数 R :

$$R_E = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (10.9)$$

$$R_H = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (10.10)$$

透過係数 T :

$$T_E = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (10.11)$$

$$T_H = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (10.12)$$

ここで Z_1, Z_2 はそれぞれの領域における媒質によって決まる波動インピーダンスであって、 $Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}}$ 、 $Z_2 = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}}$ である。

また、位相速度 v_p については $v_{p1} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}}$ 、 $v_{p2} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2 \mu_2}}$ である。

但し ϵ, μ はそれぞれ比誘電率と比透磁率、 c は光速である。

以上の数値を図 10.10 の電界の場合について計算すると、 $Z_1 = 1$ 、 $Z_2 = \frac{1}{2}$ より $R_E = -\frac{1}{3}$ 、 $T_E = \frac{2}{3}$ 、 $v_{p1} = c$ 、 $v_{p2} = \frac{c}{2}$ となる。図 10.10 から反射波、透過波の振幅や、位相速度が理論通りであることが確認できる。また、図 10.11 の磁界の場合についても同様なことが言える。

また、計算値と解析値から誤差率を算出した。計算方法は、CW 波で解析した計算結果の内、ある時間 t における波形の振幅が最大である点を数点選びだし、それを解析値と

比較し各点の誤差率をそれぞれ求めてその平均をとった。電界について計算した結果を、 Δt の変化によるものを表 10.1 に、 ΔX の変化によるものを表 10.2 に示す。

いずれも刻みを細かくすると誤差率は多少ではあるがよくなっていることがわかるが、いずれの場合でも十分実用的な範囲であると言える。

Δt [秒]	1.0×10^{-11} 1 波長につき 200 点	1.0×10^{-12} 1 波長につき 2000 点
平均誤差率 [%]	0.574	0.515

但し、 ΔX は 1.5×10^{-2}

表 10.1: Δt の変化による平均誤差率

ΔX [m]	1.5×10^{-2} 1 波長につき 40 点	3.0×10^{-2} 1 波長につき 20 点
平均誤差率 [%]	0.574	0.584

但し、 Δt は 1.0×10^{-11}

表 10.2: ΔX の変化による平均誤差率

ところでパルス波の後ろに振幅の小さい波が伝搬しているが、これはパルス波が無数の周波数成分をもっており、且つシミュレーション領域では数値誤差により高周波、短波長成分の群速度が小さくなるために位相速度の遅れた波が伝わっているものと考えられる。

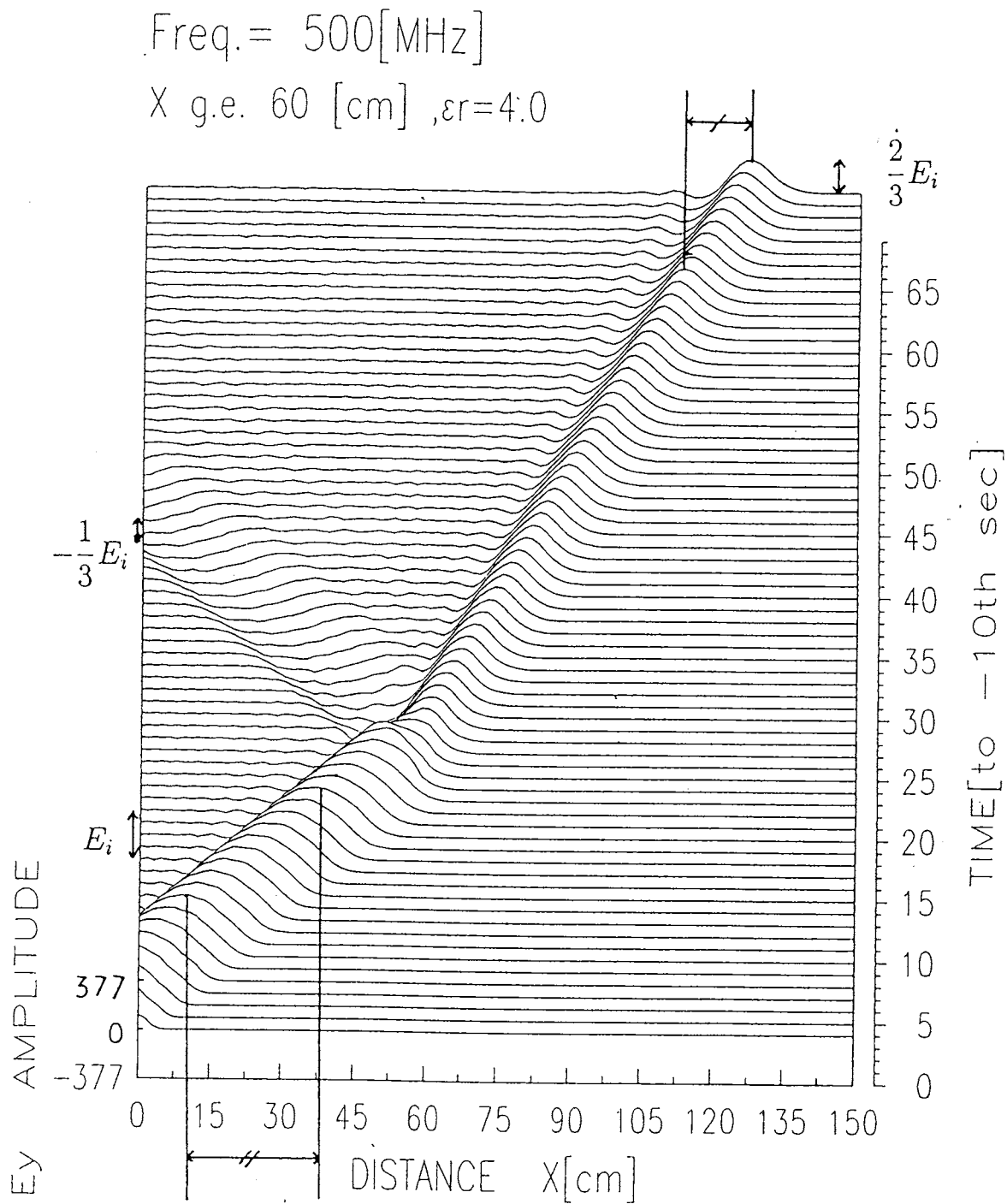


図 10.10: 誘電体におけるパルス波の伝搬 (電界)

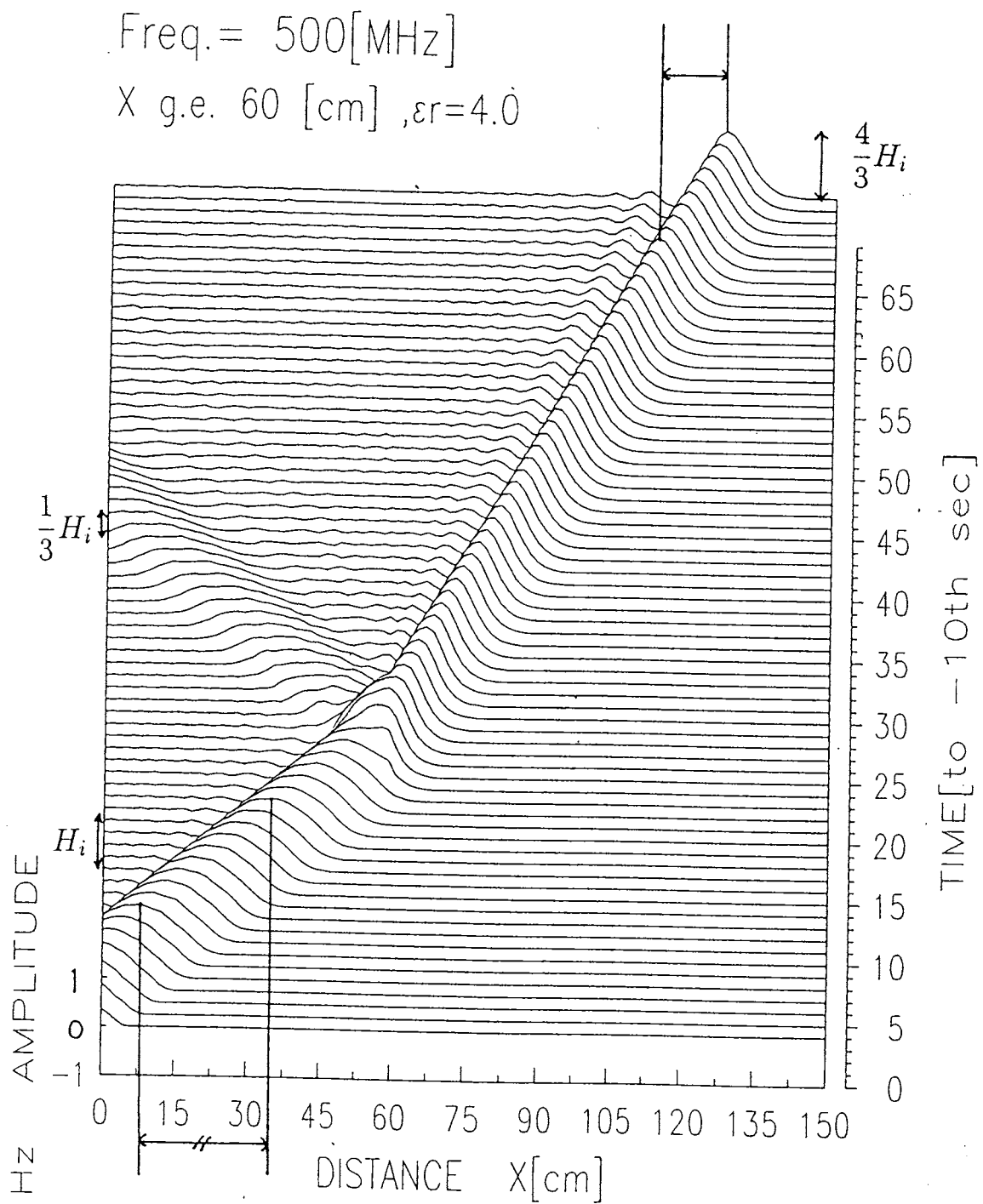


図 10.11: 誘電体におけるパルス波の伝搬 (磁界)

10.6 導電体での伝搬

ここでは、大地や金属などの損失媒質中における伝搬の計算例を紹介する。

10.6.1 大地中（低導電率）での伝搬

計算例

free space から、ある位置 X より右に無限 $y-z$ 平面 (x 軸に垂直) に大地があるものとする。ここに周波数 500MHz、 X が 60cm 以上の場所から比誘電率 $\epsilon_r=4.0$ (乾土)、導電率 $\sigma = 1.5 \times 10^{-2}$ [V/m] の大地があるものとしてシミュレートした結果 (磁界) を図 10.12 に示す。

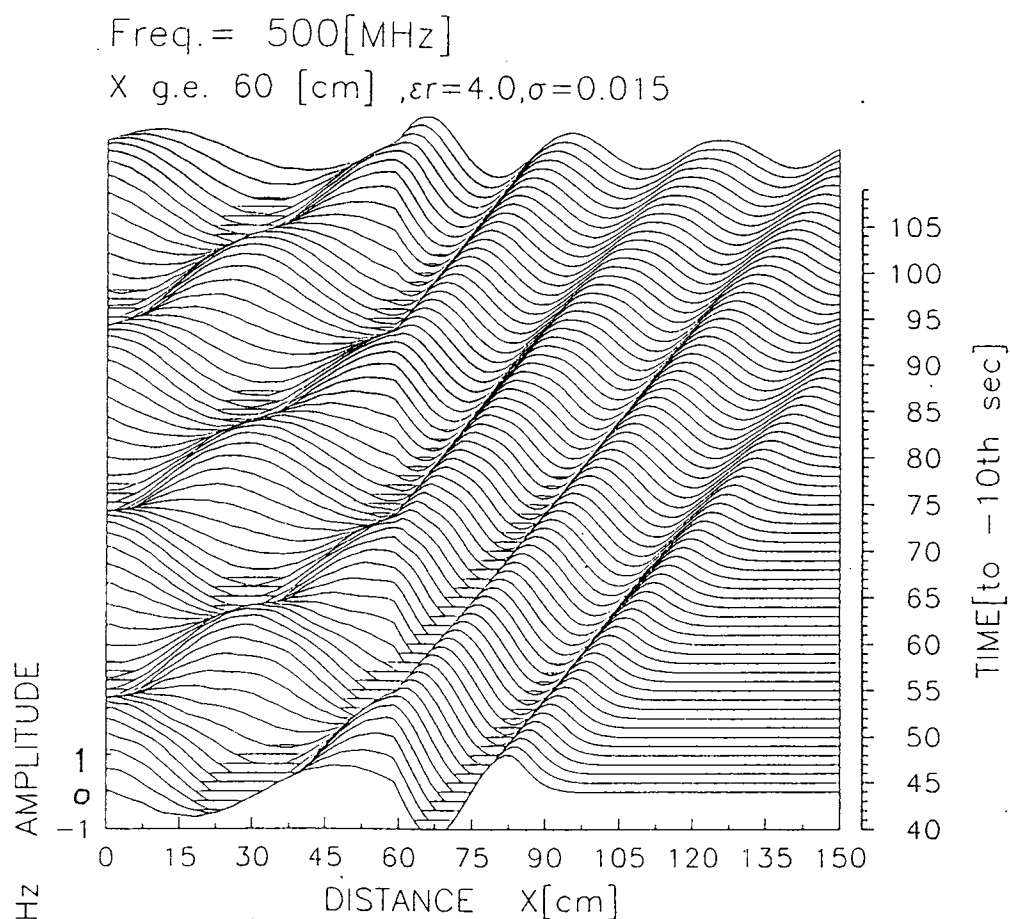


図 10.12: 大地中における伝搬：周波数 500MHz (磁界)

図をみてもわかるように、大地中では減衰していくことがわかる。

また減衰の度合は、媒質が同じであれば周波数が高いほど大きくなる。(図 10.13 参照：媒質条件は前図と同じ：周波数を低くすれば大地の深部まで電磁波が到達でき、これによって地下探査能力を上げようというのがこのテーマの最終的な狙いであって、本研究はその解析手段の内の一つである)

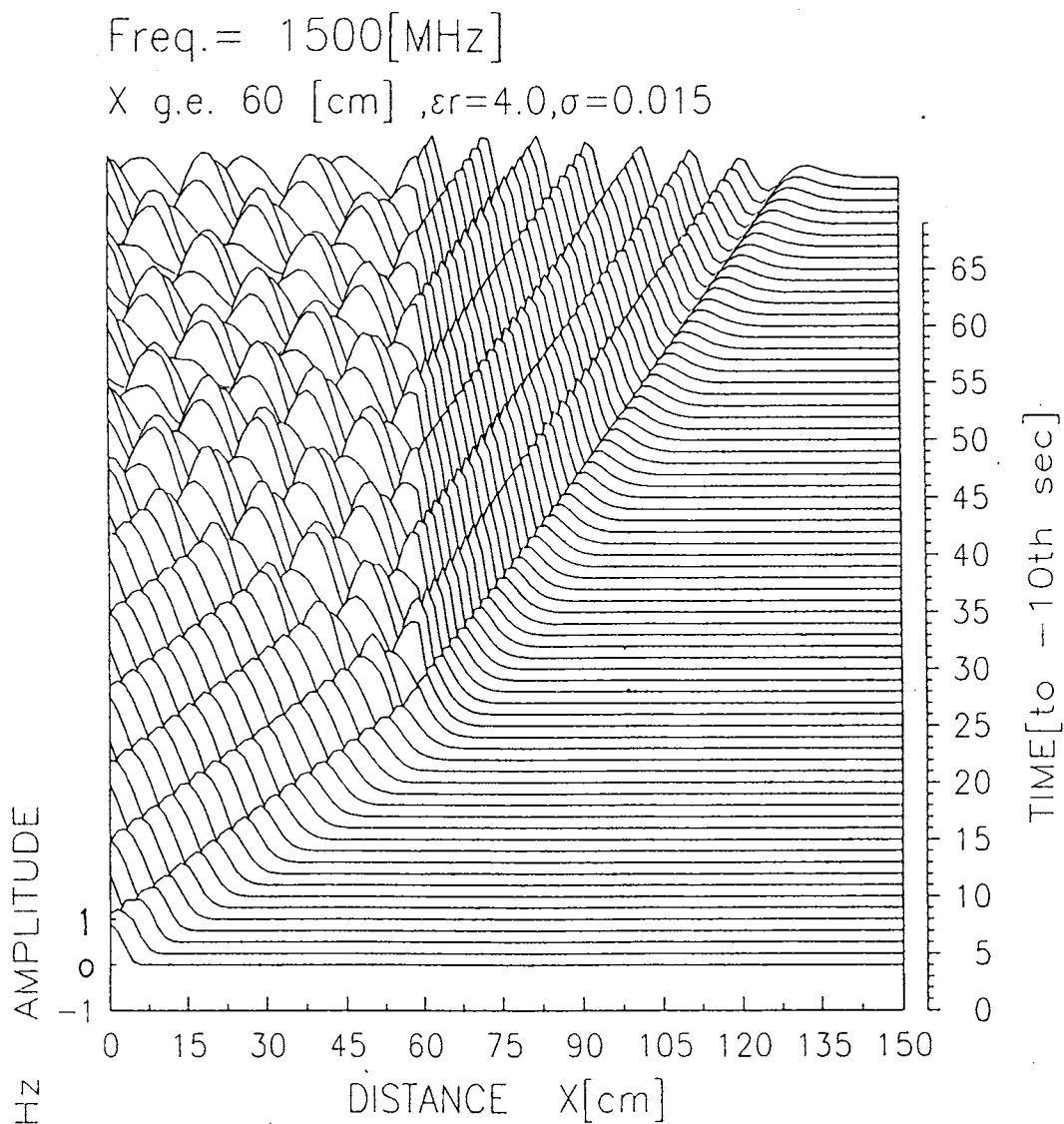


図 10.13: 大地中における伝搬：周波数 1500MHz (磁界)

解析解との比較

図 10.12 の計算結果を解析解と比較してみた。評価方法は、表皮厚 δ を解析解から算出し、その δ における点での振幅が $1/e$ に減衰しているかどうかをみて、その誤差率を計算

した。

表皮厚 δ は次の式で表される。

$$\delta = \frac{1}{\alpha}$$

但し、 α は次式で表される。

$$\alpha = \omega\sqrt{\epsilon\mu}\sqrt{\frac{1}{2}\left\{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} - 1\right\}} \quad (10.13)$$

上式より表皮厚は約 70.9cm となる。従って大地表面より 70.9cm、即ち $x=130.9\text{cm}$ の点での振幅と、入射振幅の $1/e$ 倍の値とを比較し誤差率を計算する。ここで注意しなければならないことは、60cm の点における、即ち大地との境界における場所での振幅は波源で与えた振幅よりも、境界点での反射波によって少し大きくなっていることである。よって $1/e$ の振幅値を求めるときはこのことを考慮して計算を行なわなければならない。なお、計算値は ΔX の整数倍の場所しか分からないので、表皮厚点は最近似点を用いた。結果を表 10.3 に示す。

Δt [秒]	1.0×10^{-11} 1 周期につき 200 点	1.0×10^{-12} 1 周期につき 2000 点
平均誤差率 [%]	1.996	1.986

但し、 ΔX は 1.5×10^{-2}

表 10.3: 平均誤差率：大地中での伝搬

これらの値は時空間差分近似によるもの、(10.5) 式の近似によるもの、更に表皮厚点での振幅を近似点から求めたことによる誤差全てを含んでいるが、十分実用的な誤差範囲であると考えられる。

10.6.2 金属（高導電率）での伝搬

今度は金属を置いて計算を試みた。金属は銅で導電率は 5.8×10^7 [Ω/m] である。

ところがこの計算を実行すると、金属表面で発散が起こってしまった。原因は時間刻み幅 (Δt) であることが分かった。(10.7) の右辺第 2 項に注目すると free space では零であるが、金属部分から非常にオーダーの大きい数になることが分かる。これが原因で差分条件を満足できなくなり、発散が起きるものと考えられる。従って第 2 項のオーダーを小さくすべく、時間刻みを更に細かくする必要がある。

発散せずに計算を行なうには、第 2 項のオーダーが最低でも小数第 1 位にまで落とさなければならないことが多数のシミュレート実験から分かった。しかし、その計算の実行時間が、現在我々が使用しているコンピュータでは約 3ヶ月、更に精度をよくするために第 2 項のオーダーを小数第 2 位にすると約 2年半もかかることが判明した。

これではあまりにも時間がかかりすぎて実用性に欠けるので、ここでは解決策として金属は完全導体とし、入射する電磁波を全て反射するものとして扱う。つまり、金属体の位置から計算機内の配列を強制的に零にしてやるのである。

例として 75cm より右側の無限 y - z 平面に理想完全導体を置いて計算した電界、磁界の結果をそれぞれ図 10.14、図 10.15に示す。電磁界とも金属境界面での完全反射による定在波がたち、境界面では電界は節、磁界は腹になっていることがわかる。

10.7 物理量の規格化

今までは全ての物理量を真値で取り扱ってきた。よって電磁波の位相速度も光速となり、シミュレーションを行なうには (10.7) (10.8) 式によって非常に大きな数値や、逆に非常に小さな数値を幾度も四則演算することになる。計算回数が大きくなると、乗算による桁落ちなどが蓄積されて誤差が大きくなる。

そこで乗算回数を減らすべく各物理量の規格化というものを行なう。次の各物理量を以下のように Δt 、 ΔX で規格化する。但し添字 R は実物理量、S は規格値である。

$$\text{distance} \quad x_S = (1/\Delta X)x_R$$

$$\text{time} \quad t_S = (1/\Delta t)t_R$$

$$\text{electric field} \quad E_S = (\Delta t)^2(1/\Delta X)E_R$$

$$\text{magnetic field} \quad H_S = (\Delta t)H_R$$

更に free space での誘電率、透磁率を 1 とすることで位相速度を 1 と規格化する。以上の操作によって (10.7) (10.8) 式はそれぞれ次式で表される。

$$E_{S_y}^{n+1}(I) = E_{S_y}^n(I) - \frac{1}{\varepsilon_r(I)} \left\{ \sigma(I) E_{S_y}^n(I) + H_{S_z}^{n+\frac{1}{2}}(I) - H_{S_z}^{n+\frac{1}{2}}(I-1) \right\} \quad (10.14)$$

$$H_{S_z}^{n+\frac{1}{2}}(I) = H_{S_z}^{n-\frac{1}{2}}(I) - \frac{1}{\mu_r(I)} \left\{ E_{S_y}^n(I+1) - E_{S_y}^n(I) \right\} \quad (10.15)$$

但し ε_r 、 μ_r はそれぞれ比誘電率、比透磁率である。

このように物理量を規格化すると乗算を減らすことができ、更に free space での伝搬を考えるとすれば (10.14)、(10.15) 式は加減法だけの式となる。

ちなみに free space 中での伝搬について誤差を検討したところ、誤差はほとんどみらず規格化による効果は大きかった。しかし誘電体などの媒質では、除(乗)算項の影響のため誤差は実物理量での計算値と大きな差はみられなかった。しかし計算時間は誘電体媒質でのシミュレーションで約 4 分の 1 であった。あらゆるシミュレーションにおいてこれだけ時間が短縮されるとは言えないが、規格化の効果は十分であるといえる。

今後は計算時間が大きくないシミュレーションでは便宜上規格化はおこなわずに実物理量で取り扱う。

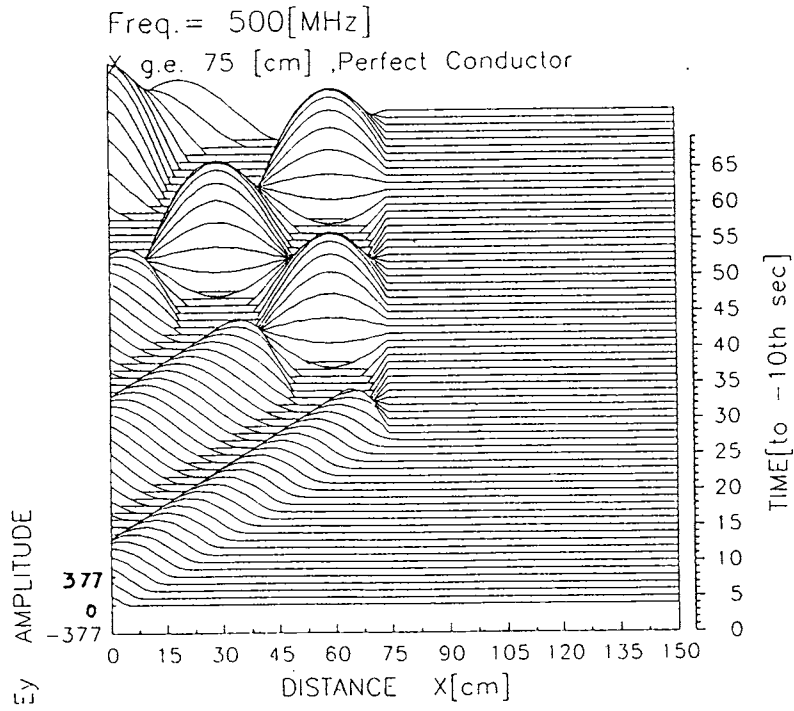


図 10.14: 完全導体における伝搬 (電界)

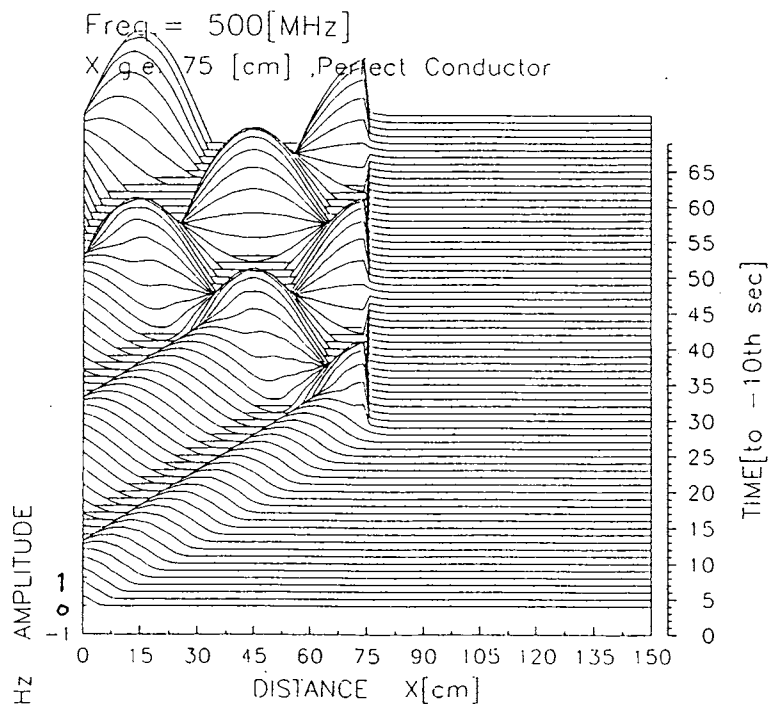


図 10.15: 完全導体における伝搬 (磁界)

第 11 章 2次元シミュレーション

11.1 基本方程式

2次元シミュレーションで、ここでは電界が z 方向、磁界が x - y 平面内方向のみ、つまり x - y 平面内方向に伝搬する円筒波などの電磁波を考える。(10.1)、(10.2) 式をそれぞれ成分表示すると (11.1)、(11.2)、(11.3) 式となる。

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\sigma E_z + \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (11.1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (11.2)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (11.3)$$

そこで、図 11.1 のような空間メッシュを考えて時空間について中心差分をとると上式はそれぞれ次のものとなる。

$$\begin{aligned} \frac{E_z^{n+\frac{1}{2}}(I, J) - E_z^{n-\frac{1}{2}}(I, J)}{\Delta t} &= \frac{1}{\varepsilon(I, J)} \left\{ -\sigma(I, J) E_z^{n-\frac{1}{2}}(I, J) \right. \\ &\quad \left. + \frac{H_y^n(I + \frac{1}{2}, J) - H_y^n(I - \frac{1}{2}, J)}{\Delta X} - \frac{H_x^n(I, J + \frac{1}{2}) - H_x^n(I, J - \frac{1}{2})}{\Delta Y} \right\} \end{aligned} \quad (11.4)$$

$$\frac{H_x^{n+1}(I, J - \frac{1}{2}) - H_x^n(I, J - \frac{1}{2})}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu(I, J - \frac{1}{2})} \cdot \frac{E_z^{n+\frac{1}{2}}(I, J) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(I, J - 1)}{\Delta Y} \quad (11.5)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(I - \frac{1}{2}, J) - H_y^n(I - \frac{1}{2}, J)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu(I - \frac{1}{2}, J)} \cdot \frac{E_z^{n+\frac{1}{2}}(I, J) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(I - 1, J)}{\Delta X} \quad (11.6)$$

但し $J, J - \frac{1}{2}$ は y 座標のインデックスである。

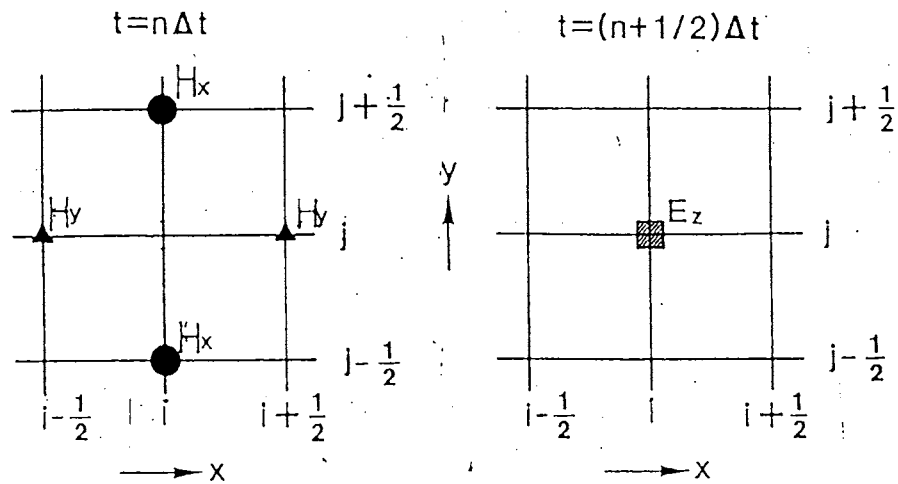


図 11.1: 空間メッシュ [33]

1次元の時と同様にして空間インデックスを整数で表し、書き直すと

$$E_z^{n+\frac{1}{2}}(I, J) = E_z^{n-\frac{1}{2}}(I, J) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(I, J)} \left\{ -\sigma(I, J)E_z^{n-\frac{1}{2}}(I, J) + \frac{H_y^n(I, J) - H_y^n(I-1, J)}{\Delta X} - \frac{H_x^n(I, J) - H_x^n(I, J-1)}{\Delta Y} \right\} \quad (11.7)$$

$$H_x^{n+1}(I, J) = H_x^n(I, J) - \frac{\Delta t}{\mu(I, J)} \cdot \frac{E_z^{n+\frac{1}{2}}(I, J) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(I, J-1)}{\Delta Y} \quad (11.8)$$

$$H_y^{n+1}(I, J) = H_y^n(I, J) + \frac{\Delta t}{\mu(I, J)} \cdot \frac{E_z^{n+\frac{1}{2}}(I, J) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(I-1, J)}{\Delta X} \quad (11.9)$$

となる。

なおプログラムの流れは1次元と同様であるが、ただ y 方向の計算が増えることになる。

11.2 円筒波の free space 中の伝搬シミュレーション

計算例

1次元では平面波しか解くことができなかつたが、2次元では円筒波などの電磁波の解析が可能となる。そこで (11.7)、(11.8)、(11.9) 式を用いて円筒波の伝搬を計算した。周波数 500MHz、波源は $(x,y)=(75\text{cm},75\text{cm})$ の位置に z 方向に無限の長さをもつ線状波源であって、 $t=0$ 秒から放射を開始し 50×10^{-10} 秒後の電界の波形を図 11.2 に、磁界の波形を図 11.3 に示す。

解析解との比較

円筒波の放射解の解析解は次式によって表される。但し $kR > 1$ のときの近似式である。

$$E_z \simeq \frac{\omega \mu I}{4} H_0^{(2)}(kR) \quad (11.10)$$

但し、 $H_0^{(2)}(kR)$ は以下の式で表される。また k は波数、 R は波源からの距離である。

$$H_0^{(2)}(kR) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi kR}} e^{-j(kR - \frac{\pi}{4})} \quad (11.11)$$

(11.11) 式を見るとわかるように、振幅が $1/\sqrt{R}$ で減衰する。従って $kR > 1$ での異なる 2 点の距離を R_1 、 R_2 、その点における電界をそれぞれ E_1 、 E_2 とするならば

$$\frac{E_1(R_1)}{E_2(R_2)} = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \quad (11.12)$$

となっていればよい。この方法で誤差を計算したところ約 0.53% と良好な数値となった。

なお、磁界についても電界と同様にして計算することができる。

11.3 円筒波の大地中での伝搬

計算例

free space から、ある位置 X より右に無限 $y-z$ 平面 (x 軸に垂直) に大地があるものとする。ここに周波数 500MHz、 X が 60cm 以上の場所から比誘電率 $\epsilon_r=4.0$ (乾土)、導電率 $\sigma = 1.5 \times 10^{-2}$ [U/m] の大地があるものとしてシミュレートした結果 (電界) を図 11.4 に示す。なお、 $t=0$ 秒から放射を開始し 70×10^{-10} 秒後の波形である。

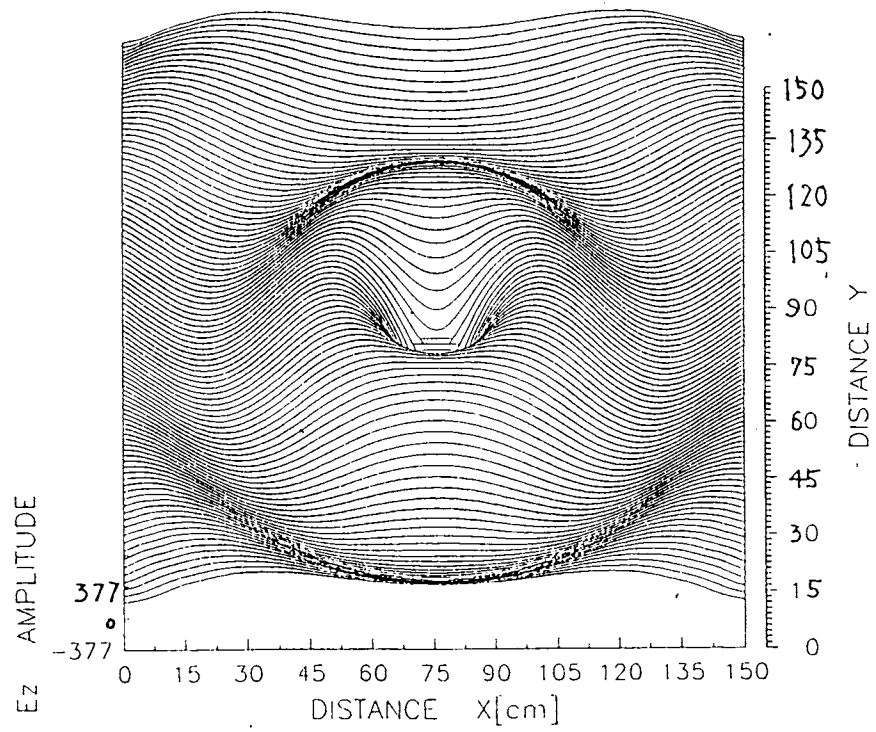


図 11.2: 円筒波の free space 中の伝搬 (電界)

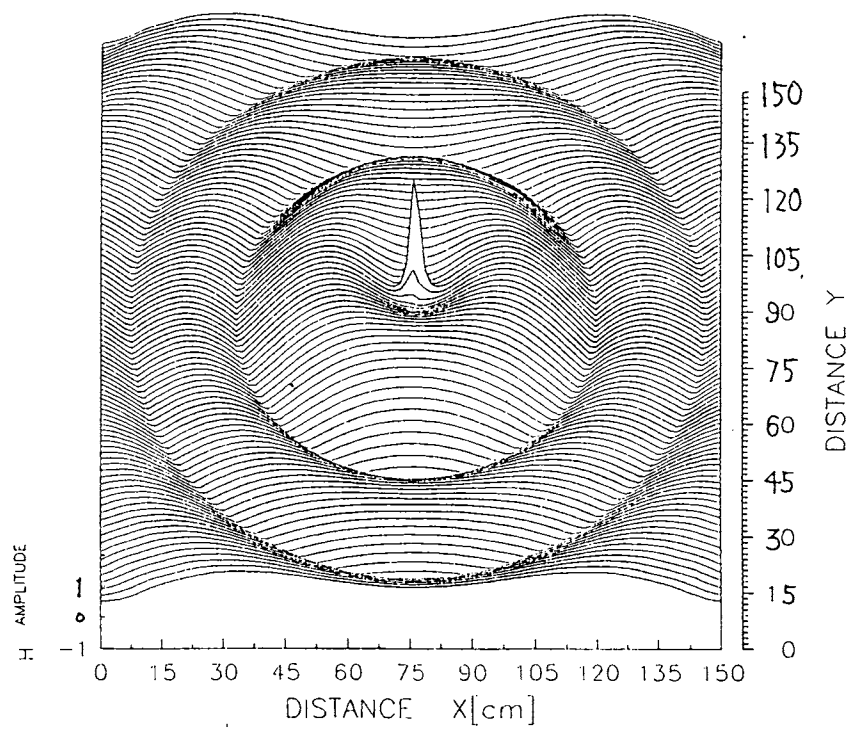


図 11.3: 円筒波の free space 中の伝搬 (磁界)

11.4 解析解が得られない媒質中でのシミュレーション

これから示すシミュレーション結果は一般的に解析解が得られず、このようなシミュレーションによる解析によってのみ伝搬の様子を知ることができる。

有限長の誘電体が存在する媒質でのシミュレーション

図 11.5 に示すような媒質を考えて、 y 方向に一様で x 方向に伝搬する平面波でシミュレートしたものを図 11.6 に、 $(x,y)=(0\text{cm},75\text{cm})$ に x - y 平面に垂直で z 方向に無限長の線状波源を置いた円筒波でシミュレートしたものを図 11.7 に示す。なお、いずれも $t=0$ 秒から放射を開始し 70×10^{-10} 秒後の波形であって周波数は 500MHz である。

有限長の完全導体が存在する媒質でのシミュレーション

図 11.5 に示すような媒質を考えて、誘電体のときと全く同じ条件の波源を用いて平面波でシミュレートしたものを図 11.8 に、円筒波でシミュレートしたものを図 11.9 に示す。なお、いずれも $t=0$ 秒から放射を開始し 70×10^{-10} 秒後の波形である。

3層の断層におけるシミュレーション

図 11.10 に示すような媒質を考えて、誘電体のときと全く同じ条件の波源を用いて平面波でシミュレートしたものを図 11.11 に、円筒波でシミュレートしたものを図 11.12 に示す。なお、いずれも $t=0$ 秒から放射を開始し 70×10^{-10} 秒後の波形である。

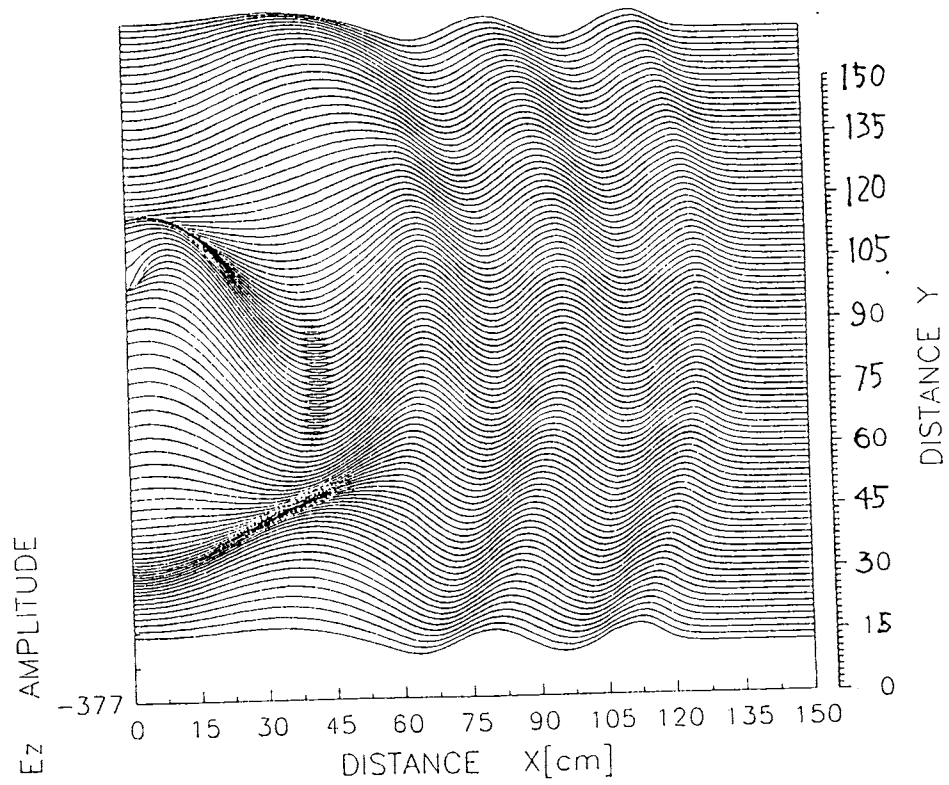


図 11.4: 円筒波の大地中における伝搬 (電界)

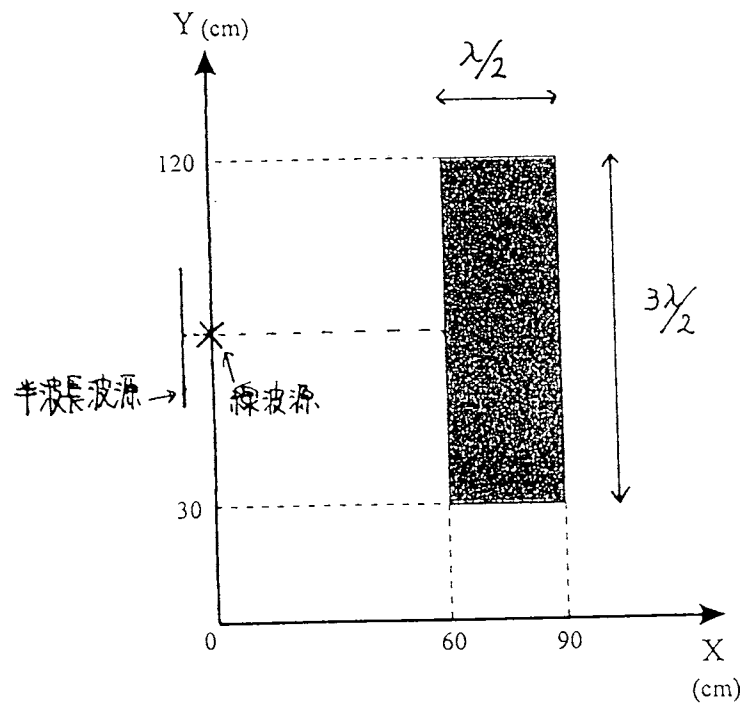


図 11.5: 媒質モデル

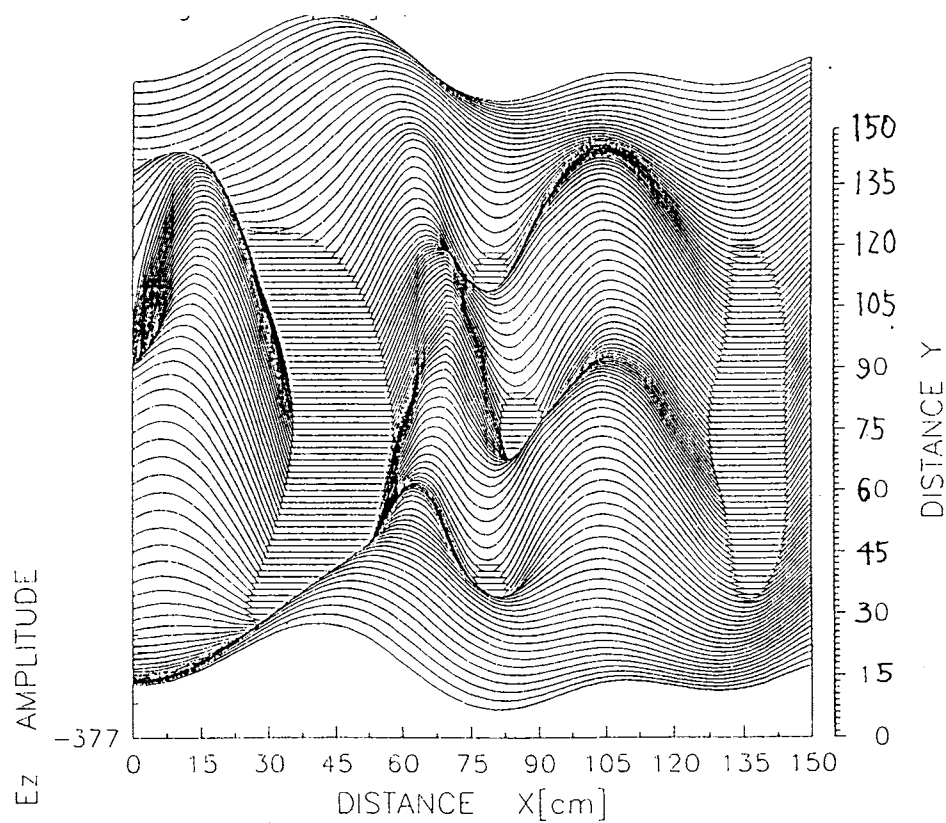


図 11.6: 半波長空中線放射波の伝搬 (有限長誘電体)

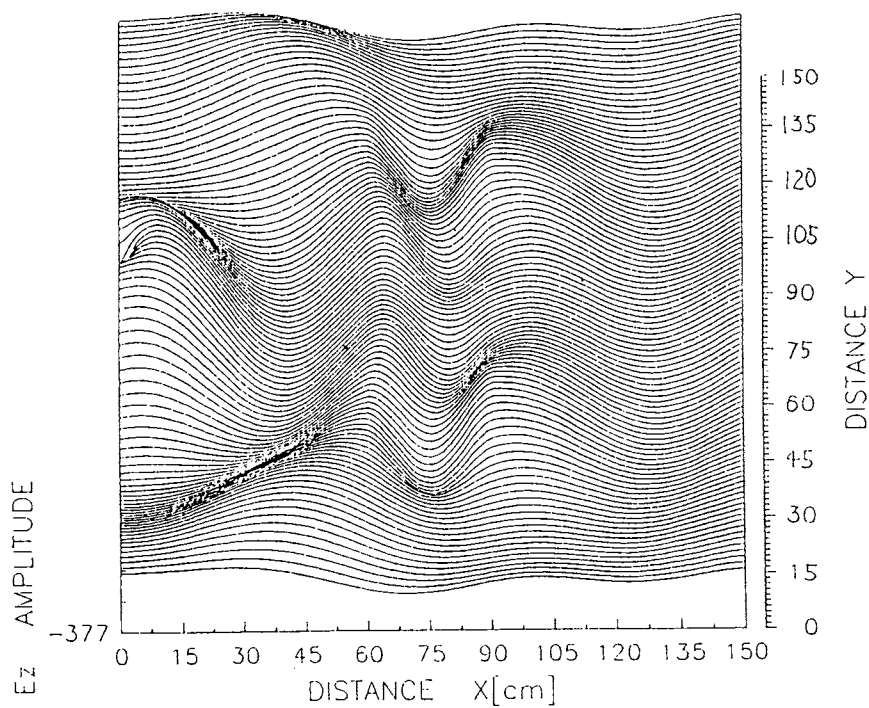


図 11.7: 円筒波の伝搬 (有限長誘電体)

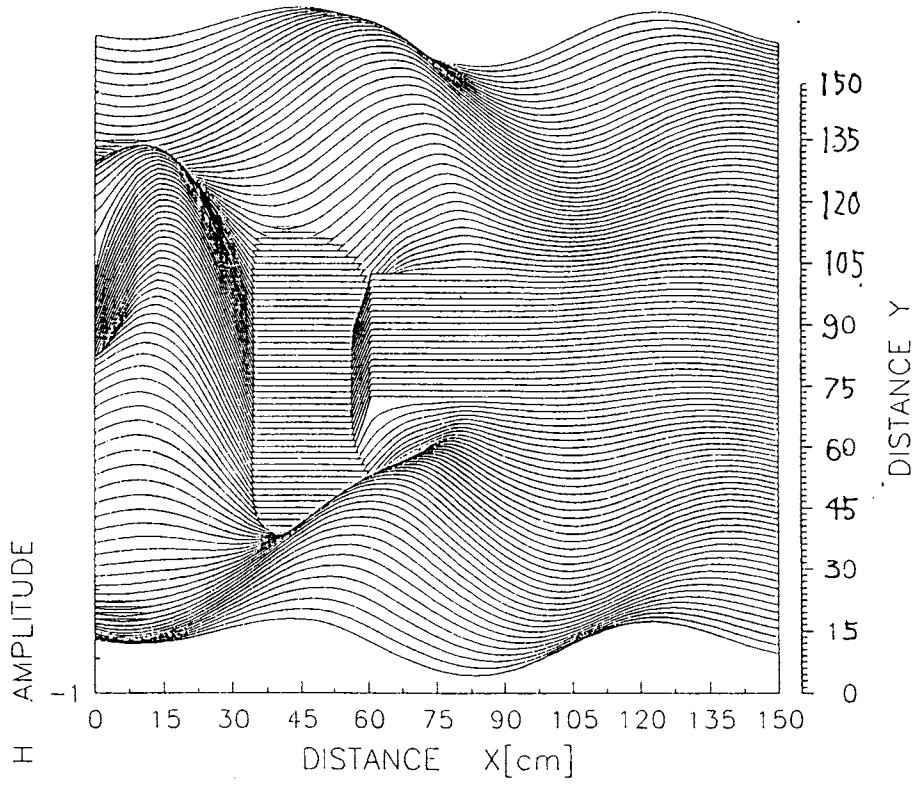


図 11.8: 半波長空中線放射波の伝搬 (有限長完全導体)

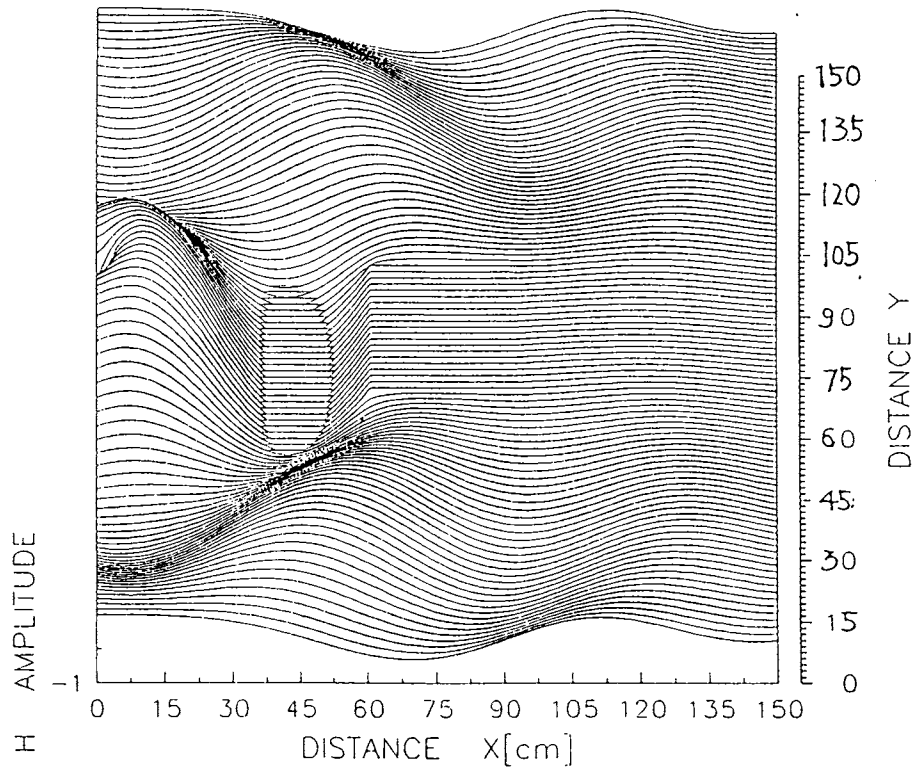


図 11.9: 円筒波の伝搬 (有限長完全導体)

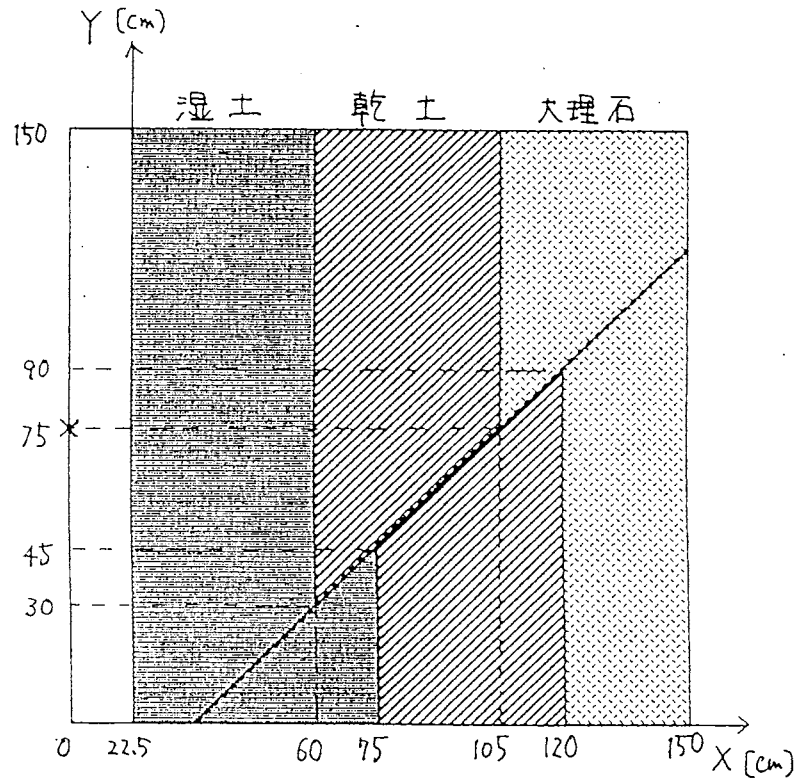


図 11.10: 3 層断層モデル

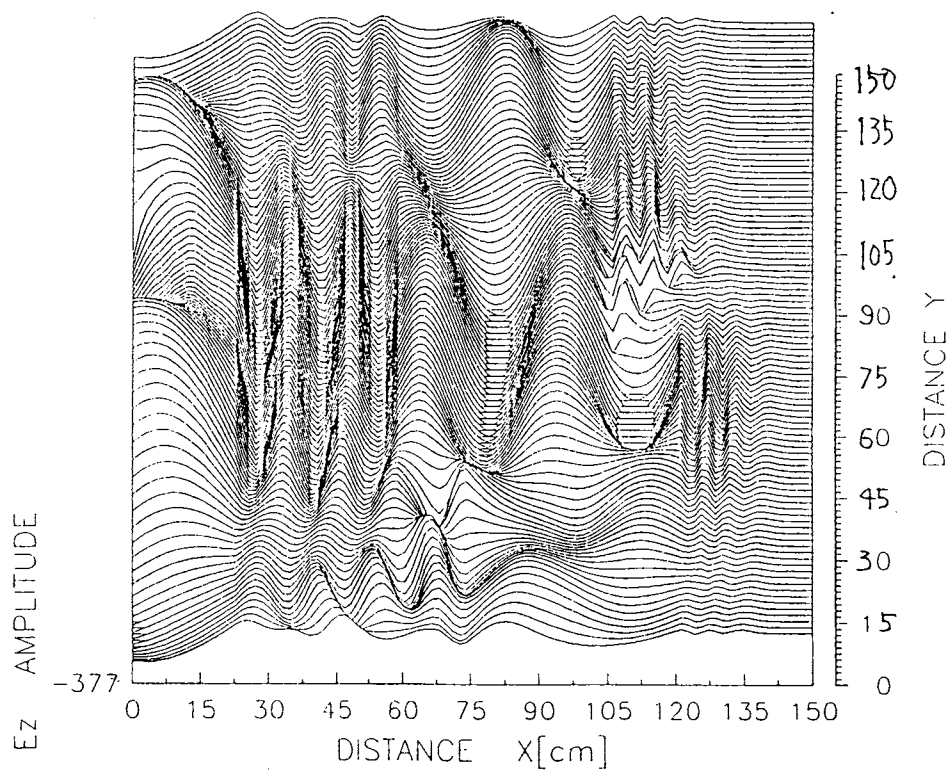


図 11.11: 半波長空中線放射波の伝搬 (断層中)

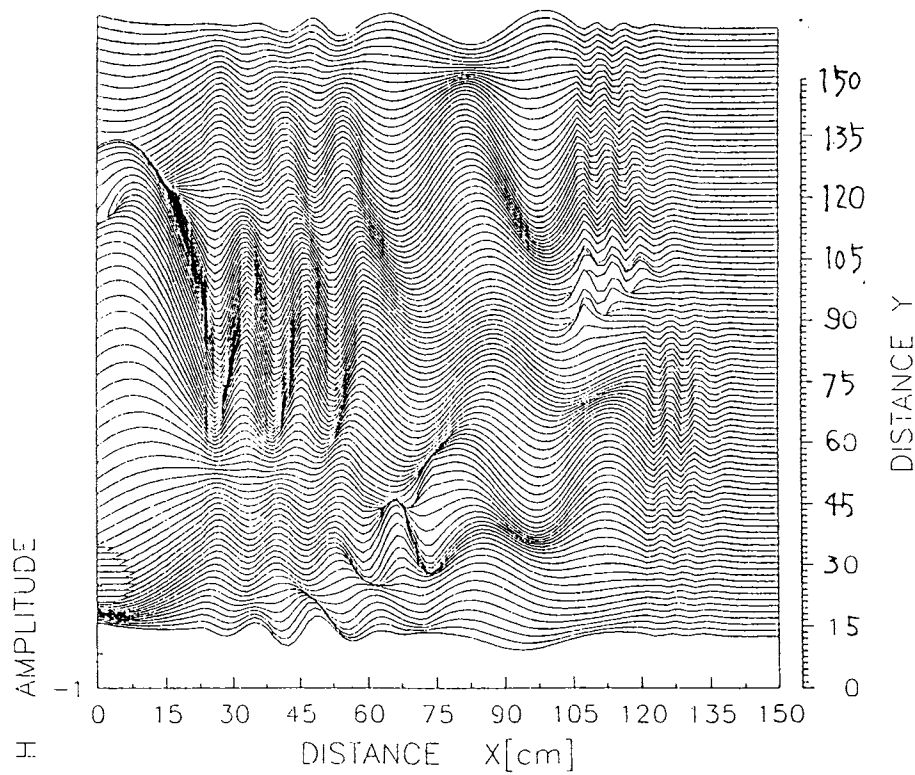


図 11.12: 円筒波の伝搬 (断層中)

参考文献

第1章、第2章

- [1] 今井邦彦, “大電流電磁パルス波発生装置の設計・試作”, 金沢大学卒業論文, 1992.
- [2] 石若裕子, “地中伝搬 VLF 電磁パルス波の信号処理”, 金沢大学卒業論文, 1993.
- [3] 津口公一, “VLF 波の深地下伝搬特性の解析”, 金沢大学卒業論文, 1994.

第3章

- [15] 藤井信生, “アナログ電子回路”, 昭晃堂, 1984.
- [16] “リニアオペアンプデータブック”, 誠文堂新光社, 1980.
- [17] 山本外史, “電子回路 II”, 朝倉書店, 1990.
- [18] “実用電子回路ハンドブックシリーズ 1-5”, CQ 出版社, 1983.
- [19] “半導体規格表シリーズ '94”, No. 10, 13, 18, CQ 出版社, 1994.
- [20] 関口芳廣, “D/A, A/D インタフェース技術”, 日本放送出版協会, 1994.
- [21] “トランジスタ技術 SPECIAL”, No. 19, CQ 出版社, 1993.

第4章

- [4] “トランジスタ技術 SPECIAL”, No. 19, CQ 出版社, 1993.
- [5] “トランジスタ技術 SPECIAL”, No. 3, CQ 出版社, 1987.
- [6] “トランジスタ技術 SPECIAL”, No. 25, CQ 出版社, 1991.
- [7] 稲葉保, “電子回路技術定石集”, CQ 出版社
- [8] 小林芳直, “デジタル回路テイクオフ指南”, CQ 出版社, 1990.
- [9] “A/D コンバータ CS 5012 データシート”, 旭化成マイクロシステム
- [10] “電子回路部品活用ハンドブック”, CQ 出版社
- [11] “93 年度版 74 シリーズ規格表”, CQ 出版社, 1993.
- [12] “93 年度版 A-D/D-A コンバータ規格表”, CQ 出版社, 1993.
- [13] 竹本 晃, 稲村 浩, “A-D 変換を使いこなす”, CQ 出版社, 1988.
- [14] 相沢一石, “8086 ファミリーハンドブック”, CQ 出版社, 1989.

第6章、第7章、第8章、第9章

- [22] 西村 康, 斎藤 正徳, 亀井 宏行, 荒井 郁男, 寺町 康昌, “地中を見る —遺跡調査—”, 電子情報通信学会誌, 1994.
- [23] 新保 哲也, 山口 博明, 長野 勇, “地表面近傍の地中LF電波伝搬特性”, 物理探査第47巻第2号, 1994.
- [24] 末松 安晴, “電磁気学”, 共立出版社, 1973.
- [25] 後藤 憲一, 山崎 修一郎, “詳解 電磁気学演習”, 共立出版社, 1970.
- [26] 木村 盤根, 前田 憲一, “電磁波動論”, オーム社, 1984.
- [27] 長野 勇, “電磁波工学特論 (Radio waves in an inhomogeneous medium)”, 金沢大学院講義資料, 1994.
- [28] 安斎 弘樹, 山崎 隆, 内藤 喜之, 水本 哲弥, “ゴムフェライト装荷フェライト系電波吸収体を用いた電波半無響室のゾンマーフェルト積分式による解析の検討”, 電子情報通信学会, 1994.
- [29] 戸川 隼人, “数値計算法”, コロナ社, 1981.
- [30] 山内 二郎, 宇野 利雄, 一松 信, “電子計算機のための数値計算法 III”, 培風館, 1972.
- [31] 安達 三郎, “電磁波工学”, 電子情報通信学会, 1983.

第10章、第11章

- [32] 川田 重夫, 松本 正己, “電磁気学 -電磁気現象のコンピュータ・シミュレーション入門-”, 近代科学社, 1990.
- [33] Y. Omura, “Study on nonlinear wave-particle interaction in space plasmas via computer simulations”, Ph.D Dissertation, Kyoto University, 1985.
- [34] A. Taflove, M. E. Brodwin, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-23, 8, 1975.
- [35] 田中 剛彦, “自由境界電磁粒子シミュレーションコードの開発と宇宙プラズマ波動現象への応用”, 京都大学院修士論文, 1987.