

Vol 16,

January, 1966

BULLETIN OF THE RESEARCH INSTITUTE
OF ATMOSPHERICS
NAGOYA UNIVERSITY

空 電 研 究 所 報 告

第 16 卷

—特集—

空電雑音の統計的研究

名古屋大学空電研究所

豊川市市田町

昭和 41 年 1 月

空 電 研 究 所 報 告

第 1 6 卷

1966

特 集 論 文

空電雑音の統計的研究.....仲 井 猛 敏

目 次

第 1 章	序 論	1 頁
1.1	空電雑音測定法	1
1.2	空電雑音研究の現状	2
1.2.1	単一パラメータ	2
1.2.2	統計的パラメータ	3
1.3	通信妨害の評価	4
1.4	本研究の目的, 方法, 結果	5
第 2 章	帰還形直線検波器	7
2.1	序 言	7
2.2	実際回路と等価回路	8
2.3	充 電 特 性	9
2.4	数値計算結果	12
2.5	検波電圧特性	13
2.5.1	充 電 波 形	13
2.5.2	検波電圧特性	15
2.6	結 言	21
第 3 章	Poisson 雑音過程におけるパルス幅分布	23
3.1	序 言	23
3.2	平均パルス数	24
3.3	平均パルス幅	25
3.4	パルス幅分布関数	26
3.4.1	K重パルスの幅の確率密度関数	26
3.4.2	k重パルスの幅の分布関数	28
3.4.3	全観測パルスの幅の分布関数	29
3.5	数値計算結果	31
3.6	結 言	34
第 4 章	空電雑音のパルス幅分布	35
4.1	序 言	35

4.2	測 定 法	35頁
4.3	分布の測定結果	38
4.4	測定分布および理論分布の比較	43
4.5	結 言	53
	付 録	53
第 5 章	Poisson 雑音過程におけるパルスの生起時刻間隔分布	55
5.1	序 言	55
5.2	生起時刻間隔の確率密度関数の積分表示	55
5.3	生起時刻間隔の確率密度および分布関数	56
5.3.1	観測パルス幅の確率密度関数の表示	56
5.3.2	生起時刻間隔の確率密度および分布関数	57
5.4	数値計算結果	59
5.5	結 言	63
第 6 章	空電雑音のパルス間隔（零電界）分布の測定結果	64
6.1	序 言	64
6.2	参照レベルの変化に伴う分布変化	64
6.3	低圧の参照レベルに対する分布特性	70
6.4	高圧の参照レベルに対する分布特性	70
6.5	結 言	77
第 7 章	空電雑音の振幅確率分布理論	78
7.1	序 言	78
7.2	空電インパルスの振幅分布	79
7.3	振幅確率分布	82
7.3.1	単一のべき関数近似の場合	82
7.3.2	複べき関数近似の場合	86
7.4	分布の帯域幅変化効果	88
7.5	数値計算結果および分布曲線の比較	90
7.5.1	数値計算結果	90
7.5.2	分布曲線の比較の結果	94
7.6	結 言	97

	付 録	97 頁
第 8 章	空電雑音の振幅確率分布の測定結果	100
8.1	序 言	100
8.2	測定回路および記録	101
8.3	雑音レベル	105
8.4	空電雑音振幅確率分布の測定	107
8.4.1	統計的に定常なデータ	107
8.4.2	分布計の応動特性	108
8.4.3	log-normal 分布関数による分布表現	111
8.5	多数分布の統計的表現	112
8.5.1	平均振幅の項での分布表現	112
8.5.2	V_n/V_s の時刻変化および年変化	119
8.5.3	V_n/V_s の時刻一, 季節一, 年一変化	123
8.5.4	電圧 V_s の項での中央分布	123
8.6	分布の周波数特性	127
8.7	結 言	131
	付 録	132
第 9 章	空電雑音の交さ率分布	136
9.1	序 言	136
9.2	測定装置の概略	136
9.3	交さ率分布の性質	138
9.3.1	交さ率分布の分類	138
9.3.2	複べき関数による分布の表現	141
9.3.3	接 続 交 さ 率	143
9.3.4	パラメータ r_1, r_2	144
9.3.5	最 大 交 さ 率	144
9.3.6	A_2/A_m	145
9.4	解 析	147
9.4.1	交さ率分布の近似式	147
9.4.2	最大交さ率および時間率の関係	148

9.43	高圧方向における交さ率と時間率の関係	152頁
9.5	$V_{0.1} / V_{63.2}$	152
9.51	周波数50 KCと100 KCの測定結果	152
9.52	$V_{0.1} / V_{63.2}$ の理論値および測定値の比較	155
9.6	結 言	158
第10章	高圧方向における空電雑音振幅の統計的性質の解析	159
10.1	序 言	159
10.2	解 析	159
10.21	帯域幅変化の振幅確率分布効果	159
10.22	帯域幅変化の交さ率分布効果	161
10.23	時間率および交さ率の間の交換	161
10.24	重ね合わせ効果	162
10.3	数値計算結果	163
10.31	振幅確率分布に関する数値計算結果	163
10.32	交さ率分布の数値計算結果	166
10.33	変換係数に関する数値計算結果	170
10.4	結 言	174
第11章	結 論	175
11.1	研究結果の概要および今後の問題	175
11.2	謝 辞	178
	文 献	180

空電雑音の統計的研究

梗

概

空電雑音は短波帯以下とくに長中波帯では無線通信の質を決定する最終的な妨害要因である。受信空中線における空電雑音電界は、源での雷放電機構、源の地理学的分布、電波伝はん路特性などに依存し、かつ極めて複雑である。このために強度ならびに構造を含めた空電雑音の完全な記述は現在においてもいまだ果されていない。最近、空電雑音が存在するときの通信妨害機構を明らかにし、通信系のパーホマンズの評価および通信系設計の際の有効な雑音資料を提供する目的で、雑音を完全に記述するための雑音測定法が国際的に確立され、とくに I. G. Y. 以来、空電雑音の研究は活発に行なわれた。

本論文は、空電雑音の統計的性質の完全な記述を主目的とし、I. G. Y. 以来豊川の空電研究所で行なった空電雑音観測および理論的解析により得た研究結果について述べている。

観測は中波帯周波数(50 K C ~ 535 K C)の空電雑音の垂直電界を狭帯域受信機(3 dB 帯域幅 1 K C)で受信し、受信機出力における中間周波の包絡線電圧の雑音過程を測定対象とした。測定パラメータは雑音の短時間変動特性、すなわち雑音構造を完全に記述するために必要な振幅確率分布および交さ率分布の振幅関数、パルス幅分布およびパルス間隔分布の時間関数の他に、雑音レベルの一般的指標としての空電積分電界強度である。このような観測を長期間にわたって実施するとともに、観測した諸パラメータの性質に対する理論的解析を行なって、空電雑音強度および性質の理論的および実験的に矛盾のない一貫した理解ならびに記述を目標にした。

まず第1章においては第2章以下での所論の背景を明らかにする目的で、空電雑音研究および空電雑音資料の通信系のパーホマンズ評価に対する応用の現状について述べている。

空電積分電界強度は雑音レベルの一般的指標として古くから測定されたが、電離層ちよう乱時には対応した変化を示し電離層ちよう乱と密接な関連のあることが知られている。また、本論文の第2章で述べられるように、空電雑音の各種統計的パラメータとの間に密接な関係がある。しかしこれが空電雑音の平均振幅、実効振幅あるいは準ピーク値などのどんなパラメータに関係するか、今までに明りょうな議論はなかった。第2章においては、空電積分電界強度の測定に使用した帰還形直線検波回路の等価回路を導き、これの充電特性および検波電圧特性に關す

る理論的解析を行ない、充電特性の諸関係を導いて今まであいまいであった設計方法の基準を確立するとともに、ある種の周期的な電圧波形を入力とした場合の検波電圧特性を詳しく調べ、検波出力電圧の大きさは異なるが入力電圧波形の平均振幅に結びつくものであることを示し、かつ帰還形および非帰還形の両種の検波回路にぞくする各充電放電の2時定数比が相等しい場合は、検査電圧特性は両種の検波回路の間で近似的に等しく、検波出力電圧の大きさに差が生じ得ることを述べている。また、空電雑音波形のような複雑な波形を入力とする場合は、理論的には検波電圧特性を導くことは困難であり、検波出力電圧および空電雑音の平均振幅の間の関係は実験的に調べるより他ないが、理論的解析結果はこの実験において有力な手掛りである。また、これに関連して帰還形検波回路に対し電圧帰還比が1なる状態が実現し得れば、これは任意雑音波形に対する完全平均値計である、ことなどを述べている。

空電雑音の主要な時間的性質は、この雑音の包絡線電圧波形が与えた電圧レベルでスライスされ、増幅され、振幅制限された後の、矩形波状パルスの時系列の測定により得られるパルス幅およびパルス間隔などの分布関数によって最も完全に統計的に記述される。このような分布関数の測定は今までにも測定されたが、最近における空電雑音研究において振幅関数について豊富な情報が得られたのに比べ、時間関数に関する知識は不充分であり、また、理論的解析もほとんど見当らない。第3章以下の4章にわたって、時間関数の理論的解析および空電雑音の時間関数の測定結果について述べている。第3章においては、与えた電圧レベルでスライスされた空電雑音過程のモデルとして、元のパルスが指数分布に従って到達している Poisson 雑音過程を考え、この雑音過程において観測パルスの時系列に対し、観測パルスの毎秒当り平均回数、存在する時間の確率、幅の平均を求め、かつ k 個重なった観測パルスの幅の確率密度関数および分布関数、さらに全観測パルスの幅の確率密度関数および分布関数を求めている。

第4章においては、周波数 50 K C, 3 d B 帯域幅 1 K C の受信機出力での、空電雑音包絡線の一連の参照レベルに対するパルス幅分布の測定結果に基づき、観測した最大および最小の dynamic range の分布特性を示し、また、観測した空電雑音レベルに依存した参照レベルとして、例えば観測した空電積分電界強度レベルを単位電圧にとって参照レベルを表わすときは、此の種の参照レベルの同じ値に対し、パルス幅分布特性の間に強い類似があり、このために参照レベルの関数として平均パルス幅分布を導いている。また、測定分布の多数は第3章で導いた理論分布曲線との間に、低確率したがって幅の大きい方向で起こるかたよりを除外すれば、相当に良い一致があり、かつこのような両種分布曲線の適合の性質は、分布の観測した季節に依存しないことを述べている。また、とくに理論分布曲線との間に不一致を示した高

参照レベルに対する測定パルス幅分布に対し、これに比較すべきものとして重ね合わせ効果が起こらないときの、パルス幅分布を示している。

空電雑音包絡線の与えた参照レベルでのパルス生起時刻間隔の分布関数は、空電雑音電界の時間変動に関する情報を含むので、ある型の無線通信系に対してこの振舞いを決める上に有益である。最近、空電雑音包絡線のいろいろの参照レベルでの、パルスとパルスの間の電界が零なる時間間隔の分布の測定がなされた。このような測定分布は高圧レベルではパルス生起時刻間隔の良い近似となるが、一方低圧レベルでは両分布の間に大きいかたよりが予想される。

第5章においては第3章で述べた所論を拡張し、Poisson 雑音過程において観測するパルスの生起時刻間隔の確率密度および分布関数を求めている。また、両関数の各理論式に対する数値計算結果に基づいて、広範囲の参照レベルに対応する一連の確率密度曲線および分布曲線を示し、観測分布は予想される通り、高圧方向では元の指数分布にほぼ従うとともに、低圧方向では元の指数分布に対して著しいかたよりを生ずることを述べている。また、低圧方向における空電雑音包絡線電圧の、パルスとパルスの間の零電界の時間間隔のある測定分布および本章での解析結果と対比し、空電インパルスの生起時刻間隔は實際上、指数分布に従うと考えられることを示している。

第6章においては、周波数 50 KC の一連の参照レベルを越える空電雑音包絡線に対し、パルスとパルスの間の零電界の時間間隔分布の測定結果を述べ、中位および高圧方向ではパルスとパルスの間の生起時刻の間に開離があり、とくに真夏の際は多重対地雷撃の時間間隔に類似な時間特性が観測されたことを述べている。

空電雑音包絡線の振幅関数に対する理論的解析および実験の諸結果は第7章以下の4章にわたって述べている。

第7章においては、受信空中線における空電インパルスの振幅分布は、長中波帯の周波数に対し、これらの周波数での交差率分布の測定結果に基づき、電圧の単一べき関数あるいは複べき関数で適当に表わせることが多いことを述べ、このような振幅特性のインパルスが指数分布に従って到達する場合、空電雑音包絡線の振幅確率分布の理論式を導出している。

また、振幅確率分布の理論曲線および中波帯周波数での測定分布曲線との間に良い一致があることを述べ、同時にこのような一致は長波帯周波数の場合にも十分に期待しうると述べている。

帯域幅変化の振幅確率分布に及ぼす効果は、測定分布の綿密な解析によって図式的に求め得ることが報告されているが、理論的に時間率の広汎域にわたって帯域幅変化の分布効果を求め

たものはないようである。本章では空電インパルス振幅分布が単一のべき関数で表わせる場合の、時間率の全範囲に成り立つ分布効果式を求めている。また、空電インパルス振幅分布が複べき関数で表わせる場合は、同じ分布効果式および高圧方向のべき関数に対する分布式の数値計算を併用すれば、分布曲線として求め得ることを述べている。

第8章においては、空電雑音包絡線の振幅確率分布および空電積分電界強度の測定一般について述べるとともに、数個年にわたる測定データについて述べている。すなわち空電積分電界強度の時刻変化および季節変化を示し、また、これと振幅確率分布から求まる分布パラメータとの間に密接な関係のあることを述べている。振幅確率分布データは一年の各季節において数個年にわたって得たもので極めて多く、これら測定結果全体を圧縮して表現するために、各年各季節の昼間および夜間の測定分布全体に対し、各中央分布および測定分布総数の $3/4$ がその周りに落ちる変域を求め、これを表にして示している。ここで中央分布は雑音の平均振幅および分布パラメータ V_0 の項で求められた。これに関連して振幅確率分布が数個の log-normal 分布の合成関数で近似できる場合の、平均振幅および実効振幅の計算式を求めている。

また、分布パラメータ V_0 は周波数 50 K C の場合は、実効振幅に十分に近い値であると推定している。また、一連の分布パラメータおよび中央分布の項で、時刻変化、季節変化ならびに年変化を示し、分布特性が概して定常であることを述べている。また、中波帯の諸周波数に関する分布の周波数特性について述べている。

第9章においては、中波帯諸周波数での空電雑音包絡線の交さ率分布の測定結果および理論的解結果などを述べている。

すなわち中波帯の諸周波数で観測する分布は A、B および C の 3 つの分布型に大別でき、分布型の発生と空電雑音レベルとの間に密接な関係があり、かつ A および B の 2 分布型は電圧の単一べき関数あるいは複べき関数での表現は概して適当である、ことなどを述べている。また、周波数 50 K C での交さ率分布の詳細な性質について述べるとともに、交さ率分布したがって受信空中線における空電インパルス振幅分布も含め、これらを電圧のべき関数で表現するときに、この関数形を正確に決めるに必要な諸パラメータの観測値範囲を示している。また、交さ率分布および振幅確率分布に対する各近似式に基づく解析によって、時間率 63.2% から 0.1% までの電圧の dynamic range の大きさは、帯域幅に依存し、最大交さ率から 1 の交さ率までの電圧の dynamic range の大きさに等しいか、あるいはほぼ一定のかたよりを生じるが、両 dynamic range の間に比例的対応があることを導いている。ここで上に述べた事柄は空電雑音の可能な変動を考慮しておるので、周波数 50 K C および

100 K C に対する振幅確率分布データから、これに関する上述の dynamic range を求め、この時刻変化および季節変化を示し、同時に交さ率分布に関する上述の dynamic range の時刻変化および季節変化を推定している。さらに第7章で導出した空電雑音包絡線の振幅確率分布の理論式に基づく、多数の計算分布曲線から求めた時間率 63.2 % から 0.1 % までの電圧の dynamic range と、中波帯周波数で観測した分布データおよび長中短波にわたる各周波数で知れている分布データから求めた同種類の dynamic range とを対比し、各周波数に対し空電インパルス の振幅分布の性質を決めるパラメータの値の変化範囲を推定している。

第10章においては、第7章および9章において導出した振幅確率分布および交さ率分布の近似式は、高圧方向に対してはそれぞれ正確な分布表現式であることに著目し、両式に基づく数値計算ならびに解析によって、交さ率分布に対する帯域幅変化効果、振幅確率分布に対する帯域幅変化効果（第7章で述べたのと異なる表現による）および交さ率分布および振幅確率分布の間の相互への変換に対する関係を述べている。

第11章においては、本論文の各章で詳しく述べた事柄を簡単に要約するとともに、今後の研究問題に簡単に触れている。

第 1 章 序 論

1.1 空電雑音測定法

雑音は自然雑音（空電雑音，銀河雑音，太陽雑音など）および人工雑音（火花放電雑音，摺動接触雑音，持続振動雑音など）のように受信機外部に起因する外来雑音，抵抗の熱雑音および真空管の散射雑音のような受信機内部に起因する内部雑音に大別できる^(1.1)。このような雑音のうち抵抗の熱雑音および散射雑音は最も基本的なもので，統計学上の概念でほとんど完全に記述できる。また，外来雑音のうちには銀河雑音のようにほとんど熱雑音として取り扱い得るものもある。しかし空電雑音や人工雑音の性質は一般に極めて複雑で，これの統計的な扱いおよび完全な記述は簡単でない。

空電は地球表面をつつむ大気中に起こる自然現象に伴って起こる電気雑音である。ここで降雨，降雪，砂塵などに伴って雪，砂などの帯電粒子の放電によって発生するものを沈積雑音^(1.2)^(1.3)といい，この際電波雑音の発生あるいは受信空中線上で帯電粒子が放電する形で通信妨害を生ずる。しかしこのような通信妨害は一般に地域的に気象的に制限されたもので，空電のいっそう一般的な通信妨害は雲と雲の間の放電（雲間放電），雲と大地の間の放電（対地放電）および颱風の前線などから発生する電波雑音に起因する。もし人工雑音が制御できる場合，あるいは人工雑音の少ない地域では，空電に基づく電波雑音は，弱い信号に対し受信機の受信限界を制約する究極要因である。

多数の雷放電からの電波雑音を狭帯域受信機で受信したとき，このような電波雑音全体を称して空電雑音といい，このような空電雑音に対する関心は，通信に対する使用周波数の推移とともに変化し，過去において長波から短波通信時代となるに及んで，空電雑音の影響の少ない理由から関心は1時的に衰えたようである。しかし最近，航行や標準電波の伝送^(1.4)に対し長中波の有力な価値が認識され，かつ短波でも高感度の受信機が使用されるとともに，空電に対する関心は再び高まりを示した。

空電雑音の通信に対する影響を明らかにしようという要求は過去において生じたが，空電雑音およびこれの通信妨害機構が複雑なために，当時としては測定法の基準も確立されず，相互に連絡をもたない測定者が思い思いの測定器で空電雑音を測定し，通信妨害を評価したようであり，測定データの形式は異なり比較も困難であった。

さて現在広く行きわたっている測定法は2つに大別できる。そのうちの一つは主観的測定法^(1.5)（subjective method）と呼ばれ，その特徴はある通信系に対する所要信号強

度の実用データを直接に測定することである。この方法では普通、受信空中線からの雑音と並列に低速度のモールス信号を加え、信号がちょうど95%識別できるような信号強度を調整し、このときの信号強度を等価雑音強度とする。したがって実際に測定した通信系に限り有用なデータが得られる。また、この方法で得たデータを他の客観的な雑音パラメータへ換算する式^(1.6)の提案もあるが、一般の場合に応用できない。したがってこの方法で得たデータは、通信系の場所が変われば、また、通信系の形が変われば、いづれの場合にも応用できない欠点がある。

他の一つは客観的測定法 (objective method) と呼ばれ、雑音電界の正確に定義できるパラメータを直接に測定する方法で、雑音包絡線の平均振幅、実効振幅、対数平均電圧、振幅確率分布、交差率分布、パルス幅分布ならびにパルス生起時刻間隔分布などはこのようなパラメータである。各種パラメータのうち平均振幅、実効振幅および対数平均振幅は、統計的变化として考うべき⁽¹⁷⁾。空電雑音包絡線の雑音過程の単なるモーメントに過ぎない。したがって各パラメータ単独情報によって空電雑音振幅変化を完全に表現し得ないことは明らかである。しかしこのようなパラメータに共通の特徴は、一時間の平均を少ない誤差で表わすことができ、かつ長期間の連続測定がかなり容易であるために、雑音強度の長時間変化 (long term changes) の記述に適当したものといえる。

上述の諸パラメータのうち諸分布関数は、数分間のうちに起こる雑音の短時間変化 (short term changes) に関係し、雑音構造を完全に記述するに必要な振幅ならびに時間関数である。

1957年にURSI (international radio scientific union) は、“各種通信方式に対し空電雑音の妨害の程度を推定し得るような、しかも測定容易なパラメータは何か” というCCIR (international radio consultative committee) の問題などを検討し、振幅確率分布や各種の時間関数の測定は甚だ望ましい。なお、観測上の諸要件を考慮すると、詳細な雑音測定の完全な研究は限られた特定の局で行ない、大多数の局では簡単なパラメータの連続測定を行なうよう、という主旨の勧告を行なった⁽¹⁸⁾。

1.2. 空電雑音研究の現状

1.2.1. 単一パラメータ

雑音強度の記述に広く用いられているパラメータは、平均電力⁽¹⁹⁾、雑音包絡線の平均振幅^(1.10) ^(1.11)、準ピーク値^{(1.12) ~ (1.13)} (主観的要素に関係し数学的に定義し得ない) などである。このうち実効振幅に関係した無損失アンテナの実効雑音指数 F_a (effective

noise figure)^(1.15) は、雑音の記述に最も広く用いられている。ここで外部雑音電力は無損失アンテナからの有能熱雑音電力（帯域幅 b および絶対温度 t のある回路網の抵抗に起因する）の F_a 倍となり、また、雑音振幅の実効値 E (db above $1 \mu V/m$) は、短かい垂直空中線の場合は次式となる^(1.16)。

$$E = F_a - 155.5 + 20 \log_{10} f + 10 \log_{10} B$$

（周波数 f : KC, 帯域幅 B : C）

現在, CCI R の世界雑音強度の予報値には F_a のパラメータが採用されている。世界雑音強度の予報値は現在の F_a に改訂される以前は、雑音が存在するときの電話通信において、信号の 90% が識別できる最小電界強度^{(1.17) ~ (1.19)} の項で行なわれたが、このような雑音強度の値は客観的に測定された雑音強度の値との間の関連が不明りょうであるため、最近における世界雑音強度予報値の改訂は全て、 F_a のパラメータに基づいて行なわれている。^{(1.20) ~ (1.22)} また、これによって予報値および実測値の間の比較が容易に行なわれることとなり^{(1.23) ~ (1.26)}、予報値の確立が国際的な協力でなされ得るものとなった。

1.2.2 統計的パラメータ

雑音を完全に記述するために、振幅確率分布、交さ率分布、パルス幅分布およびパルス生起時刻間隔分布などの統計的パラメータの測定の必要は各国の研究者の間で強く認識され、I.G.Y. (international geophysical year) 以来、これらの統計的な諸パラメータおよび単一パラメータの測定に関係した各国の局および測定者は非常に多くの数に達し、また、測定データならびに解析結果も数多く報告されている。I.G.Y. 期間および以後における空電^{(1.27) ~ (1.30)} 雑音研究の成果については、2, 3 の文献に概括して詳しく述べられており、また、本論文の各章での所論に関連のある研究成果はそこで述べられるので、ここでは触れない。しかし今後における世界雑音強度の予報に対する改良に関して、まえから用いられているパラメータ F_a の予報の他に、雑音データから振幅確率分布が推定できるような、雑音データの新しい応用^(1.22) を可能にした一連の研究成果について述べておく。

まず、(1) Crichlow および協力者は^(1.31)、3 個のパラメータすなわち包絡線電圧の実効振幅、平均振幅および対数平均振幅が知れる場合は、これら 3 パラメータにもとづいて振幅確率分布の良い近似を図式的に作成し得ることを示し、かつ 3 パラメータにもとづく一連の分布曲線^(1.32) を示した。ついで (2) Spaulding および協力者は^(1.33)、平均電力が与えられた場合は、平均振幅および対数平均振幅の間に密接な相関があることを示し、かつこの場合は 3 パラメータのうち 1 個は省略できるので、実効振幅対平均振幅比をパラメータと

して空電雑音に対し probable な一連の振幅確率分布曲線を導き、実際の空電雑音の測定分布はこれらに適合することが期待できると主張した。さらに帯域幅変化の分布効果を図式的に解析し、上に述べた probable な分布曲線にもとづいて、帯域幅比が与えられた場合に、新しい帯域幅に対する分布曲線を導きうることを示した。

(1.2.2) (1.2.2)

さて世界雑音強度の予報の改良に関係するのは、上述の(2)に主に関連した研究成果である。なお、ここで probable な振幅確率分布と多数の測定分布の比較に基づく誤差が不偏分散の項で示されており、これから推察できることは、probable な一連の分布曲線は、時間率の全範囲にわたって、測定分布に対し必ずしも良い適合があると考えられない。このように推定の精度は今後において改良が期待されるとはいえ、世界雑音強度の改良に対し、一つの統計的パラメータを加えようとする試みは注目に値する。

1. 3. 通信妨害の評価

通信系を設計するときの一つの問題は、希望の通信品質に対して所要信号対雑音比を決めることであり、これは(1)信号が一定でかつ雑音が統計的に、定常なときの所要信号対雑音比を決め、つぎに(2)信号のフェーディングおよび数分間のオーダの雑音の動揺の効果をこれに加える。二段階に分けられる。

さて(1)に関し、実験的にあるいは経験などによって、ある通信系の与えた通信品質に対する所要信号対雑音比が知れており、かつ雑音強度が前述の無損失アンテナにおける雑音指数 F_a の項で知れる場合は、Friis の雑音指数の定義に基づいて、考察している通信品質に対し受信空中線における最小有能電力を決定できる。これからさき同じ通信品質の受信のための所要送信機電力は、Norton の伝送損失 (transmission loss) の概念を用いた式で示し得る。

Watt および協力者^(1.3.5)は、耳受信モジュール符号、周波数シフト印刷電信および音声などの通信系に対し、搬送波(一定あるいはフェーディングの状態)および雑音(熱雑音および空電雑音)のいろいろの組み合わせの状態の下で、2, 3の与えた百分比の受信誤差に対し、所要の搬送波の実効値対等価帯域幅 1 KC に対する雑音の実効値比を求めた。また、このような信号対雑音比を用いれば、これに関連した通信系に対し、かつ搬送波および雑音の各状態の組み合わせの下での、考えられている受信誤差に対する所要送信機電力は、Norton の式を若干修正した形で決定できることを示した。

さて雑音の強度および統計的性質がはっきりしたときには、雑音の妨害機構が説明されねば

ならない。このような事柄に対する示唆としてつぎの事柄は注目に値する。

Montgomery⁽¹³⁶⁾は周波数シフト印刷電信通信 (frequency shift teletype system) におけるバイナリエラー (符号素子の誤まる確率) は、雑音の包絡線が信号の包絡線を越える確率の $1/2$ に等しいことを理論的に示し、後でこれは実験的にも確かめられた。Watt および協力者⁽¹³⁶⁾は、ある空電雑音包絡線の振幅確率分布に基づいて、各包絡線電圧レベルに対する確率の $1/2$ 、いいかえると信号の包絡線電圧に対するバイナリエラーから、情報理論による符号の解析を行なって5単位印刷電信通信 (five unit start-stop teletype system) の文字誤差を計算し、これが文字誤差の測定結果に良い一致をなすことを示した。また、まえに述べた最新の世界雑音強度の予報値の改訂⁽¹²²⁾に関して Fa および振幅確率分布のデータに基づいて、周波数シフト印刷電信通信系のパーホマンズの評価がなされ、雑音データの通信系のパーホマンズの評価のための応用が考察された。

1.4. 本研究の目的、方法、結果

空電雑音研究の主要な目的は、空電雑音の強度および性質を完全に記述し、空電雑音の通信妨害機構を確立し、究極は空電雑音が存在する場合の通信系のパーホマンズの評価および設計法を確立することである。本研究は、空電雑音の時間および振幅変動に関する諸統計的パラメータの理論的ならびに実験的に矛盾のない完全な記述を目的とした。測定は I.G.Y. 以来豊川の空電研究所において、無指向性垂直空中線および3 dB 帯域幅 1 KC の受信機を用い、受信機出力における空電雑音包絡線の振幅確率分布、交さ率分布、パルス幅分布およびパルス間時間間隔 (零電界) 分布の諸統計的パラメータならびに雑音強度の一般指標として空電積分電界強度の測定を行なった。また、理論的解析により諸パラメータの性質を説明し、理論および実験の間の一致を検討し、かつ異なるパラメータの間の関係を調べた。また、帯域幅変化の2、3の統計的パラメータの性質に及ぼす効果を調べた。このような実験的および理論的研究結果を第2章以下の諸章において述べる。

第2章においては、空電積分電界強度の測定に用いた帰還形直線検波器の理論的解析結果を述べる。第3および4章においては、パルス幅分布の理論的解析結果および測定結果を述べる。第5および6章においては、パルス生起時刻間隔分布の理論的解析結果ならびにパルス間時間間隔分布の測定結果を述べる。第7および8章においては、振幅確率分布の理論的解析結果ならびに測定結果を述べる。第9章においては、交さ率分布の測定結果ならびに交さ率分布および振幅確率分布の間の密接な関連を説明する解析結果を述べる。第10章においては、高圧方

向における交さ率分布および振幅確率分布の各帯域幅変化効果および相互変換可能について述べる。

第 11 章においては、本研究結果の概要を述べるとともに、本研究に直接関連した今後の問題に簡単に触れている。

第 2 章 帰還形直線検波器

2.1. 序 言

長中波帯で周波数帯域が制限されたとき空電雑音の大きさを、普通数十ないし数百秒の放電時定数を与えたある種の帰還形直線検波器の出力で測定したとき、これはある空電積分電界強度を示す。この帰還形直線検波器は普通、電波雑音の振幅の平均値あるいは準ピーク値の測定に用いられている形式の検波器とは別のもので、検波器の出力電圧のある分数比の電圧が検波器の入力側に正帰還される形式の検波器である。

さて長波帯のある周波数で、空電雑音のいろいろの種類の統計的パラメータと空電積分電界強度との間には、それぞれ密接な関係があることが分かっている。そのうちの2例をあげると次のようである。同一の空電雑音状態では、空電雑音包絡線の瞬時電圧が与えた大きさの電圧を越える時間率および空電積分電界強度との間に、また、この雑音包絡線の瞬時電圧が与えた大きさの電圧を正方向へ越える毎秒あたり平均回数、すなわちクロッシングレートおよび空電積分電界強度との間には、それぞれある密接な関係がある。^{(2.1) (22)}したがってこれらの関係に基づけば、空電積分電界強度を測定し、かつこの大きさによって時間率やクロッシングレート、さらに振幅の関数である空電雑音包絡線電圧の振幅確率分布やクロッシングレート曲線などを推定しうるはずである。

⁽²³⁾ また、Gardner 氏によれば、空電積分電界強度は帰還形検波器に与えた放電時定数に等しい時間内に、到着する空電雑音の振幅の平均であると考えられているようである。しかし検波器に与えた電圧の帰還比、したがって帰還電圧の大きさを変えると、検波器の出力電圧の大きさも変わるから、Gardner 氏の考えは不十分であり、それは電圧の帰還比が特定の値の場合に成りたつとしても、一般の場合には当てはまらないはずである。また、雑音振幅の平均値や準ピーク値などを測定する際に用いる形式の、非帰還形検波器の場合にはすでに解かれた問題であるけれども、帰還形検波器の充電時定数、電圧の帰還比および回路素子などの間での関係はどんなものか、したがって帰還形検波器の設計の際に、充電放電の2時定数あるいは電圧の帰還比を与えたときの回路素子の決め方など、いまだ検討されていないようである。

さて筆者は、帰還形検波器の実際回路に対する等価回路を導き、かつこれの解析において充電特性を表す関係式などを求め、これの数値計算を行ない、かつその結果を検討して上述の2, 3の問題に対する解を得た。すなわち包絡線が単位関数なる中間周波電圧を帰還形検波器に印加した場合に、定常状態での出力電圧の定常値、充電時定数に関するパラメータ、充電放

電の2時定数比など、各パラメータおよび等価回路の諸子をなす2種の抵抗の比との間に存在する関係が電圧帰還比のいろいろな値について求まり、かつこれを曲線で示すことができた。また、包絡線が単位関数なる中間周波電圧を帰還形検波器に印加した場合は、出力電圧が定常状態に達するまでの充電波形は電圧帰還比およびこの検波器の充電放電の2時定数比に依存して変わり、かつ電圧帰還比が1なるときには、指数関数的に増加する直流の場合に公知の充電関数に一致し、また、検波器の充電放電の2時定数比がある値以下では、この充電関数でほとんど正確に表現されることが分かった。なお前述の場合に比べて厳密さは劣るけれども、充電波形を検波器の充電放電の2時定数比の大きさに無関係に前述の充電関数で近似できるとすると、帰還形および非帰還形の検波器の間に、その応動の性質に関して密接な関係があることが分かった。また、2種の周期的な包絡線の電圧波形に対する帰還形検波器の応動の性質を解析した。

2.2. 実際回路と等価回路

図2.1は中長波帯の周波数でかつ周波数の通過帯域が制限された受信機出力で、空電積分電界強度の測定に用いた実際の回路概略を示すもので、中間周波最終段の後の検波段から出力段の前のカソードホロワ段までの回路図である。2つずつ対称の左右2組のカソードホロワは同じように作られ、また、共通の浮動電源につながれている。アースはカソードホロワ V_3, V_4 の各陰極抵抗の対応する点で行なっている。

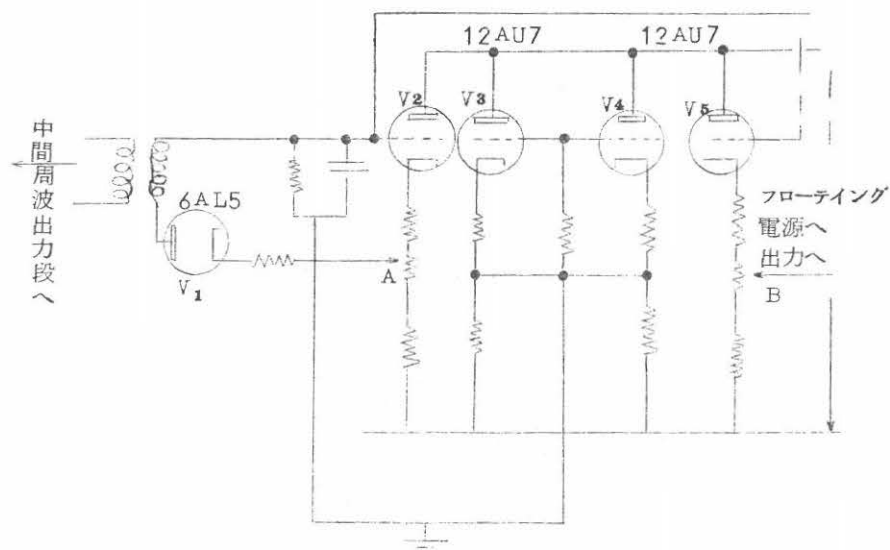


図 2.1 実際回路の概略図

陰極抵抗のなかのアース点の位置が決まると、カソードホロワ V_3, V_4 おいて入力格子のバイアス電圧の大きさが決まる。

また、検波器の入出力につながったカソードホロワ V_2, V_5 に対して入力格子のバイアス電圧は、陰極抵抗のなかの検波器側へゆく電圧の帰還点 A および入力格子へゆく点 B の位置によりそれぞれ決まる。

さて上に述べたカソードホロワに対して、陰極抵抗の一部は検波器の二極管を流れる電流の通路となる。この影響は検波器の出力側のコンデンサが放電する期間には、電流は二極管を流れないから無視できる。コンデンサが充電する期間には、二極管を流れる電流がカソードホロワの陰極抵抗の一部を流れる効果が現われるはずであるけれども、もしこの電流が小さいとするなら、また、検波器のなかの電流の通路にじゅうぶん大きい抵抗を入れることによって電流を小さくもできるから、充電の期間においても、二極管の電流がカソードホロワの動作に及ぼす効果は無視できる。

したがって図 2.1 に示したような帰還形検波器の等価回路を図 2.2 のように示してもさしつかえない。ここで $R_D C$ は放電時定数、 R_C は中間周波最終段の陽極インピーダンス、電流が流れるときの二極管の内部抵抗およびカソードホロワの陰極抵抗のなかの二極管の電流に対する負荷抵抗などからなる等価抵抗、 V は検波器の出力電圧、 η は電圧の帰還比および ηV は帰還電圧を表す。なお検波器側へゆく電圧の帰還点の対アース電位は零としている。

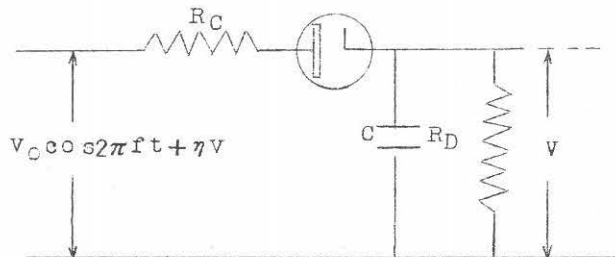


図 2.2 帰還形検波器の等価回路

2.3. 充 電 特 性

図 2.2 の帰還形検波器の等価回路は、図 2.1 において $\eta = 0$ 、いかえると検波器側へゆく電圧の帰還点を直接にアースした場合に相等する非帰還形検波器^(2.4)に対して、普通用いられる等価回路に形式上は等しいものである。また、滝、田宮氏ら^(2.4)が準ピーク値計の検波器の等価回路としたものに形式上は等しいものである。ゆえにここでとくに述べたいことは、同氏等が準

ピーク値計の充電時定数を求めるために、上の等価回路の解析において示した仮定および解法は帰還形検波器の等価回路の解析の場合にもだいたい採用しうるもので、ただ帰還電圧のそれに対する効果を考えれば良いことである。

図 2.2 でコンデンサ C のインピーダンスはじゅうぶん小さく、 C の両端のリップル電圧は印加中間周波数に対して無視でき、検波出力電圧 V の変化は中間周波数 f の周期に比べじゅうぶん小さいとする。

$V_0 \cos(2\pi f t + \phi)$ は印加中間周波の瞬時値、 ϕ は位相を表わすとする、二極管の瞬時流通角はこれと C 両端の電圧 V および帰還電圧 ηV とで決まり、出力電圧は二極管を流れる直流電流に対する $R_D C$ の応動と考えてよい。いま中間周波の周期に比べてじゅうぶん長く、 V の変化に対してじゅうぶん短い時間を ΔT ($=m\Delta t$, $m \gg 1$) とする。このとき回路方程式は

$$\frac{V}{R_D} + C \frac{\Delta V}{\Delta T} = \bar{i}(T) \quad (2.1)$$

となる。ここで $\bar{i}(T)$ は二極管を流れる電流の ΔT 時間の平均値であり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{i}(T) = \frac{1}{\Delta T} \int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} \frac{1}{R_C} [& V_0 \cos(2\pi f t + \phi) \\ & - (1-\eta)V] dt \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここで $[]$ 内は正の値の場合だけ値を有し、負の場合には零とする。

$$\begin{aligned} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{R_C} V_0 [& \sqrt{1 - \left\{ \frac{(1-\eta)V}{V_0} \right\}^2} \\ & - \frac{(1-\eta)V}{V_0} \cos^{-1} \frac{(1-\eta)V}{V_0}] \end{aligned} \quad (2.3)$$

したがって式 (2.1) および (2.3) から

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \frac{1}{R_C} V_0 [& \sqrt{1 - \left\{ \frac{(1-\eta)V}{V_0} \right\}^2} - \frac{(1-\eta)V}{V_0} \\ & \times \cos^{-1} \frac{(1-\eta)V}{V_0}] = \frac{V}{R_D} + C \frac{dV}{dT} \end{aligned} \quad (2.4)$$

定常状態では $V = V_S$ 、また、

$$y_s = V_s / V_0 \quad (2.5)$$

とすると、式 (2.4) から

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\pi} \left\{ \sqrt{\frac{1}{y_s^2} - (1-\eta)^2} - (1-\eta) \cos^{-1} (1-\eta) y_s \right\} \\ & = R_C / R_D \end{aligned} \quad (2.6)$$

また、充電の過渡状態では

$$y = V / V_0 \quad (2.7)$$

とし、かつ初期条件として $t=0$ で $V=0$ とすると

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_C C} = \int_0^y & \frac{1}{\pi} \left\{ \sqrt{1 - (1-\eta)^2 y^2} \right. * \\ & \left. - (1-\eta) y \cos^{-1} (1-\eta) y \right\} - y \frac{R_C}{R_D} \end{aligned} \quad (2.8)$$

となる。上に求めた式 (2.6) および (2.8) は、帰還形検波器の充電特性を表わす関係式である。式 (2.8) は振幅 V_0 の包絡線電圧を $t=0$ で急に検波器に加えたときに、 y が時間とともに変化する関係であるから、充電波形をこの式に基づいて求めうる。また、式 (2.6) を解くと y_s が求まり、 y_s の 0.632 倍の値を式 (2.8) 右辺の積分上限に代入し、かつ積分の計算を行なって左辺の t の値を求めると、この値 T_C は単位関数の包絡線電圧を $t=0$ で検波器に加えたときに、検波出力電圧が定常値 y_s の 63.2% に達するまでの時間、すなわち充電時定数を表わす。また、このときの式 (2.8) の左辺全体の値を p とすると、

$$p = T_C / (R_C C) \quad (2.9)$$

となる。なお $t=0$ における y の傾斜の逆数は、 η ならびに R_D の値に無関係に $\pi R_C C$ である。

放電時定数 T_D は $R_D C$ であり、かつ式 (2.9) により充電放電の 2 時定数の比は次式となる。

$$T_D / T_C = R_D / (p R_C) \quad (2.10)$$

また、 $\eta=1$ とすると式 (2.4) から

$$y_s = R_D / (\pi R_C) \quad (2.11)$$

また、式 (2.8) から

$$p = R_D / R_C \quad (2.12)$$

となる。したがって式 (2.10) および (2.12) から

$$T_c = T_D \quad (2.13)$$

また、式 (2.8) を解くと次式となる。

$$y = \frac{R_D}{\pi R_C} \left(1 - e^{-\frac{t}{R_D C}} \right) \quad (2.14)$$

上式で $\eta = 1$ の場合に得た y_s , p および T_c などの値は、帰還形検波器の場合に達成しうる定常値、 P および充電時定数のそれぞれの極値を示す。また $\eta = 1$ なる場合の充電波形は式 (2.14) から分かるように、直流の場合に公知の充電波形に等しい。

ここで帰還形検波器に対して $\eta = 1$ の場合検波現象の物理的意味に触れておく。この場合負荷インピーダンス $R_D C$ の両端の電圧 V の変化は、検波器の入力電圧に対する流通角に対して全く影響を有しない。すなわち二極管の流通角は中間周波の各サイクルに対して常に 180° であるので、二極管の内部抵抗はこれに加わる電圧の大きさに無関係に一定とすると、 R_C したがって $R_D C$ に流通する電流の大きさは、中間周波の正の半サイクルに対し、電圧の各瞬間値の $1/R_C$ となる。また、検波器に加えられた任意波形の包絡線電圧を $E(t)$ とし、かつ中間周波サイクルの平均をとった場合には、この電流は $E(T) / (\pi R_C)$ となる。ここで $E(T)$ は $\Delta T (= m \Delta t)$ の時間一定と考えられる。

したがって図 2.2 の回路は $\eta = 1$ の場合には、電流源 $E(t) / (\pi R_C)$ を直接に $R_D C$ に接続したものと考えてよく、かつ $E(t) = E(T) = 1$ とすると、式 (2.14) は直ちに求まる。また、 $E(t)$ が包絡線電圧の任意波形を表わすとする、 $R_D C$ の両端に生ずる電圧 V の平均は明らかに $E(T) R_D / (\pi R_C)$ の平均に等しい。

以上のとおり、帰還形検波器において $\eta = 1$ の場合は、検波器の充電放電の 2 時定数が全く等しい。いかえると、二極管を流れる電流は検波器の印加中間周波包絡線電圧の任意時刻の瞬間値に直接的に比例する場合であり、かつこれは検波器に印加された任意の包絡線電圧の真の平均を測定するための条件である。

2.4. 数値計算結果

y_s , p および T_D / T_c などは式 (2.6), (2.8) および (2.10) から分かるように、 η および R_D / R_C とともに変わる。また、 $\eta = 0$ の場合には、 y_s , p あるいは T_D / T_c および R_D / R_C との関係は、非帰還形検波器の場合の対応する関係^(2.4)にそれぞれ等しい。

さて η および R_D/R_C のいろいろな値について式(2.6)を解くと、 y_s および R_D/R_C の間の関係を η のいろいろな値について求めうる。これを示したのが図2.3である。ここで y_s は η ならびに R_D/R_C の値とともに変わり、かつ $\eta=0$ に対応する y_s の値から式(2.11)によって示される y_s の値までの中間の値を示しており、また、これは非帰還形検波器の場合に y_s が1以下の値であることと比べて対照的である。

また、式(2.6)を解いて得た y_s の値について式(2.8)により p を計算すると、 p および R_D/R_C との間の関係を η のいろいろの値について求めうる。これを示したのが図2.4である。ここで p は η とともに大きくなり、かつ式(2.12)によって示される p の値までの中間の値を示して

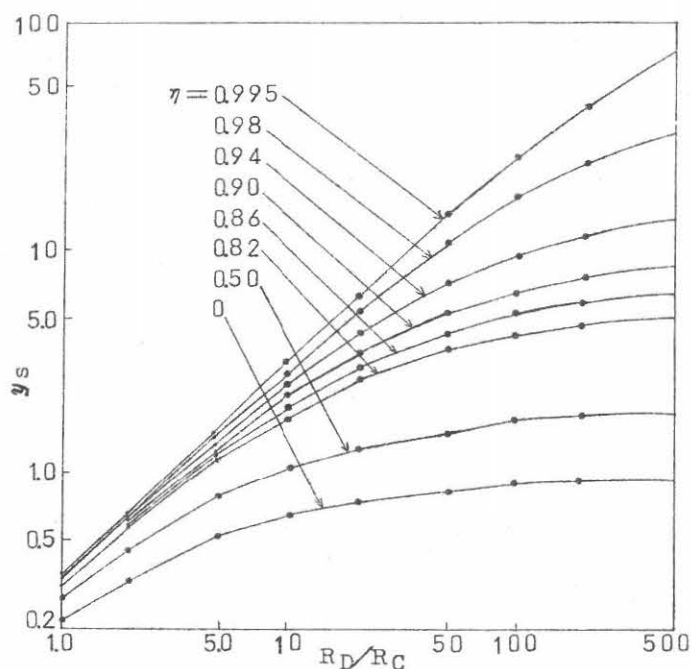


図2.3 y_s と R_D/R_C の関係(計算値)

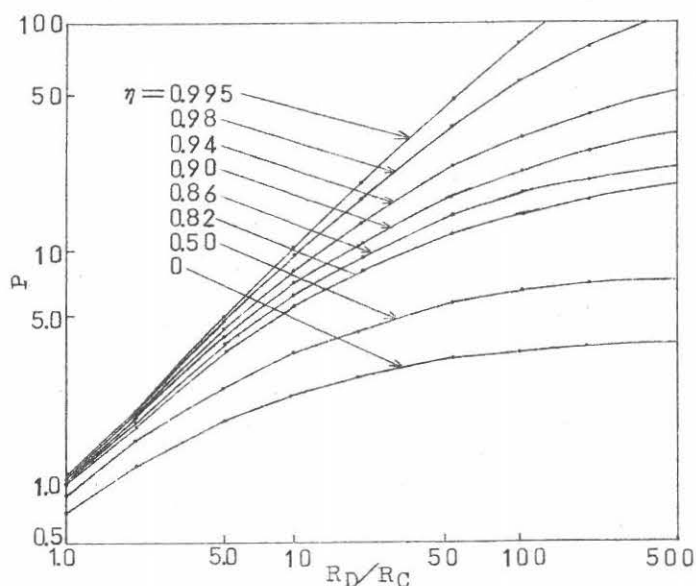


図2.4 p と R_D/R_C の関係(計算値)

おり、また、非帰還形検波器の場合の p の値に比べて大きい。また、 T_D/T_C および R_D/R_C の間の関係を式 (2.10) より求め、これを示したのが図 2.5 である。ここで T_D/T_C は η とともに小さくなりかつ $\eta=0$ に対応する T_D/T_C の値から 1 までの中間の値を示しており、また、非帰還形検波器の場合の T_D/T_C の値に比べて小さい。

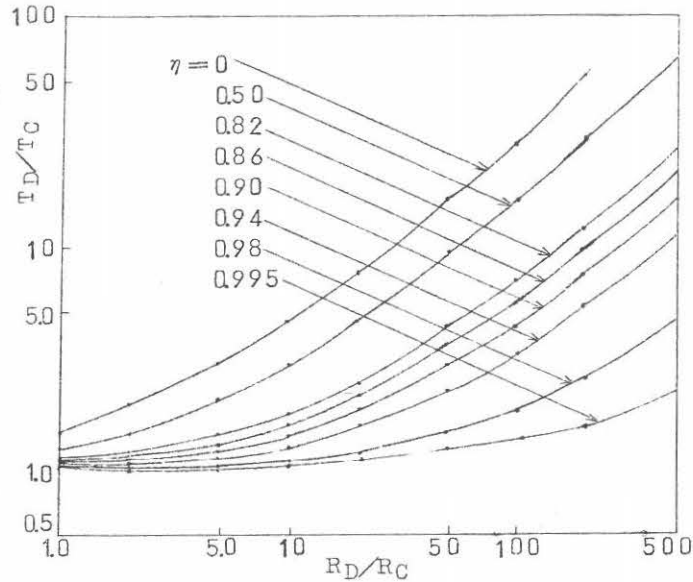


図 2.5 T_D/T_C と R_D/R_C の関係 (計算値)

2.5. 検波電圧特性

2.5.1. 充電波形

式 (2.8) の積分上限 y および t との関係は帰還形検波器の充電波形を表わすから、 η および R_D/R_C の値を与えると、充電放電の 2 時定数比 T_D/T_C は既述のようにして求まり、かつ式 (2.8) の数値計算を行なうことにより充電波形の曲線を求め得る。図 2.6 は求めた充電波形の曲線を示し、かつ η および R_D/R_C の値に依存して変化する y_s の値を全て 1 に基準化している。ここで電圧帰還比 η は一定、かつ R_D/R_C のいろいろの値に関する充電波形の曲線とともに、 $\eta=1$ の場合のかつ指数関数的に増加する $1 - \exp(-t/T_C)$ なる関数で表わされる充電波形を一連の \circ 印で示す。また、ここで示した全曲線は、充電時定数 T_C の時刻に関する横座標 1 の点に対して交さる。

さて図 2.6 からわかるように、 η にある一定値を与えた場合の各種の充電波形の曲線に関して、充電波形は R_D/R_C あるいは T_D/T_C の大きさに依存して変化する。また、 T_D/T_C が 6.80 以下の場合には、直流の場合の充電関数にじゅうぶん近い波形となる。なお R_D/R_C だけでなく η もともに変化した場合の各種の充電波形を調べた結果では、充電波形は T_D/T_C が小

さいほど直流の場合の充電関数に近づく波形を示し、かつ T_D/T_C が大体 3 以下の場合には、これは直流の場合の充電関数にほとんど等しいことがわかった。

2. 5. 2 検波電圧特性

いま考察している帰還形検波器の充電放電の 2 時定数比 T_D/T_C は、電圧帰還比 η が大きくなるとともに小さくなることは 2・4 章で述べた通りである。したがって雑音の準ピーク値を測定する目的に対し、この種類の検波器を用いるのは不適當であることは容易に推測しうる。また、2・3 章で触れたように、この種類

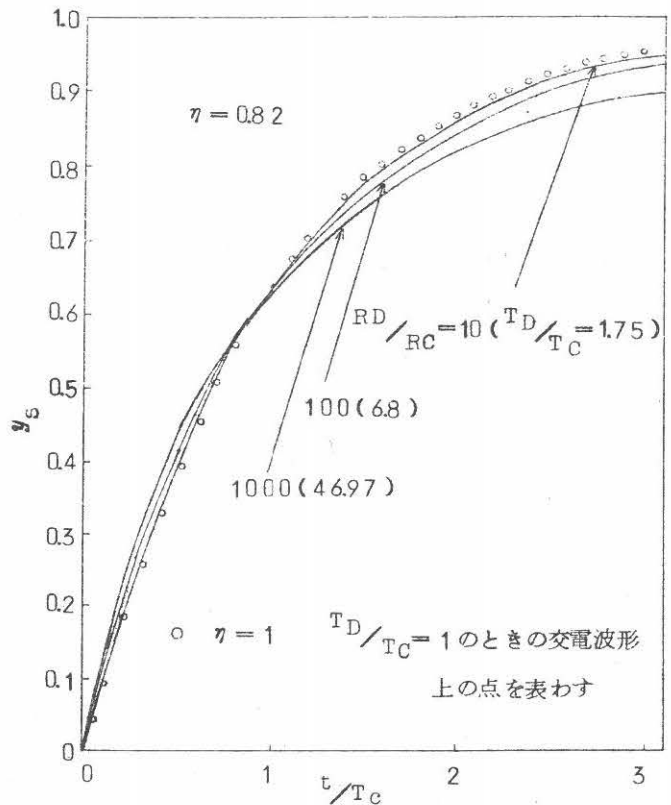


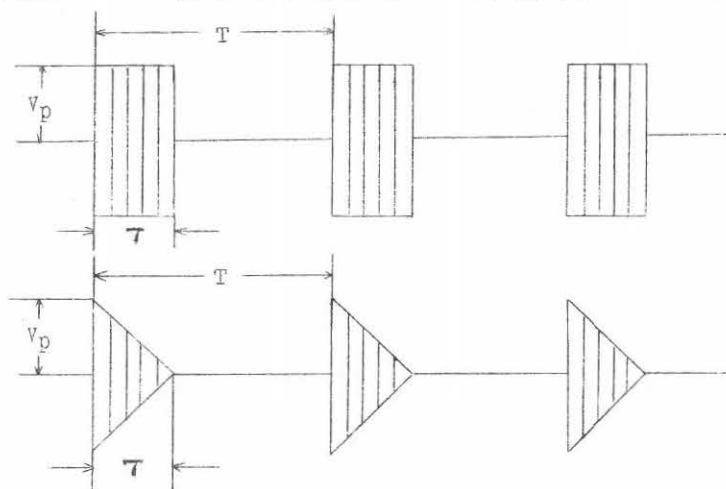
図 2.6 充電波形

の検波器に対して $\eta = 1$ を実現し得たとすると、これを用い、かつ雑音の振幅、パルス幅および生起時刻などに関してのどんな性質にも無関係に、雑音の真の平均振幅を測定し得るはずである。さて T_D/T_C が理想的な値の 1 から少し離れ、2～3 くらいまでの値を示す場合は、帰還形検波器の検波電圧および入力電圧との間の関係はどんなものが、以下これについて考察する。

さて検波器の入力に印加された雑音に対し、その振幅やパルス幅や生起時刻などが確率的に変化する場合には、充電放電の 2 時定数比の与えた値に関して、検波出力電圧を求めることは一般に困難である。したがって図 2.7 (a) および (b) に示すような方形波状あるいは三角形波状パルスの周期的中間周波電圧を帰還形検波器入力に印加した場合に、検波出力電圧および入力波形の平均振幅との間の関係を求めてみる。

包絡線が単位関数なる中間周波電圧を帰還形検波器に印加したときの充電波形は、充電放電の 2 時定数比 T_D/T_C が大体 3 以下の範囲では、定常値の項を除けば直流の場合の充電関数

$1 - \exp(-t/T_c)$ によりほとんど正確に表わし得ることについては既に述べた。したがって η および R_D/R_c の値に依存して決まる検波出力電圧の定常値を V_s とすると、充電波形を $1 - \exp(-t/T_c)$ なる関数でじゅうぶん正確に表わし得るし、かつ入力電圧の瞬間値がコンデンサ両端の電圧の $|V_s|$ 分の 1 より小なる期間中は、コンデンサ両端の電圧は $\exp(-t/T_D)$ なる関数に従って時とともに減少する。これらを用いると図 2・7 (a) に示すような方形波状パルスの中間周波電圧が掃還形検波器に周期的に印加されたとき、定常状態に



(a) 方形波状パルスの周期的包絡線電圧 ($\tau = pT$)

(b) 三角形波状パルスの周期的包絡線電圧 ($\tau = pT$)

図 2・7 印加中間周波電圧波形

おけるコンデンサ両端の電圧の時間関数が求まる。(2.5), (2.6)

$$\frac{V_d}{V_p} = g_s \frac{T_D - T_c}{T_D} \left[\frac{\tau}{T} + \frac{T_D - T_c}{T} \times \frac{\left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{T_c}\right) \right\} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T - \tau}{T_D}\right) \right\}}{1 - \exp\left(-\frac{T - \tau}{T_D} - \frac{\tau}{T_c}\right)} \right] \quad (2 \cdot 15)$$

また、図 2・7 (b) に示すような三角形波状パルスの中間周波電圧が掃還形検波器に周期的に印加されたときには、定常状態でのコンデンサ両端の電圧の平均を V_d で表わすと、次の関係 (2.5), (2.6)

$$\frac{V_d}{V_p} = g_s \frac{T_D - T_c}{T_D} \left[\frac{\tau}{T} \alpha \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) + \frac{T_D}{T} (1 - \alpha) \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T - \alpha\tau}{T_D}\right) \right\} \right] \quad (2 \cdot 16)$$

が求まる。ここで三角形波状パルスに対する各サイクルの充電開始時刻を零にとると、 $\alpha \tau$ は充電が終わる時刻を表わし、かつ α は次の超越方程式の根である。すなわち次式となる

$$\begin{aligned} & (1-\alpha) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T-\alpha\tau}{T_D} - \frac{\alpha\tau}{T_C}\right) \right\} \\ &= \frac{T_D-T_C}{T_D} \left[\left(1 + \frac{T_C}{\tau}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\alpha\tau}{T_C}\right) \right\} - \alpha \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

さて式(2.15)の数値計算により p および T_D/T_C の種々な値について $V_d/y_s V_p$ を求め、かつ $(V_d/p y_s V_p) / (T_D - T_C) / T_D$ および T_D/T の間の関係を示したのが図 2.8 である。また、式(2.17)の超越方程式の根 α を求め、かつこれを式(2.16)に代入したのち、この式の数値計算により $V_d/y_s V_p$ を求め、かつ $\{V_d/y_s V_p (p/2)\} / (T_D - T_C) / T_D$ および T_D/T の間の関係を示したのが図 2.9 である。ここで y_s および $(T_D - T_C) / T_D$ は入力波形に無関係であり、かつ使用する帰還形検波器に固有の定数である。これらは T_D/T の変化に対する検波出力電圧 V_d の相対的大きさを比較するためには考察する必要はなく、かつ正弦波信号で検波出力電圧の校正を行なうときその影響を取り除きうる。図 2.8 および図 2.9 の各縦座標のパラメータは検波出力電圧からこれらの影響を除いてあり、さらに p あるいは $p/2$ の因子で V_d を割ったのは、図 2.8 および図 2.9 の各縦座標の 1 なる値によって、 p の値に無関係に出力における入力波形の振幅の平均値を表わす目的からである。

さて図 2.8 および図 2.9 の各曲線から直ちにわかることは、放電時定数 T_D が入力波形の周期 T に比べて小さくなるにつれて、各曲線は入力波形の振幅の平均値を表わす縦座標 1 なる値に漸近することである。また、これに類似の関係は非帰還形検波器に対して公知である。しかしながら、ここで帰還形検波器に関する定義のうち y_s は η および R_D/R_C の値とともに変わるので、 y_s は η を変えることにより大きくしうる。言いかえると、検波器の入力電圧が等しい場合は、帰還形検波器に対しては、非帰還形検波器に対するよりもはるかに大きい検波出力電圧を求め得るわけである。

次に図 2.8 および図 2.9 の曲線からわかるように、検波出力電圧は T_D/T_C の種々なる値に関して、 T_D/T_C の大きな方向でほとんど定常な値を示すとともに、入力波形の振幅平均を表わす検波出力電圧より大きい。また、今考察している 2 つの電圧比の大きさは入力波形の種類、 p および T_D/T_C などに依存し、かつ T_D/T_C が一定なる場合には、 p の値に無関係に 1 よりも大きく T_D/T_C の値以下である。図 2.10 はこの 2 つの電圧比の τ/T あるいは p に対する関係を示し、かつこれは図 2.8 および図 2.9 から求められ、特に方形波パルスの場合はさらに非常に小さい p の値の方向まで計算結果を付け加えて示した。ここで曲線および×印は方形波

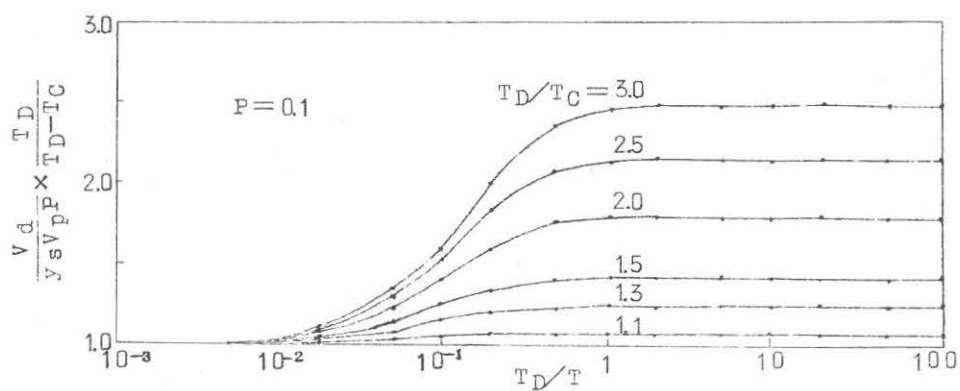
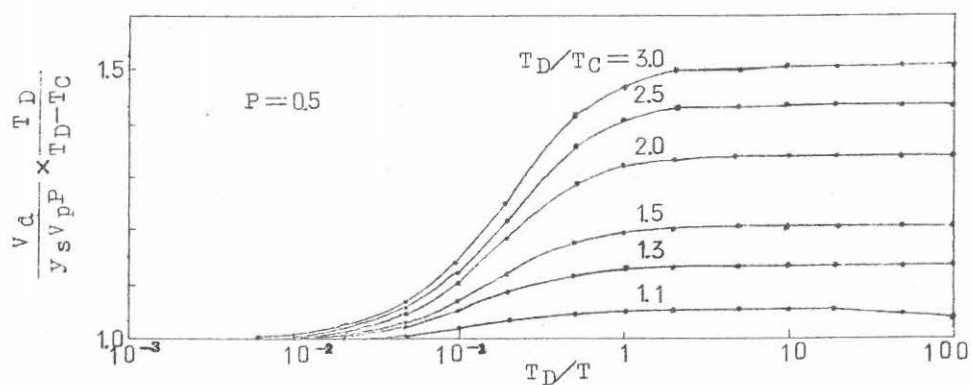
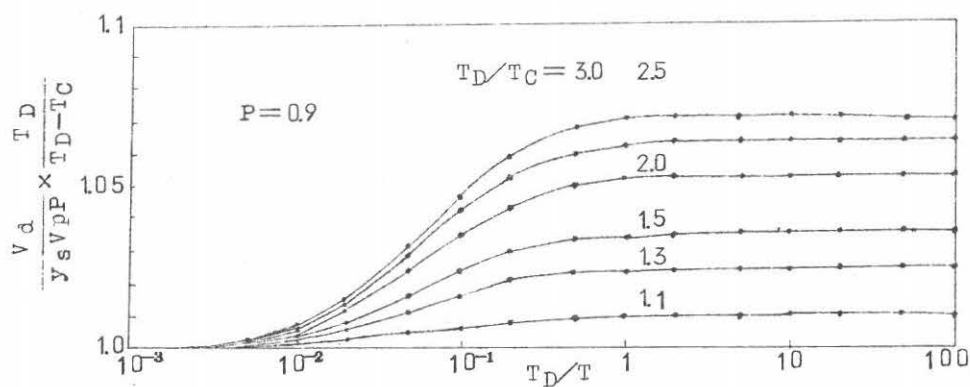


図 2.8 検波特性曲線（方形波状パルスの周期的包絡線電圧）

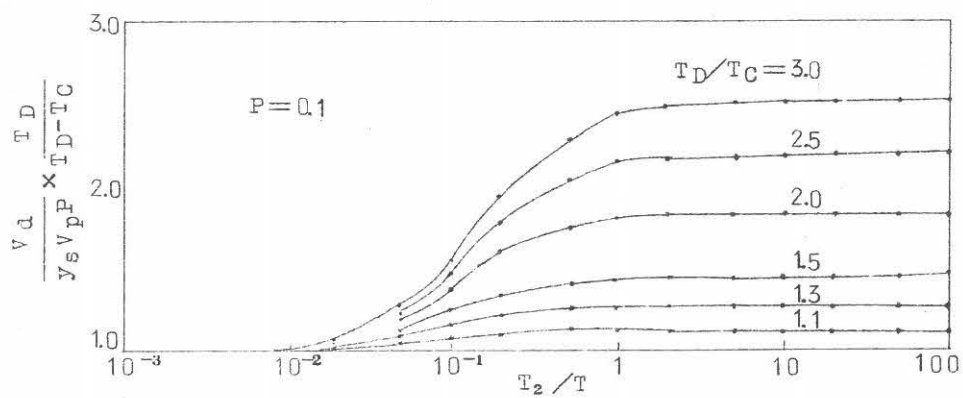
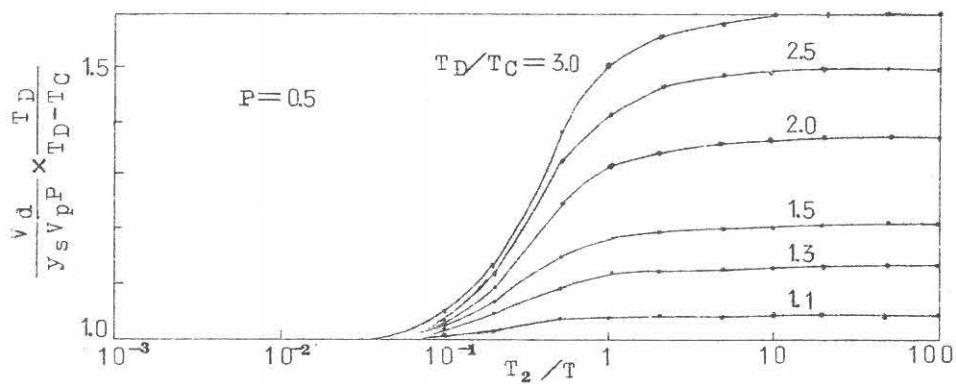
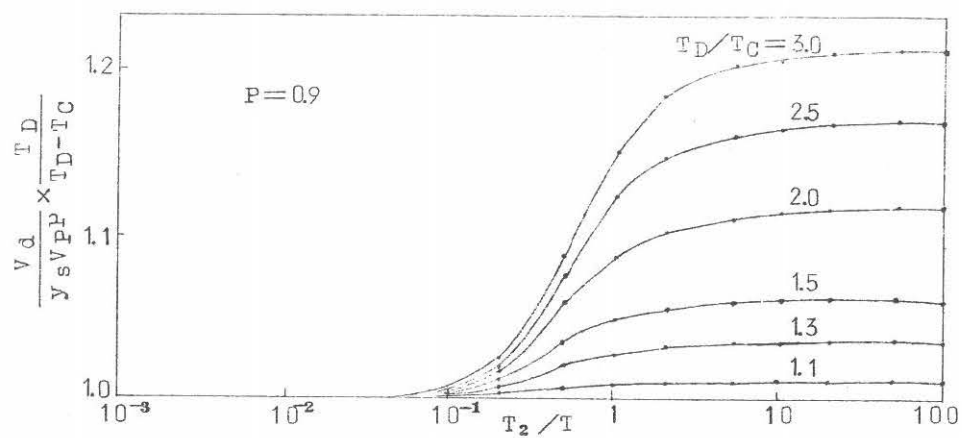


図 2.9 検波特性曲線 (三角形波状パルスの周期的包絡線電圧)

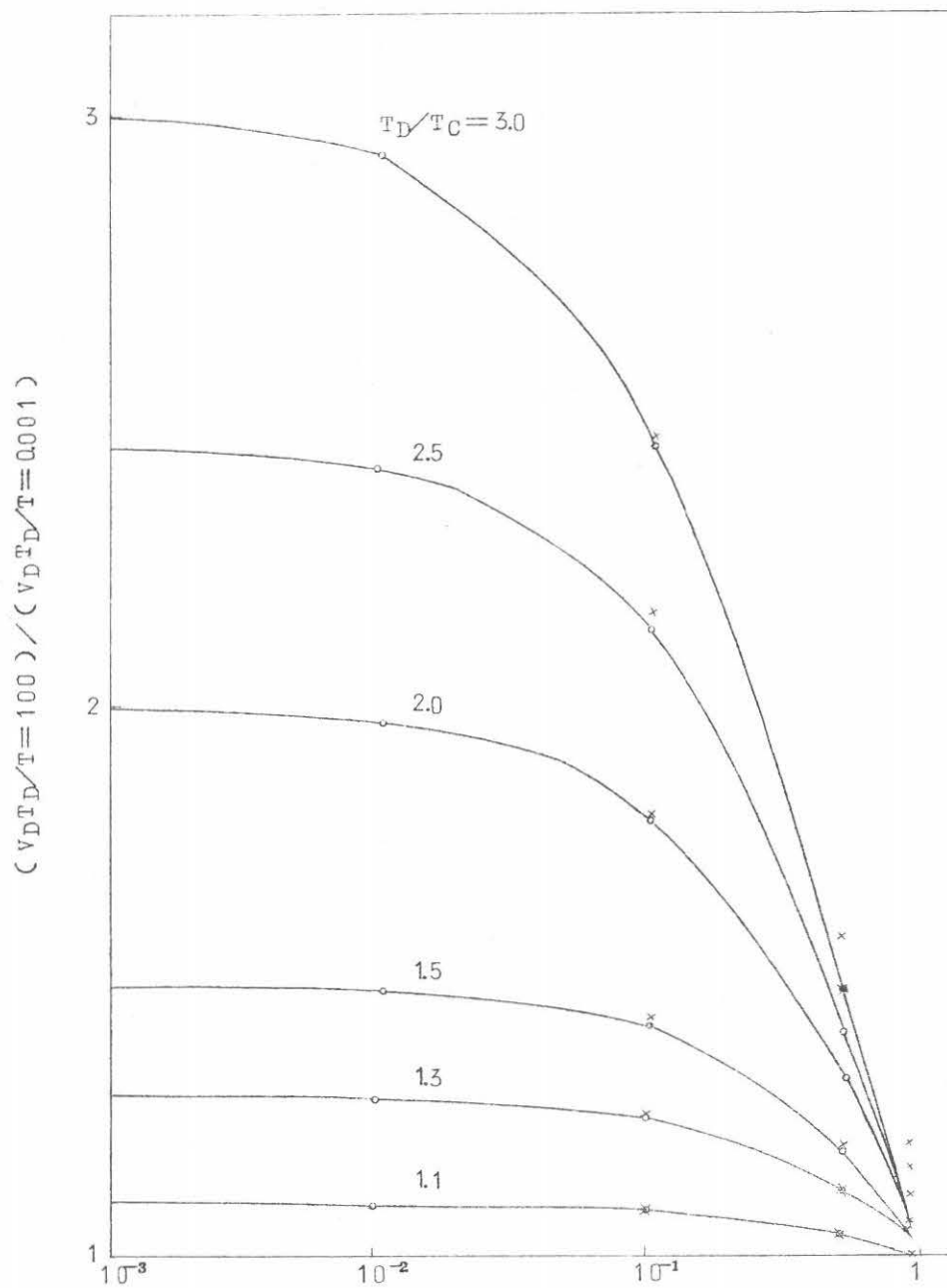


図 2.10 $V_D T_D / T = 100$ と $V_D T_D / T = 0.001$ との比

状および三角形波状のパルスにそれぞれ対応する。

ここで p が非常に小さい場合は、方形波状パルスに関する 2 つの電圧の比は、与えた T_D/T_C の値にほとんど等しい。しかし細かく検討すれば、 T_D/T_C の値が 1 から大きくなるとともに、 T_D/T_C の値より僅かながら小さくなる。また、2 つの電圧の比は p が増加するとともに減少し、 $p=1$ の極限においては 1 なる値に収束する。また、今考察している電圧比に対し、2 種類のパルス間の波形の差により生ずる効果は、 p が大きい方向で現われてくるが、この効果は一般に小さく、特に T_D/T_C が 1.5 以下の場合はほとんど無視し得るくらいである。

さて式 (2.15) 以下の 3 式の誘導に関して前に述べたようにこれら 3 式は $1 - \exp(-t/T_C)$ なる関数の充電波形に対して求められ、これらおよびこれに基づく数値計算結果は、帰還形検波器の 2 時定数比が大体 3 以下の範囲内では十分に正確である。つぎに検波器の 2 時定数比が 3 以上の範囲にある場合を考え、かつ充電波形に対する近似の程度を緩和し、再び $1 - \exp(-t/T_C)$ なる関数で表わし得るとしよう。この場合には式 (2.15) 以下の 3 式は、帰還形および非帰還形の各検波器に関し、かつ検波器の 2 時定数比に無関係に成り立つことになり、したがって充電放電の 2 時定数比が相等しい限り、2 種類の検波器の周期的波形に対する検波電圧特性は等しいことを導きうる。ここで相等性はもちろん近似的である。ただし検波電圧の大きさは検波器の種類、 R_D/R_C および η などの値により著しく変化しうることは言うまでもない。

2.6. 結 言

以上、本文では帰還形検波器の充電特性および検波電圧特性に関していろいろな関係を詳しく述べた。しかしその際に、帰還形検波器の設計法について特に触れなかったが、これは上述の充電特性の関係から導きうることを付言しておく。また、検波電圧特性に対しては、これを 2 種類のパルスに関する周期的な波形について求めたが、多数の確率的パラメータを含んだ雑音に対する帰還形検波器の検波電圧特性を解析的に求めることは困難である。しかし實際上複雑な性質の空電雑音の測定にこの種の検波器が各国で使用されているようであり、この場合の測定値および空電雑音の振幅平均値との間にどんな関係が存在するか、これは測定データを利用する面からも十分考慮すべきことと思う。これに関して既に述べたことから分かるように、実験的に空電雑音の振幅平均値および積分電界強度の比較測定を行なって調査する他ないが、本文で述べた解析結果はこのような場合に対し有力な手掛りを与えると思う。

なお帰還形検波器の一つの理想的状態 $\eta=1$ に対して、その正確な実現は本文に提出した電

気回路では不可能であることを付言しておく。すなわちこの場合の実現の条件としては本文に述べたことから分かるように、検波段への帰還点の直流電位は、検波器への入力が全くなかったとした場合は、インピーダンス R_{DC} の両端にかかる直流電位（本文ではこれの対アース電位は零とした）に等しい、また、検波器への入力があるとした場合は、帰還電圧は検波出力電圧の変化に対し大きさおよび極性が等しい。などの2条件が考えられる。これに対して本文で述べたような検波段およびカソードホロワ段などからなる帰還形検波器の電気回路を用いた場合、 $\eta=1$ の状態は完全には実現できないが、これに相当近い状態は実現し得ると思われる。今まで考察したような帰還形検波器の電気回路に基づき、かつこれを修正した形で、上記2条件を満足するような電気回路の開発は非常に有意義であると考ええる。

第3章 Poisson雑音過程におけるパルス幅分布

3.1. 序 言

真空管の電子さん射効果は、陽極に到達している電子が全く無規則に起こり、かつ毎秒あたり電子の平均回数が極めて多い状態に伴った現象で、この際に生ずる統計的性質の理論的^(3.1)および実験的研究は相当に進んでいる。しかし毎秒あたり事象の平均の生起回数が中位あるいは以下の場合には、それに伴う現象の扱いは困難で、理論的研究の成果はいまだ十分でないと思われる。^(3.2)最近、各種通信系に対して空電雑音の妨害の程度を推定し、かつ通信系における機器の設計あるいは改善の際の有用な空電雑音資料を供しうるように、空電雑音の主要特性と考えられる各種の統計的パラメータの測定が各国で行なわれ、現在までに非常に多数の空電雑音データが測定されている。

普通測定されている空電雑音の統計的パラメータのうち、包絡線電圧の振幅確率分布やクロッシングレート曲線は、空電雑音の振幅的性質を最も完全に記述する関数であり、また、パルス幅分布やパルス間隔分布は、空電雑音の時間的性質を最も完全に記述する関数であるけれども、他面にこれらに共通した点は、空電雑音包絡線の電圧波形が任意の電圧レベルでスライスされ、増幅され、振幅が制限されたときの定振幅矩形波状パルスの諸性質にそれぞれ関係することである。すなわち上述のごときパルスの時系列に対し、毎秒あたり観測パルスの幅の総和あるいは観測パルスの平均回数を任意のスライスレベルで観測し、スライスレベルの関数として表わしたものが振幅確率分布および交差率分布であり、パルス幅分布やパルス間隔分布は与えたスライスレベルの関数で、かつこのレベルにおけるパルス幅やパルス間隔が、与えた時間の長さを越えるパルス数の全パルス数に対する割合を、それぞれ時間長の関数として記述したものである。

さて筆者は、上述のごとき雑音包絡線の電圧波形の任意のスライスレベルで観測しうる矩形波状パルスの時系列に対して、初めに到達したパルスはPoisson分布法則に従い、かつ幅は一定であるとし、観測しうる矩形波パルスは元のパルスが重なったために生じたものであると仮定し、この時系列の諸性質、つまり毎秒あたり観測パルスの平均回数、観測パルスの幅の総和、幅の確率密度関数および分布関数などを求めた。とくに観測パルスの確率密度および分布の2関数の理論的導出および数値計算結果に対しては、これを厳密に行なった。方法の概略はつぎの通りである。

まず、時間的に遅れて到達した任意数 k 個の、元のパルスが重なって生じた k 重パルスの幅の確率密度関数を特性関数法によって求め、この関数を積分して k 重パルスの幅の分布関数を

求めた。ついで k 重パルスの幅の分布関数にある重みを掛け、かつ k のすべての値に関する和として、およびその微分として、全観測パルスの幅の分布関数および確率密度関数をそれぞれ求めた。

理論的に求めた式の数値計算に基づいて、観測パルスの幅の分布曲線および k 重パルスの平均回数に関する分布曲線を本章の末尾に示した。

3.2. 平均パルス数

元のパルスが Poisson 分布法則に従って時間的におくれで到達している雑音過程の非常に長い区間 T を考える。いま、 T の区間内に到達した元のパルスの毎秒あたり平均回数を ν とし、続いて到達した元のパルスの時刻の間隔を x とする。 x は確率変数であり、かつその確率密度関数は Poisson 分布法則に従うとすると、

$$q(x) = \nu e^{-\nu x} \quad (3.1)$$

で与えられ、その分布関数は

$$\int_x^\infty q(x) dx = e^{-\nu x} \quad (3.2)$$

で与えられる。

ここで元のパルスの幅は一樣に τ であると仮定すると、元のパルスの到達時刻の間隔が時間の長さ τ をこえる確率は、今考察している区間に対して、毎秒あたり観測パルスの平均回数を毎秒あたり元のパルスの平均回数で割ったものである。したがって毎秒あたり観測パルスの平均回数を R とすると、式 (3.2) により

$$R = \nu e^{-\nu \tau} \quad (3.3)$$

となる。

つぎに区間 T に到達した任意の元のパルスの始めを基準とし、続いて到達した元のパルスの時刻をそれぞれ t_1, t_2, t_3, \dots などとし、元のパルスの到達時刻の間隔をそれぞれ x_1, x_2, x_3, \dots などとする (図 3.1)。ここで x_1, x_2, \dots などは式 (3.1) にしたがう確率変数である。

この場合には、区間 T に対する観測パルスが任意の k 重パルスである確率は

$$x_1 < \tau, x_2 < \tau, \dots, x_{k-1} < \tau, \tau < x_k < \infty \quad (3.4)$$

などの条件によって

$$\int_{\tau}^{\infty} \int_0^{\tau} \dots \int_0^{\tau} v^k e^{-v} (x_1 + x_2 + \dots + x_{k-1} + x_k) dx_1 \dots dx_k \\ = (1 - e^{-v\tau})^{k-1} e^{-v\tau} \quad (3.5)$$

となる。式 (3.5) を k のすべての正の整数値について加えると、その和は 1 に等しく、また、 k 重パルスの毎秒あたり平均回数を R_k で表わすと

$$R_k = R (1 - e^{-v\tau})^{k-1} e^{-v\tau} \quad (3.6)$$

となる。

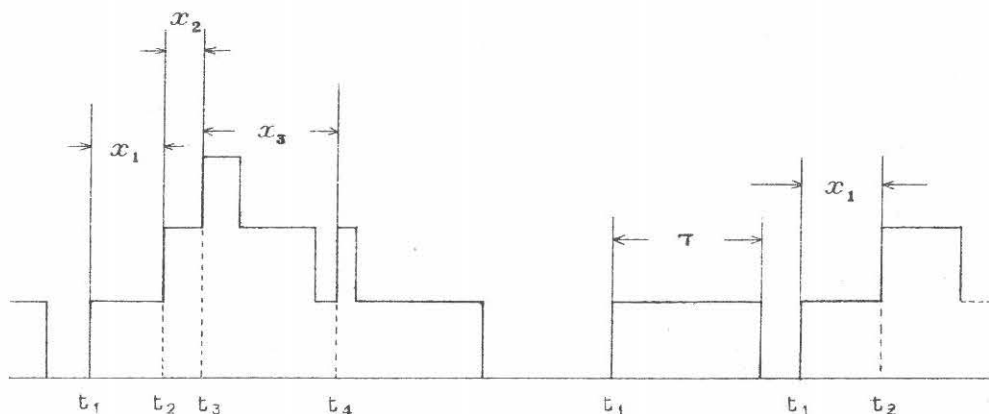


図 3.1 Poisson 雑音過程

3.3. 平均パルス幅

今考察している区間 T で観測される k 重パルスの幅は

$$\tau_k = x_1 + x_2 + \dots + x_{k-1} + \tau \quad (3.7)$$

で表わされ、かつ

$$0 \leq x_s \leq \tau : s = 1, 2, \dots, k-1 \quad (3.8)$$

である。ここで x_s などはおのの相互に独立な確率変数であり、その確率密度関数は式 (3.

1) で与えられる。したがって k 重パルス全体の平均幅 $\bar{\tau}_k$ は

$$\begin{aligned}\bar{\tau}_k &= \frac{\sum_{s=1}^{k-1} \int_0^{\tau} v \cdot e^{-v x_s} x_s \cdot dx_s}{\int_0^{\tau} v \cdot e^{-v x_s} dx_s} + \tau \\ &= \left\{ (k-1) \left(\frac{1}{v\tau} - \frac{e^{-v\tau}}{1-e^{-v\tau}} \right) + 1 \right\} \tau\end{aligned}\quad (3.9)$$

となる。また、毎秒あたり観測される k 重パルスの幅の総和は $R_k \bar{\tau}_k$ ，したがって毎秒あたり観測パルスの幅の総和 P は

$$P = \sum_{k=1}^{\infty} R_k \bar{\tau}_k = R \bar{\tau} = 1 - e^{-v\tau} \quad (3.10)$$

となる。ただし $\bar{\tau}$ は観測パルスの平均幅を表わし

$$\bar{\tau} = \frac{1 - e^{-v\tau}}{v e^{-v\tau}} \quad (3.11)$$

である。

3.4. パルス幅分布関数

3.4.1. K 重パルスの幅の確率密度関数

まず、今考察している区間 T で観測される任意の k 重パルスの幅の確率密度関数を特性関数法によって求める。 k 重パルスの幅は (3.7) および (3.8) の式によって表わされる確率変数である。ここで 2 式に現われる x_s などは相互に独立な確率変数で、かつ同一の確率密度関数

$$P(x_s) = \frac{v e^{-v x_s}}{1 - e^{-v\tau}} \quad (3.12)$$

したがって同一の特性関数

$$M_{x_s}(jv) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(x_s) e^{jv x_s} dx_s \quad (3.13)$$

をもつ。式 (3.7) において

$$y = \tau_k - \tau = x_1 + x_2 + \cdots + x_{k-1} \quad (3.14)$$

と置くと、 $\tau_k - \tau$ あるいは y の特性関数は上の 2 式から

$$M_y(jv) = \prod_{s=1}^{k-1} M_{x_s}(jv) \quad (3.15)$$

となり、また、 y したがって k 重パルスの幅の確率密度関数は

$$P_k(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} M_y(jv) \cdot e^{-jvy} dv \quad (3.16)$$

として求めうる。

式(3.12)を式(3.15)に代入して y の確率密度関数を求めてみると、

$$M_y(jv) = \frac{v^{k-1}}{(1-e^{-v\tau})^{k-1}} \frac{1}{(v-jv)^{k-1}} \{1-e^{-(v-jv)\tau}\}^{k-1} \quad (3.17)$$

となる。つぎに上式の右辺を式(3.16)の右辺の被積分関数に代入すると

$$P_k(y) = \frac{1}{2\pi} \frac{v^{k-1}}{(1-e^{-v\tau})^{k-1}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-jvy}}{(v-jv)^{k-1}} \cdot \{1-e^{-(v-jv)\tau}\}^{k-1} \cdot dv \quad (3.18)$$

となる。また、上式において

$$v-jv = p \quad (3.19)$$

と置き両辺に e^{+vy} を掛けると

$$e^{vy} P_k(y) = \frac{-j}{2\pi} \frac{v^{k-1}}{(1-e^{-v\tau})^{k-1}} \cdot \int_{v-j\infty}^{v+j\infty} \frac{(1-e^{-p\tau})^{k-1}}{p^{k-1}} \cdot e^{py} dp \quad (3.20)$$

となる。ここで p を一般の複素変数と考えると、上式右辺の積分は、 p の複素数の面上における Bromwich-Wagner の積分である。式(3.20)の右辺の複素積分の被積分関数を2項定理に従って展開すると式(3.20)は

$$e^{vy} P_k(y) = \frac{-jv^{k-1}}{2\pi (1-e^{-v\tau})^{k-1}} \sum_{n=0}^{k-1} (-1)^n \binom{k-1}{n} C_n \int_{v-j\infty}^{v+j\infty} \frac{e^{(y-n\tau)p}}{p^{k-1}} dp \quad (3.21)$$

となり、かつ右辺の各項は原点 $p=0$ においてのみ $(k-1)$ 位の極をもつ。したがって k 重パルスの幅の確率密度関数は

$$P_k(y) = \frac{v^{k-1}}{(1-e^{-v\tau})^{k-1}} \sum_{n=0}^{(s \leq y/\tau)} (-1)^n \binom{k-1}{n} C_n \frac{(y-n\tau)^{k-2}}{(k-2)!} \cdot e^{-vy} \quad (3.22)$$

となる。ここで ${}_{k-1}C_n$ は 2 項係数を示し、加算記号の上の (s) は y/τ より小さい数で、かつ n がとり得る最大の正の整数値を表わす。

3. 4. 2. K 重パルスの幅の分布関数

K 重パルスの幅を Y とすると

$$\left. \begin{aligned} Y = y + \tau \leq m\tau + \tau \\ s\tau < m\tau < (s+1)\tau \leq (k-1)\tau \end{aligned} \right\} \quad (3.23)$$

なる確率は式 (3.22) より

$$\begin{aligned} \int_{\tau}^{(m+1)\tau} P_k(Y) \cdot dY &= \int_0^{m\tau} P_k(y) \cdot dy \\ &= \frac{v^{k-1}}{(k-2)! (1-e^{-v\tau})^{k-1}} \left\{ {}_{k-1}C_0 \int_0^{m\tau} e^{-vy} \cdot y^{k-2} dy \right. \\ &\quad - {}_{k-1}C_1 \int_{\tau}^{m\tau} e^{-vy} \cdot (y-\tau)^{k-2} \cdot dy \\ &\quad + {}_{k-2}C_2 \int_{2\tau}^{m\tau} e^{-vy} \cdot (y-2\tau)^{k-2} \cdot dy - \dots \dots \dots \\ &\quad \dots \dots + (-1)^{s-1} {}_{k-1}C_{s-1} \int_{(s-1)\tau}^{m\tau} e^{-vy} \cdot (y-s\tau+\tau)^{k-2} \\ &\quad \cdot dy + (-1)^s {}_{k-1}C_s \int_{s\tau}^{m\tau} e^{-vy} \cdot (y-s\tau)^{k-2} \cdot dy \quad (3.24) \end{aligned}$$

となる。上式の右边における各項の積分に対して

$$y - t\tau = X: (t=0, 1, \dots, s) \quad (3.25)$$

なる変数の変換を行ない、不定積分の公式

$$\int x^n \cdot e^{ax} dx = \frac{e^{ax}}{a} \sum_{r=0}^n (-1)^r \frac{n! x^{n-r}}{(n-r)! a^r} \quad (3.26)$$

を用いると、

$$\begin{aligned} \int_{\tau}^{(m+1)\tau} P_k(Y) dY &= \frac{v^{k-1}}{(1-e^{-v\tau})^{k-1}} \sum_{t=0}^s (-1)^t {}_{k-1}C_t \cdot \\ &\quad e^{-v t \tau} \cdot \left\{ \frac{1}{v^{k-1}} - \frac{e^{-v(m\tau-t\tau)}}{v} \sum_{r=0}^{k-2} \frac{(m\tau-t\tau)^{k-2-r}}{(k-2-r)! v^r} \right\} \end{aligned} \quad (3.27)$$

となる。

3.4.3. 全観測パルスの幅の分布関数

上に導出した式(3.27)は、今考察している区間 T に対して観測される k 重パルス全体を対象としたとき、パルスの幅が $(m+1)\tau$ より小なる確率を表わす。したがって区間 T に対して観測パルス全体を対象とすると、パルスの幅が $(m+1)\tau$ より小なる確率は

$$\int_{\tau}^{(m+1)\tau} P(Y) \cdot dY = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{R_k}{R} \int_0^{m\tau} P_k(y) \cdot dy \quad (3.28)$$

となる。ここで R および R_k は (2.3) および (2.6) の 2 式でそれぞれ与えられる。また、

$$(m+1)\tau \geq k\tau$$

のときには

$$\int_0^{m\tau} P_k(y) \cdot dy = 1 \quad (3.29)$$

となる。また、観測パルス全体の幅の確率密度関数は式(3.28)によって

$$P(Y) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{R_k}{R} \cdot P_k(y) \quad (3.30)$$

となる。

つぎに全観測パルスの幅の分布関数に対して厳密かつ計算に便利な式を導出するために、(3.3)、(3.6)、(3.22) および (3.29) などの式を用いて式(3.28)を計算すると

$$\begin{aligned} \int_{\tau}^{(m+1)\tau} P(Y) \cdot dY &= \sum_{k=1}^{[m]+1} (1-e^{-v\tau})^{k-1} \cdot e^{-v\tau} \\ &+ \sum_{k=[m]+2}^{\infty} \sum_{\substack{(s) \leq y/\tau \\ n=0}} \int_0^{m\tau} (-1)^n v^{k-1} \cdot \frac{1}{k-1} C_n \\ &\cdot \frac{(y-n\tau)^{k-2}}{(k-2)!} e^{-v(\tau+y)} \cdot dy \end{aligned} \quad (3.31)$$

となる。ただし $[m]$ は

$$m \geq [m] \geq m-1 \quad (3.32)$$

なる正の整数値を表わす。

ここで式(3.31)に対して、右辺の第2項における k および n に関する加算記号の順序を交換した後で、 n が零なる場合 および 1 より大きい場合とにわけて整理する方針の下に数学公式

$$\int_0^{p\tau} v (vy)^r \cdot e^{-vy} dy = r! \left\{ 1 - e^{-p\tau} \sum_{s=0}^r \frac{(p\tau)^s}{s!} \right\} \quad (3.33)$$

および

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1}{n!} x^n = (1+x) e^x \quad (1 \leq x < \infty) \quad (3.34)$$

などを用いると、式 (3.31) はつぎのごとくなる。

$$\begin{aligned} \int_{\tau}^{(m+1)\tau} P(Y) \cdot dY &= \sum_{k=1}^{(m)+1} (1 - e^{-v\tau})^{k-1} \cdot e^{-v\tau} \\ &+ m v \tau \cdot e^{-v\tau} - \sum_{s=0}^{(m)-1} e^{-v\tau} \left\{ 1 - e^{m v \tau} \sum_{t=0}^s \frac{(m v \tau)^t}{t!} \right\} \\ &+ \sum_{n=1}^{(m)} (-1)^n \frac{e^{-v(n+1)\tau}}{n!} \left\{ \{v\tau(m-n)\}^n \right. \\ &+ \left. \frac{\{v\tau(m-n)\}^{n+1}}{n+1} \right\} + \sum_{n=1}^{(m)} \sum_{s=0}^{(m)-n} (-1)^{n+1} \\ &\cdot \frac{e^{-v(n+1)\tau}}{n!} \frac{s+n}{s!} (s+n-1)! \left\{ 1 - e^{-(m-n)v\tau} \right. \\ &\cdot \left. \sum_{t=0}^{s+n-1} \frac{\{(m-n)v\tau\}^t}{t!} \right\} \end{aligned} \quad (3.35)$$

つぎに全観測パルスの幅の確率密度関数は式 (3.35) を $m\tau$ について微分すれば求められる。

すなわち

$$\begin{aligned} P(Y) &= v e^{-v\tau} - \sum_{s=0}^{(m)-1} v \cdot e^{-(m+1)v\tau} \cdot \frac{(m v \tau)^s}{s!} \\ &+ \sum_{n=1}^{(m)} (-1)^n \frac{v e^{-v(n+1)\tau}}{n!} \left[n \{ (m-n)v\tau \}^{n-1} \right. \\ &+ \left. \{ (m-n)v\tau \}^n \right] + \sum_{n=1}^{(m)} \sum_{s=0}^{(m)-n} (-1)^{n+1} \frac{v e^{-v(n+1)\tau}}{n!} \\ &\cdot \frac{s+n}{s!} \cdot e^{-(m-n)v\tau} \{ (m-n)v\tau \}^{s+n-1} \end{aligned} \quad (3.36)$$

となる。

なおここで付言して置きたいことは、パルスの幅が制限された範囲内にある場合にしか応用

し得ない方法であるけれども、一般に k 重パルス幅に対する x_1, x_2, \dots, x_{k-1} などの確率変数についての多重積分法によれば、いま考察している全観測パルスの幅の分布関数および確率密度関数を求め得ることである。すなわち全観測パルスの幅の分布関数および確率密度関数の一般的式 (3.35) および (3.36) に対し、 $m=1$ および 2 と置いたときに得られる確率

$$\left. \begin{aligned} \int_{\tau}^{2\tau} P(Y) \cdot dY &= e^{-v\tau} (1 + v\tau) \\ \int_{\tau}^{3\tau} P(Y) \cdot dY &= (1 + 2v\tau) e^{-v\tau} - \left(1 + \frac{v\tau}{2}\right) v\tau \cdot e^{-2v\tau} \end{aligned} \right\} \quad (3.37)$$

および確率密度

$$\left. \begin{aligned} P(Y) &= v e^{-v\tau} \\ P(Y) &= v e^{-v\tau} - v e^{-2v\tau} (1 + v\tau) \end{aligned} \right\} \quad (3.38)$$

に全く等しい結果を求めることができた。

3.5. 数値計算結果

本文で考察した Poisson 雑音過程に対する観測パルスの毎秒あたり平均回数は式 (3.3) で与えられる。これにおいても v を一定とし、かつ τ を変数とした場合は、これは Poisson 分布の確率密度関数と同じ形に帰するもので、元のパルスの幅がそれぞれ一定であり、かつおたがいの間では異なった大きさの各種の Poisson 雑音過程を考えた場合、それぞれにおける観測パルスの毎秒あたり平均回数を表わすものとなる。

図 3.2 では、元のパルスが横座標に示した値より多数個以上重ね合わさった観測パルス総数を全観測パルス数で割ったもの、すなわち

$$1 - \sum_{k=1}^n R_k / R \quad (3.39)$$

の $\log(-\log)$ を縦座標に示す。なおここで横座標を τ 倍し、かつ $e^{-v\tau}$ の $\log(-\log)$ を縦座標にとると、 $\exp(-v\tau)$ のグラフは -1 の傾斜をもった直線となる。他方、図 3.2 に示した式 (3.39) の計算曲線は、助変数 $v\tau$ の値が小さい場合を除くと $v\tau$ のいろいろの値に関して直線的であり、かつその傾斜は -1 に近い値を示す。

図 3.3 は全観測パルスの幅の分布関数を表わす式 (3.35) の数値計算から求めた分布曲線を示す。縦座標は 1 から式 (3.35) の右辺を引いたもの

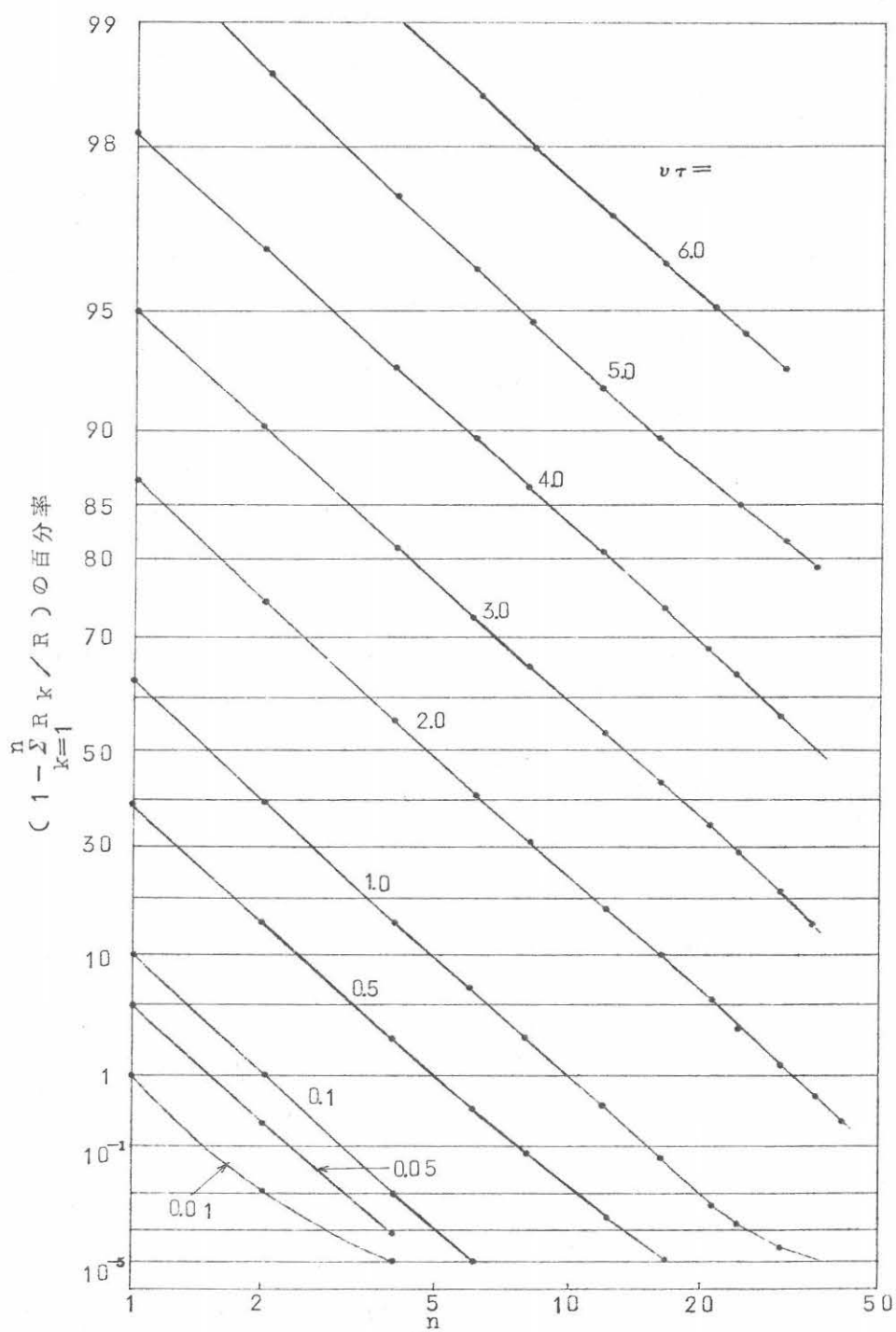


図 3.2 $(1 - \sum_{k=1}^n R_k / R)$ の百分率を示す図

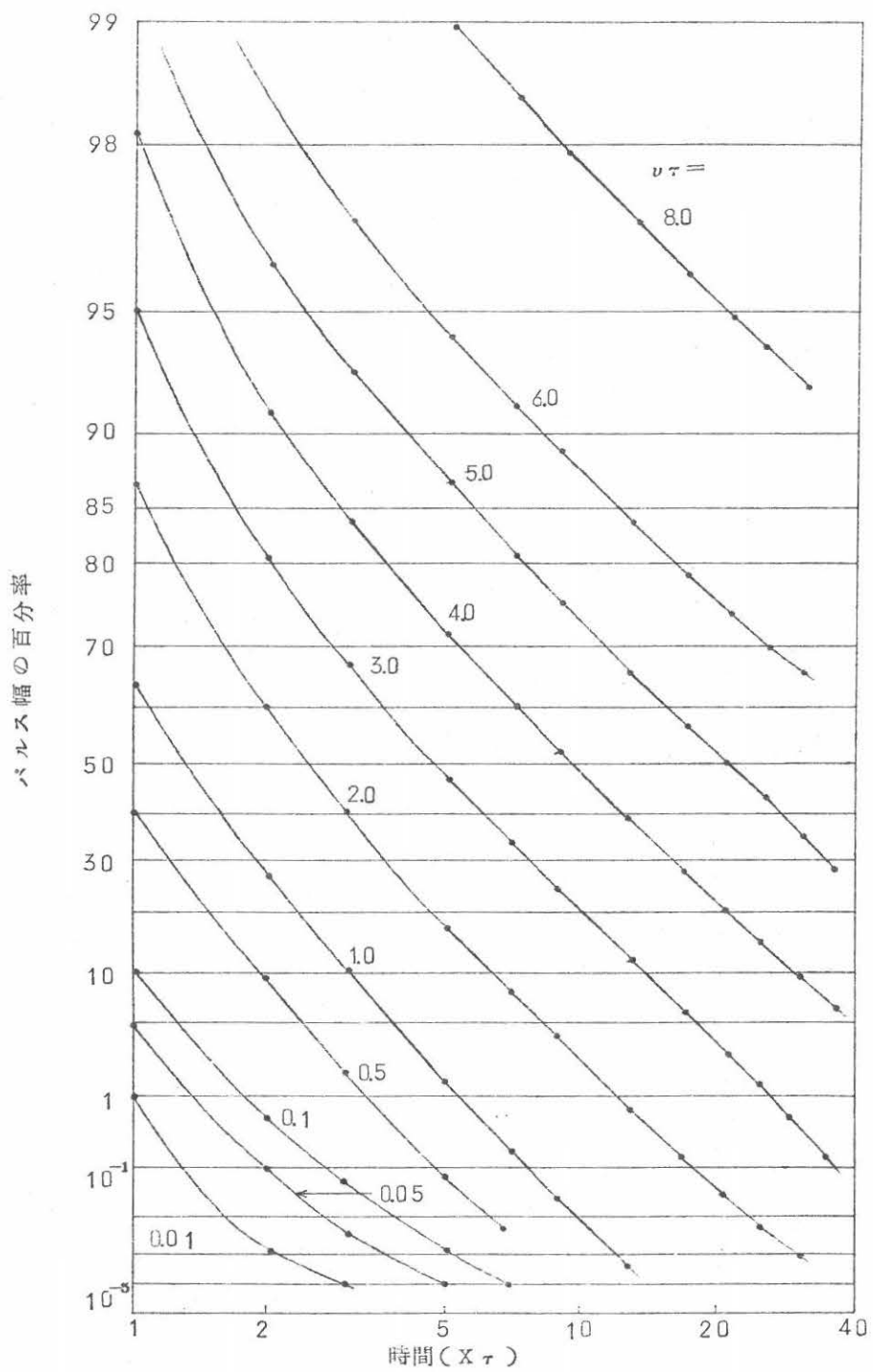


図 3.3 パルス幅の分布曲線

$$\int_{(m+1)\tau}^{\infty} P(Y) \cdot dY$$

の $\log(-\log)$ を表わし横座標は元のパルス幅 τ を単位とした場合の幅の長さを表わす。

3.6. 結 言

本章で述べた理論ならびに計算の諸結果は、電圧あるいは電流の矩形波状かつ定幅のパルスが到達している poisson 雑音過程を考察するときには、厳密に成り立つことは明らかである。さてこれらの応用により、雑音包絡線の電圧波形が任意の電圧レベルでスライスされた場合の、このレベルに対する定振幅かつ矩形波状電圧波形の時系列にかんする諸性質を導こうとするときには、まず、つぎの事柄を検討する必要があると思う。

すなわち、与えたスライスレベルに対する元のパルスの毎秒あたり平均回数および平均幅を推定しうるかどうか、また、元のパルスの到達時刻の間隔に対して、Poisson 分布法則の仮定は妥当であるかどうか、などである。

もし上述の2の事柄が成り立つ場合は、式(3.10)を用いることにより、雑音包絡線の電圧波形が与えたスライスレベルをこえる確率が、したがってレベルの関数としての振幅確率分布が、また、式(3.3)を用いることにより、与えたスライスレベルに対する矩形波状電圧波形の毎秒あたり平均回数が、したがってレベルの関数としてのクロッシングレート曲線が、また、式(3.35)を用いることにより、与えたスライスレベルに対するパルスの幅の分布関数が、それぞれ求まるはずである。

第4章 空電雑音のパルス幅分布

4.1. 序 言

空電雑音包絡線の振幅確率分布、交さ率分布、雑音振幅の平均値および実効値などの振幅パラメータの測定は、IGYおよびそれ以後において各国の研究者によって盛んに行なわれたので、現在ではこれらのパラメータに対する知識は相当に豊富である。しかし空電雑音包絡線のパルス幅分布に対する測定結果の報告は、IGY以前、IGY期間およびそれ以後の期間を含めても、きわめて少数である。^{(111), (22)} このゆえにこのパラメータに対する知識は、諸パラメータのうち最も不足しているようである。

さて筆者は、空電雑音のパルス幅分布の性質を調べ時間的性質を明らかにする目的で、昭和35年7月から翌年の3月までの間に豊川の空電研究所で数回（各10日間）にわたって、中波帯周波数（50KC）での空電雑音包絡線のパルス幅分布の測定を行なった。また、その後において第3章で述べたように、空電雑音包絡線の雑音過程に似せられるPoisson雑音過程に対し、パルス幅分布の理論式を導出しかつ理論分布曲線を求めることができた。そうしてこのような実験結果の検討ならびに測定分布曲線および理論分布曲線の比較からつぎのような事柄が明らかになった。

上記観測期間中に得た全測定分布のうち、パルス幅のdynamic rangeが最大および最小を示した2分布により、いろいろの参照レベルの変化に対するパルス幅の変化の大きさをほぼ明らかにすることができた。また、パルス幅分布の測定の際に与えた各参照レベルを、同じ時刻に測定した空電積分電界強度のレベルを単位として表わした場合は、各測定分布に関する測定の時刻および日がちがうにもかかわらず、同じ参照レベルに対する測定分布特性の間に強い類似性が存在することがわかった。したがって一連の参照レベルに対し、かつ類似的な測定分布曲線の平均曲線を求めることができた。また、測定分布曲線および理論分布曲線の比較から、大多数の分布は低確率したがってパルス幅の大きい範囲を除けば、理論分布曲線によく合うことがわかった。

以上述べた事柄の詳細を本文で述べる。

4.2. 測定法

豊川での観測では、垂直空中線における空電雑音電界を周波数50KC、3dB帯域幅1KCの受信機で受信し、受信機出力における雑音包絡線が一連の参照レベルを越えるときのパルス

幅分布の測定を行なった。空電雑音包絡線が与えた参照レベルを越え矩形波状パルス時系列に変換された後の、パルス幅が与えた長さの時間を越える確率の測定に使用した回路の主要構成は図4.1に示す。

この回路動作の概略は次の通りである。6AS6の抑制格子に定振幅の矩形波状パルスが存在する期間中は、この真空管の陽極電圧は直線的に下降し、パルスが終わると元へ復帰する。復帰速度は12AU7のカソードホロワによってすみやかに行なわれる。このようなフアンタストロン型回路を用いた場合は、上述のような陽極電圧降下の直線性が優秀であることは周知の通りである。^(4.1) 掃引時間は6AS6の入力格子に接続したコンデンサの大きさを切りかえて変更される。この回路では陽極電圧が150Vから50Vまでの電圧降下の時間が、1, 10, 100 および1,000 msec になるようコンデンサの値が選択されている。150Vおよび50Vの電圧の固定は、電圧分圧器および6AL5の組み合わせで果されている。測定の際はまづ掃引時間の大きさを選択する。つぎに設定した掃引時間以下の希望されるある参照時間を設定するために、12A×7の一方の入力格子に接続されている可変抵抗器の足の位置を適当に決める。この際、参照時間対入力格子の電圧あるいは可変抵抗器のダイヤル目盛りの間の関係をあらかじめ調べ、この関係を表にして置けば、これに基づいて参照時間の設定は容易に行なわれる。このようにして参照時間したがって12A×7の一方の入力格子に関する比較電圧に対し、矩形波状入力パルスに伴う6AS6の陽極電圧の降下がこれを越えた場合は、12AT7の陽極に矩形波状パルスが発生し、ここに発生したパルスの回数は次段のデカトロン計数器に記録される。

(2.2)

さて豊川での空電雑音包絡線のパルス幅分布の測定は、昭和35年7月、9月および昭和36年の3月に、約10日間ずつ行なった。参照レベルは受信空中線での電界強度に換算して7月および9月の際は31.5 dB (0 dB = 1 μV/m) 以上、3月の際は主にこれ以下の大きさに対し、それぞれパルス幅分布を測定した。測定方法は主に使用しえたパルス幅測定器の数(3台)に制限され、同時に分布上の3点しか測定しえないため、一参照レベルに対する一パルス幅分布を測定するのに、各測定器に対する参照時間を数回にわたって変更する方法をとった。なお50 μsec の参照時間を越える幅のパルス数の測定は毎回行ない、これを基準として他の異なる参照時間を越えるパルス数の確率を求めた。1参照時間に対する測定時間は低圧方向への参照レベルに対しては約100秒とした。しかし高圧方向への参照レベルに対しては、毎秒あたりパルス数の少ないことを考察して約200秒とした。したがって1分布の測定所要時間は、真の測定時間および参照時間の変更に伴う所要時間を含め約10分であった。

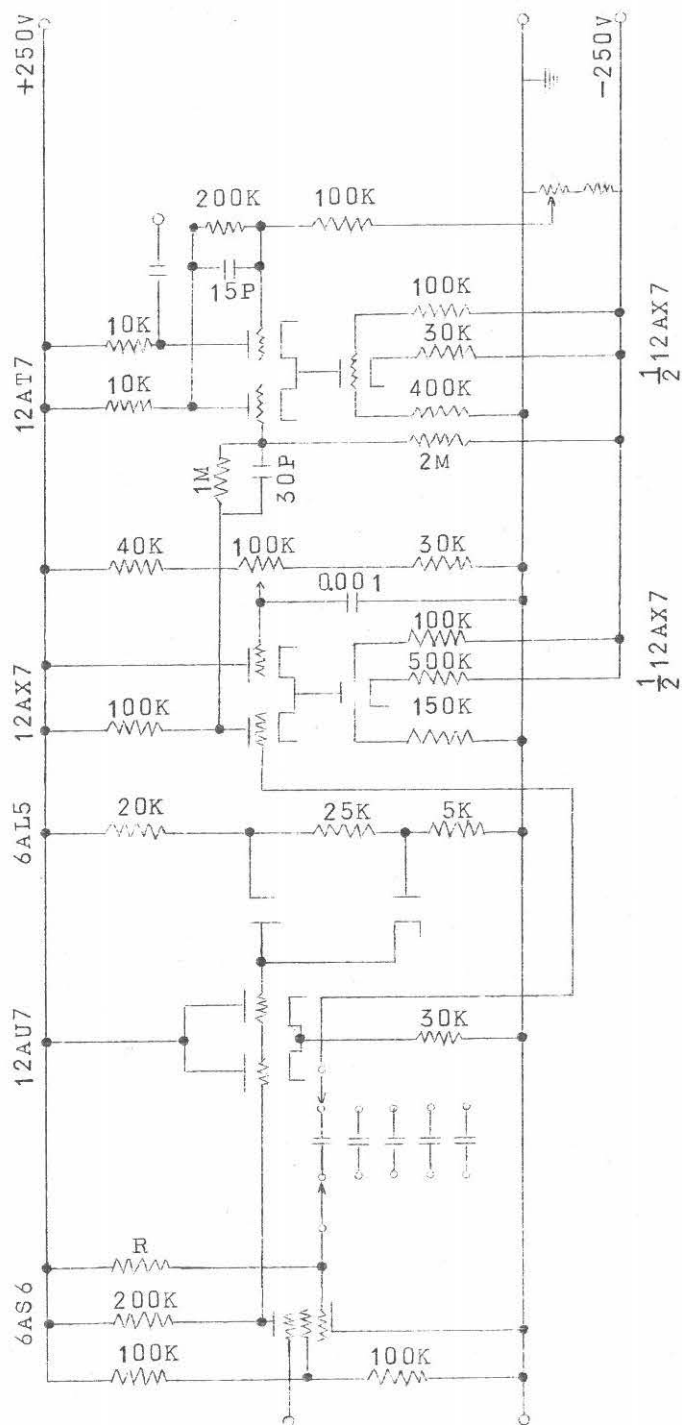


図 4.1 パルス幅測定回路図

4.3. 分布の測定結果

豊川での空電雑音のパルス幅分布の全測定分布のうち、パルス幅の dynamic range がそれぞれ最大および最小のクラスに属した各 1 例を図 4.2 に示す。ここで横軸は参照時間を、縦軸は横軸の参照時間を越える幅のパルス数の確率を表わす。また、曲線に付した数値は、各分布が測定された際の参照レベルを受信空中線での電界強度に換算した値を示す。ここで示した 2 分布曲線に関し、パルス幅の確率 90% から 0.1% までの dynamic range はそれぞれ 16 dB および 41 dB であり、確率 0.1% に対するパルス幅はそれぞれ 1.5 msec および 56 msec である。残りの測定分布はほとんど図 4.2 に示した 2 分布曲線の間にはいった。

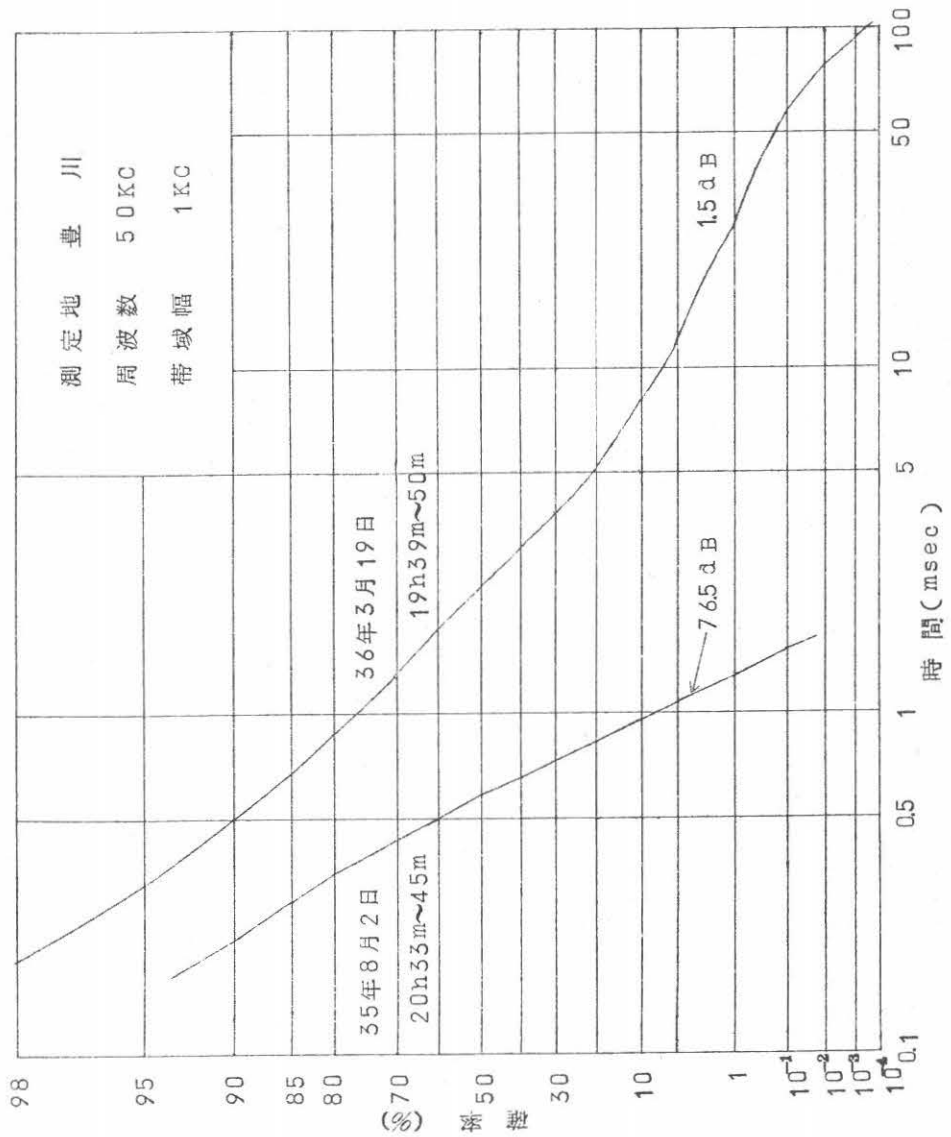
図 4.3 は測定時間の全体を通じ、空電積分電界強度の記録値がほぼ定常であり、したがって空電雑音の平均的な大きさがほとんど変化しなかったときの、一連の参照レベルに対するパルス幅の測定分布曲線を示す。これら分布全体の測定所要時間は約 50 分、参照レベルの間隔は 1 つの例を除いて 10 dB である。この図の諸分布曲線からわかるように、参照レベルの増大と共にパルス幅の dynamic range および特定の任意の確率に対するパルス幅の大きさの減少する傾向は明りょうである。

上に述べたようなパルス幅の dynamic range および大きさの参照レベルに対する関係は、雑音レベルが変動する場合には明りょうではない。例えば測定の時刻あるいは日のちがう各種の参照レベルに対する測定分布を比較した場合、もし雑音レベルに大きい変動があれば、dynamic range および大きさの参照レベルに対する関係は不明りょうかあるいは反対になることも起った。ただしある参照レベルを固定した場合は、今考察しているようなパルス幅の dynamic range および大きさは、雑音レベルの増加と共に増加し、反対に雑音レベルの減少と共に減少する傾向は明らかであった。

さて異なった時刻および日に測定した多数の分布を、何らかの方法で圧縮して表わす方法はないであろうか。これに対する方法の一つをつぎに述べる。

パルス幅分布をこれを測定したときの参照レベルの大きさに関して分類すると、同じ分類に属する分布の間に、雑音レベルの変化に対応した大きい分布変動が生じた。ただし参照レベルは全て受信空中線での電界強度に換算した値を用いた。そこで代る方法として参照レベルを雑音レベルの変化に無関係な単位で表わさずに、分布が測定されたときの参照レベルの大きさは、雑音レベルに依存するような表わし方をとる。実際は分布の測定期間中の空電積分電界強度の記録値を単位とし、参照レベルをこの単位で表わすことにした。このような参照レベルを相対参照レベルと名付け、今まで本文で使用した受信空中線での電界強度に換算した参照レベルと

図 4.2 空電雑音のパルス幅の測定分布



区別しておく。

つぎにパルス幅の測定分布曲線を Rayleigh グラフの上に描き、与えた確率値の縦軸上の点をよぎる垂線を引き、これが分布曲線に交わる点の横座標から、確率値に対する参照時間あるいはパルス幅の大きさを読む、このような手続きをくり返せば、一分布から一連の確率値に対応して一連のパルス幅の値を求めることができる。このようにして得た各一对の確率およびパルス幅の値は、分布したがって分布が測定されたときの相対参照レベルに依存する。そこで全測定分布に対して上述のような手続きを行なうと、異なる大きさの相対参照レベルに対し、確率およびパルス幅の値の組が求まる。

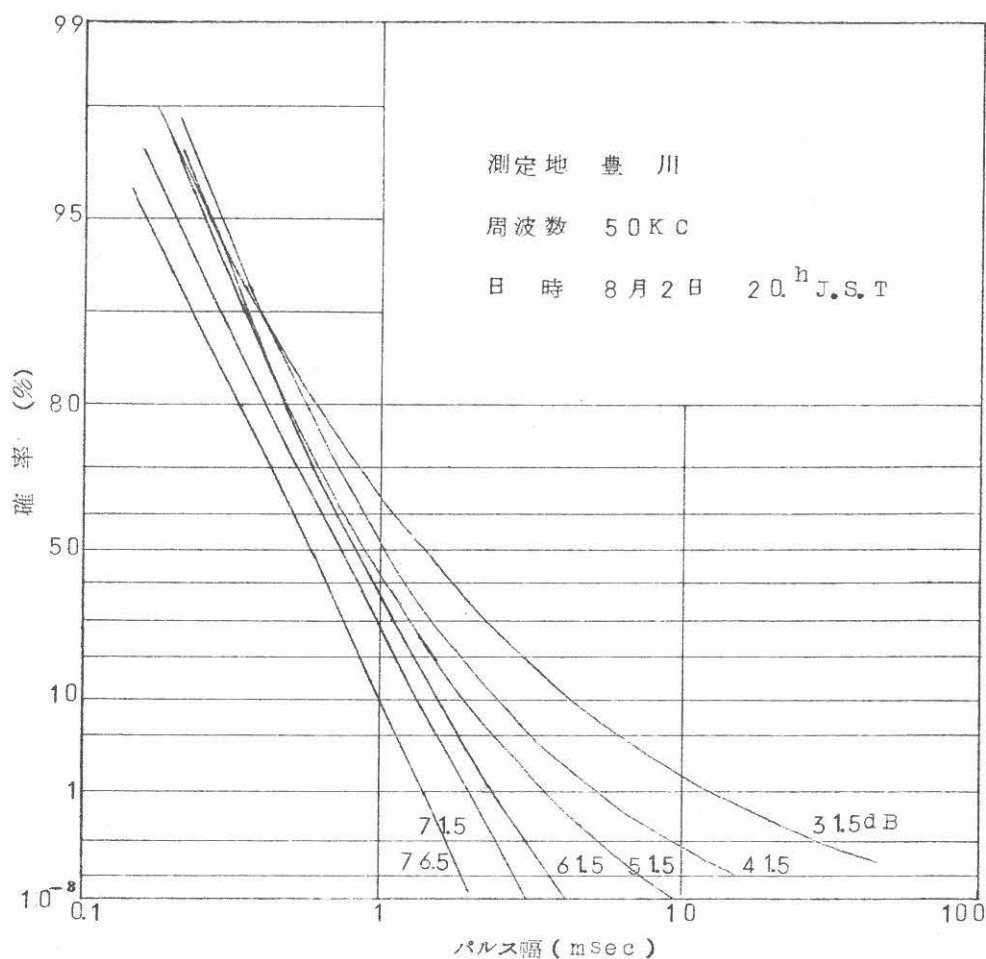


図 4.3 一連の参照レベルに対する空電雑音のパルス幅分布

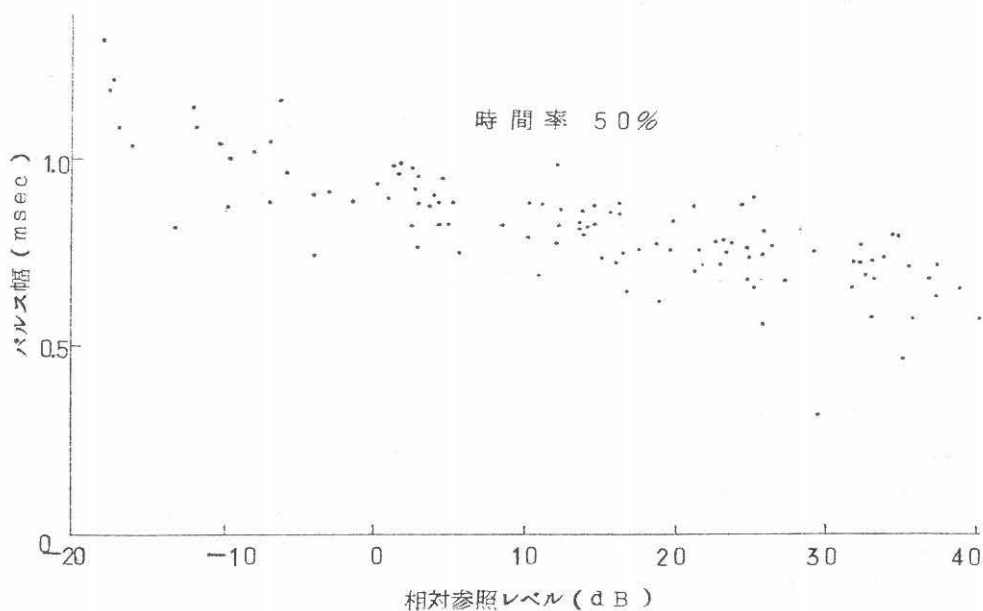


図 4.4 パルス幅と相対参照レベルの関係

図 4.4 は 7 月の全測定分布 (約 120 分布) に上述のような方法を用いて相対参照レベル、確率およびパルス幅を求め、それらの間の関係を示したもので、与えた確率値に対する相対参照レベルおよびパルス幅の間の関係を示す。ここで横軸は相対参照レベル、縦軸はパルス幅をそれぞれ表わす。この図のプロットの状況からわかるように、パルス幅は相対参照レベルの増加と共にほぼ規則的に減少し、かつ横軸上の点で立てた垂線方向に対してプロットの分散は小さい。なお、図 4.4 に関して見られるようなプロットの分散の大きさおよびパルス幅と相対参照レベルとの間の規則的な関係は、一連の確率値の場合にもほぼなりたつことが分かった。(22)

図 4.5 (a) は 7 月の全測定分布に基づいて得た一連の確率値に対する、パルス幅および相対参照レベルの間の各 scatter plots から、与えた相対参照レベルに対し一連の確率値および平均パルス幅の値を求め、相対参照レベルを助変数にとった平均のパルス幅分布曲線を示す。ここで曲線に付した数値は相対参照レベルを対数単位 (dB) で表わす。また、図 4.5 (b) は 9 月の全測定分布 (約 70 分布) から上に述べたと同様な手続きを経て求めた平均のパルス幅分布曲線を示す。なおここで示した平均のパルス幅分布は、31.5 dB 以上の参照レベルに対して測定した分布に基づいて求めたものであり、したがってこれ以下の大きさに対するパルス幅分布特性を反映しないことを付記して置く。

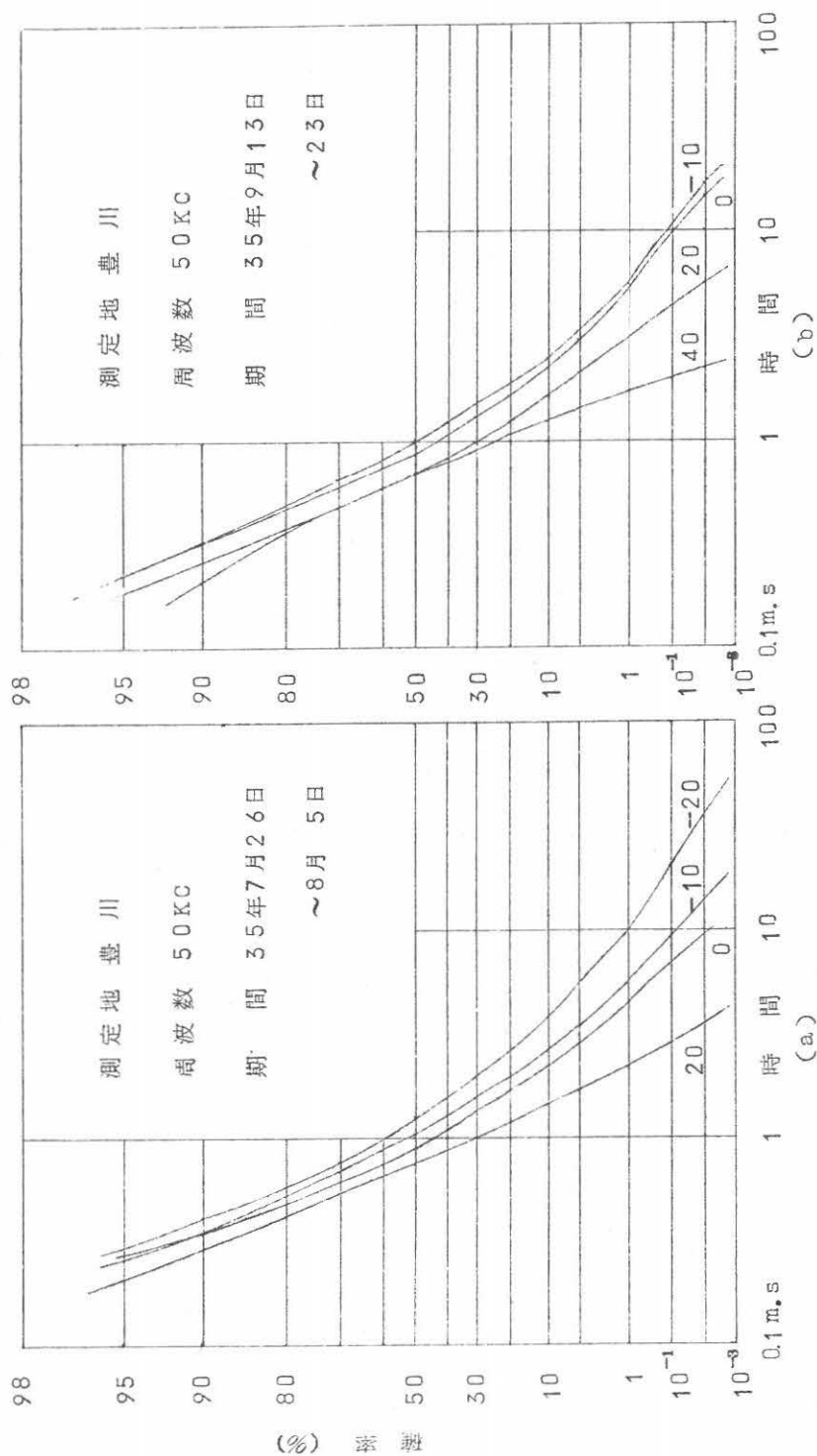


図 4.5 空電雑音の平均パルス幅分布特性

4.4. 測定分布および理論分布の比較

まえに第3章において Poisson 雑音過程におけるパルス幅分布の理論式を導出した。ここで解析した雑音過程に対しては、パルスとパルスの間の重ね合わせ効果が最も大きい働きをなしており、このような性質は空電雑音包絡線の雑音過程におけるインパルスレスボンス間の重ね合わせ効果に類似していると考えられる。したがってそこで示したパルス幅分布の理論式

$$\begin{aligned} \int_{\tau}^{(m+1)\tau} P(Y) dY = & \sum_{k=1}^{[m]+1} (1-e^{-v\tau})^{k-1} \cdot e^{-v\tau} + m v \tau e^{-v\tau} \\ & - \sum_{s=0}^{[m]-1} e^{-v\tau} \left\{ 1 - e^{-m v \tau} \sum_{t=0}^s \frac{(m v \tau)^t}{t!} \right\} + \sum_{n=1}^{[m]} (-1)^n \frac{e^{-v(n+1)\tau}}{n!} \\ & \left[\{v\tau(m-n)\}^n + \frac{\{v\tau(m-n)\}^{n+1}}{n+1} \right] + \sum_{n=1}^{[m]} \sum_{s=0}^{[m]-n} (-1)^{n+1} \\ & \frac{e^{-v(n+1)\tau}}{n!} \frac{s+n}{s!} (s+n-1)! \left[1 - e^{-(m-n)v\tau} \sum_{t=0}^{s+n-1} \frac{\{(m-n)v\tau\}^t}{t!} \right] \end{aligned} \quad (3.35), (4.1)$$

に基づく理論分布曲線および空電雑音包絡線のパルス幅の測定分布曲線の間の適合を調査した結果について述べる。

図 4.6 (a) 以下の 2 図は $v\tau = 1$ および 2 に対する各理論分布曲線およびパルス幅の測定分布曲線の間で良い適合を示した例を示す。ここで曲線は理論分布を表わし、プロットは測定分布曲線上の測定点を示す。なお図の横座標は時間の長さを示し、理論分布曲線に関連して τ の対数で示しているが、これは同時に測定分布曲線に関連した参照時間の対数で示しても良い。

さてここに示した 2 図の各 2 種の分布曲線の適合から見られるように、 $\tau = 1$ 以下の範囲内では適合の比較はできないので、この範囲内での適合は考察しない。一般に理論および測定の各分布の間の適合は後述のように、 $\tau = 1$ に対する確率から 5～10% の確率までの範囲内では非常に良いようである。しかし 5～10% の確率を越えた低確率方向では両種類の分布の間に著しいかたよりが生じ、かつ $v\tau$ の値にほとんど依存しないことが認められた。

つぎに 3, 7, 9 の諸月の全測定分布に対し理論分布との適合を調べたのでその結果について述べる。

まず図 4.7 (a) 以下の 5 図はつぎのように求めたものである。 $v\tau = 1, 2$ および 3 に対応して求めた理論分布曲線を座標軸と共に透明紙に写し、これを同じ座標軸に関して描いた

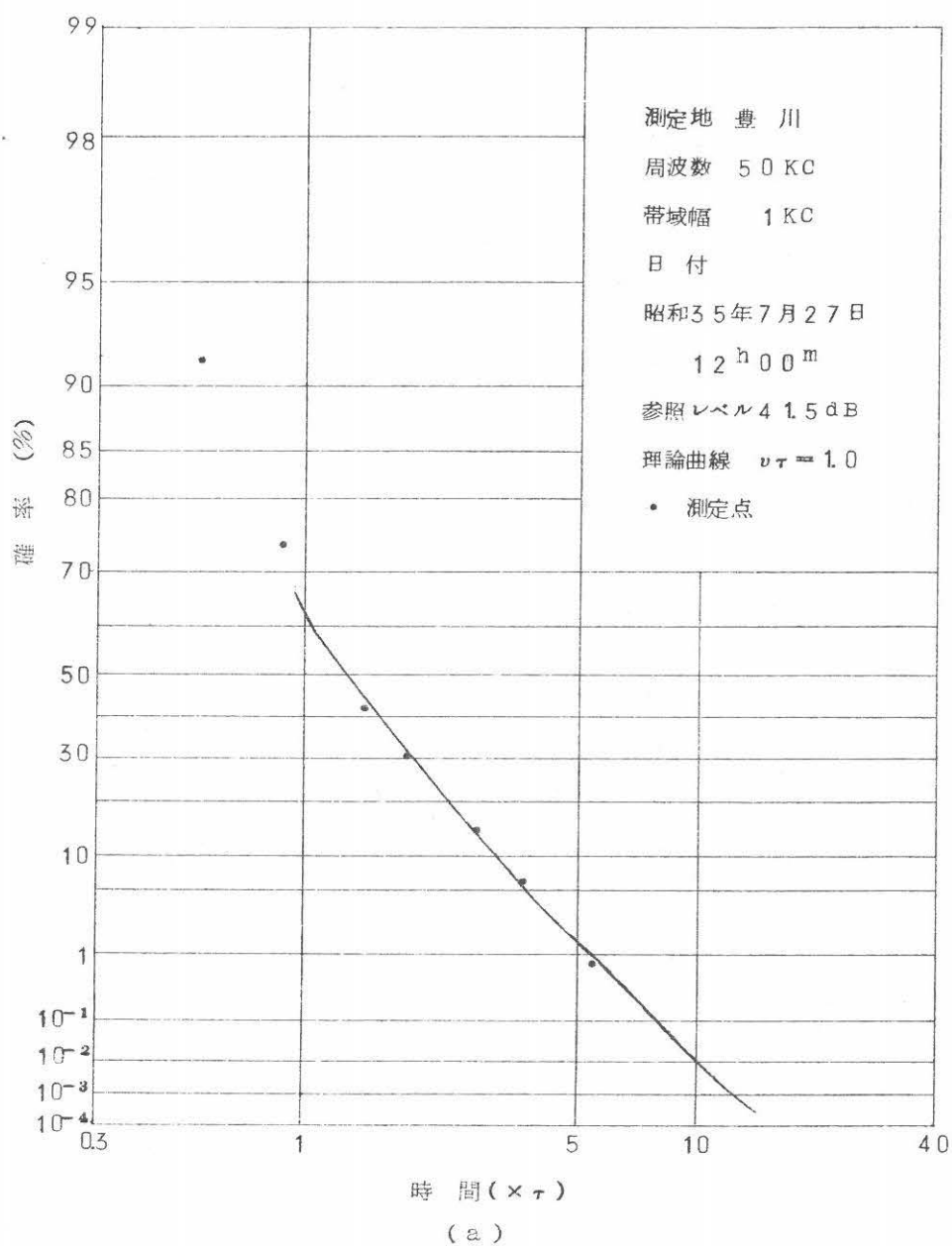


図 4.6 パルス幅の理論分布および測定分布の比較—Rayleigh graph

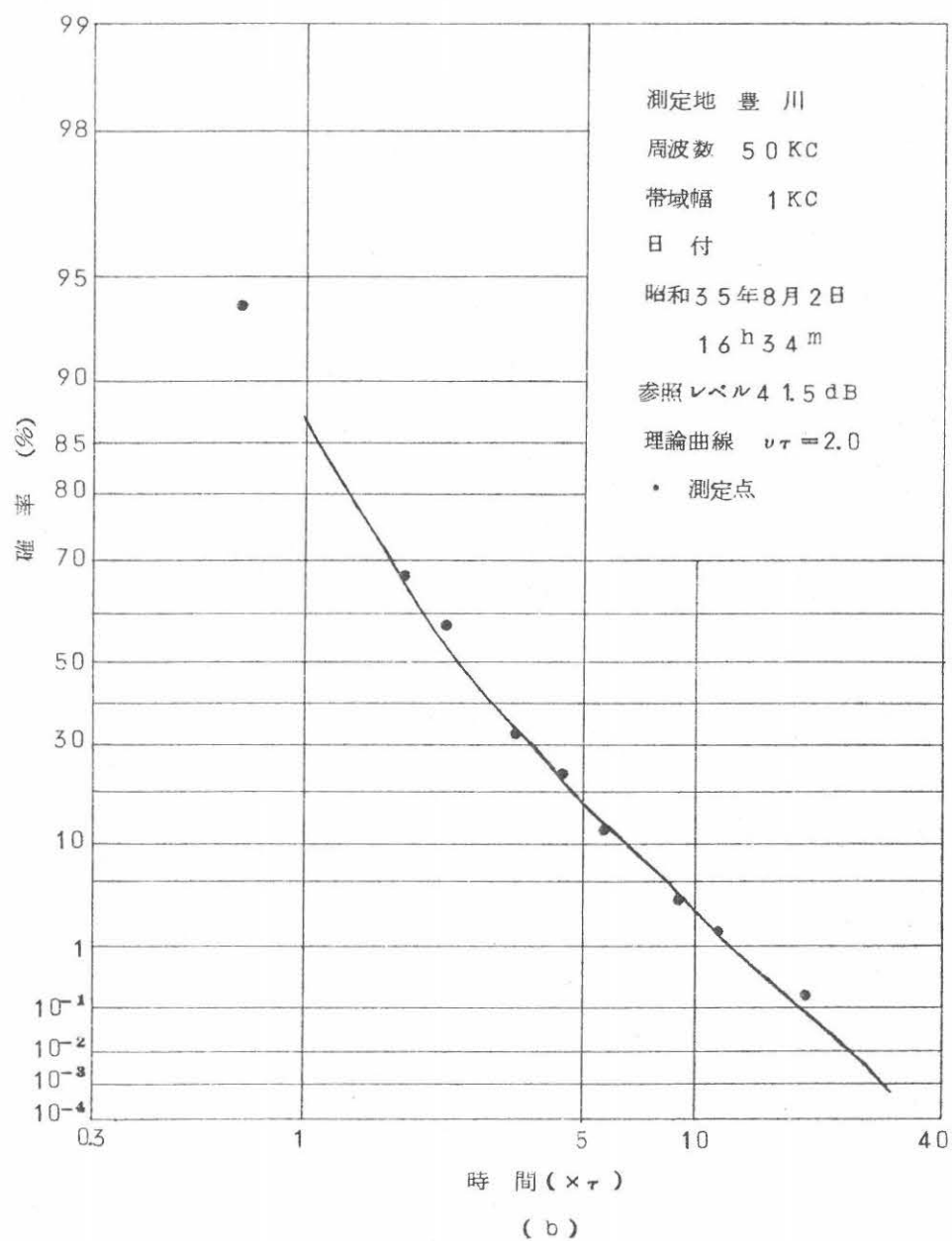
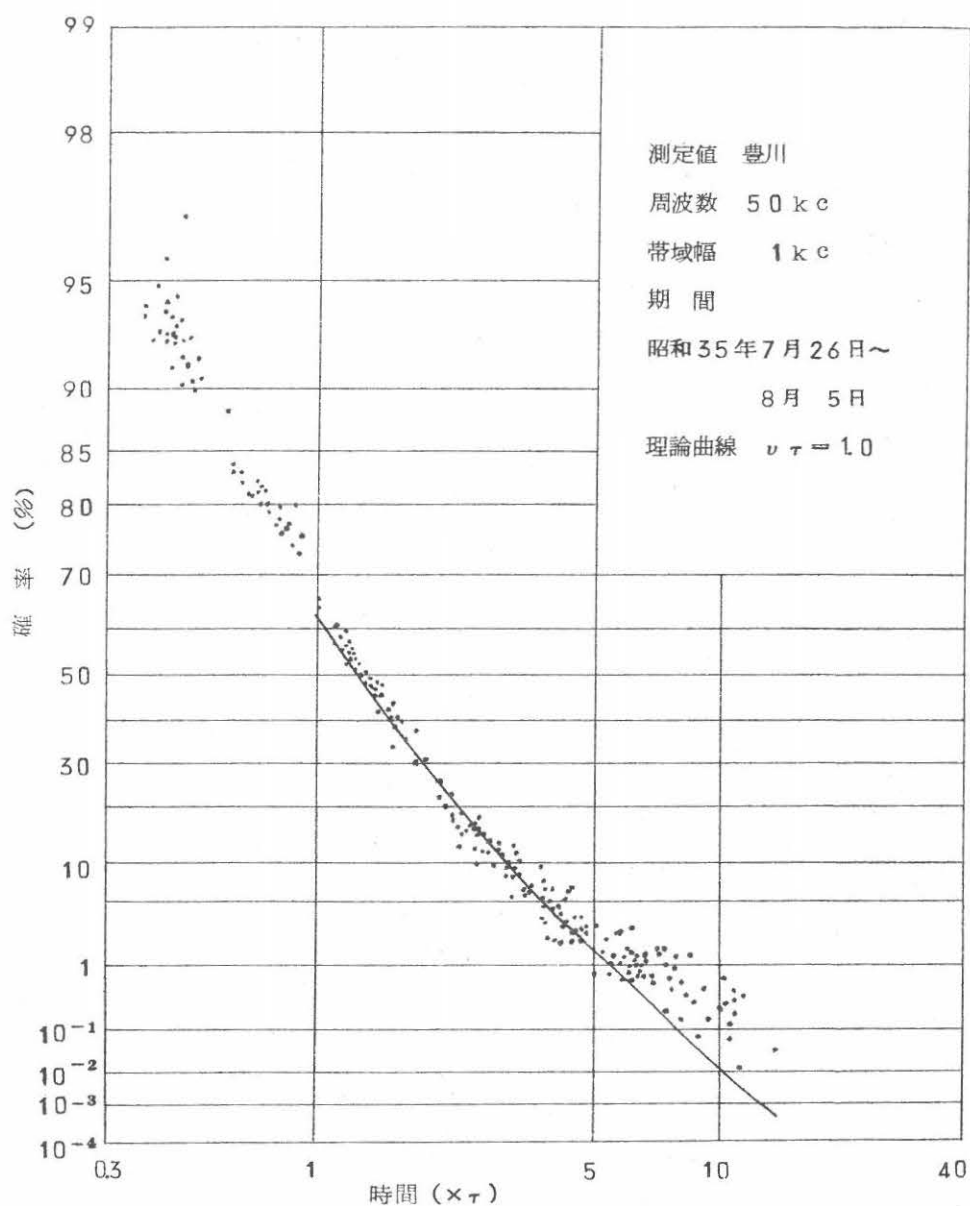


図 4.6 (b) パルス幅の理論分布および測定分布の比較—Rayleigh graph

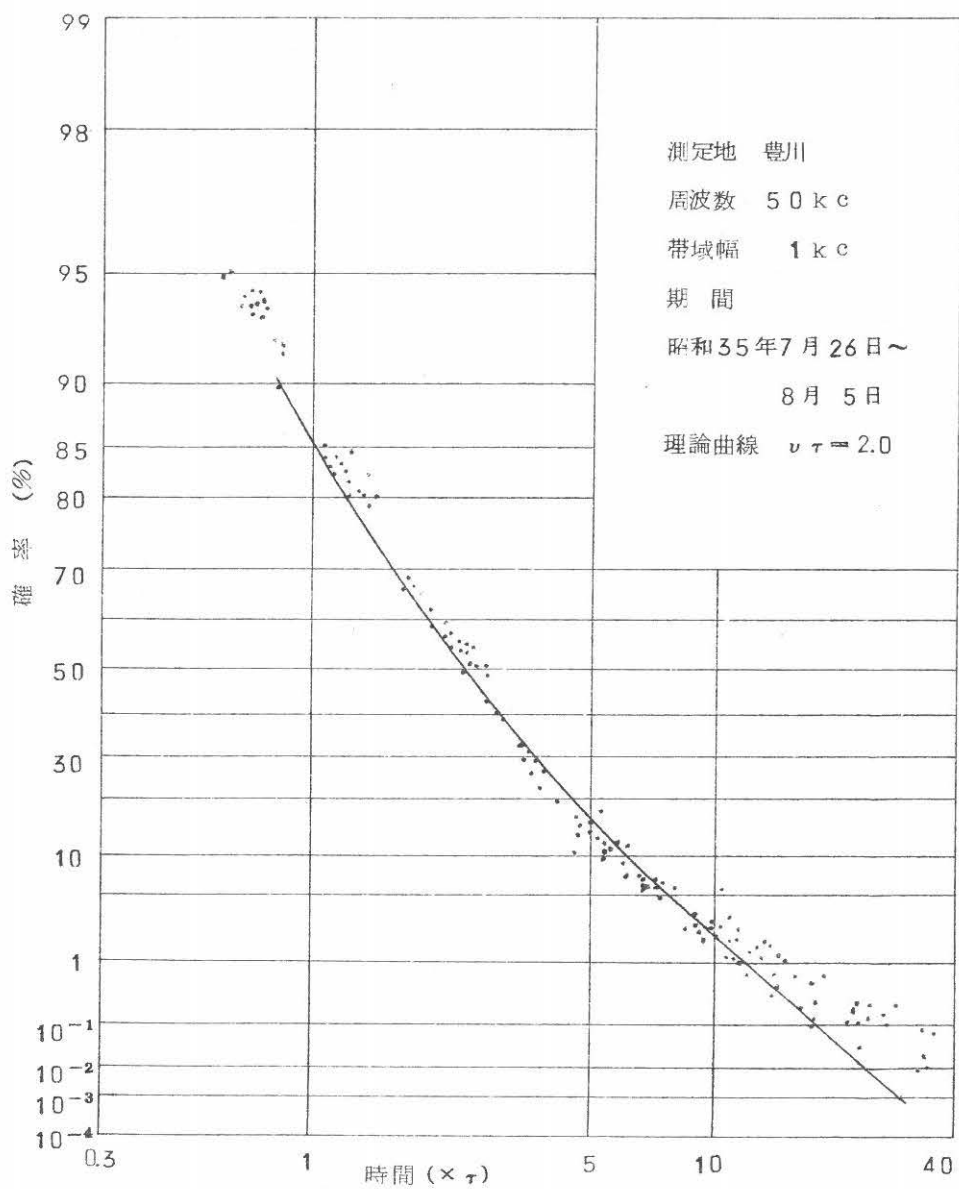
測定分布曲線のグラフ上にずらし、両種の分布間の適合の良いものを求め、測定分布曲線上の測定点を透明紙上にプロットする。このような手続きを異なる測定分布に対してくり返し行ない、このようにして得たプロットの全体および理論分布曲線の間関係を示したのが上に示した諸図である。ここで異なった月および異なった ν_T の値に関して、理論分布曲線および測定点の適合の状況は上に述べたごとくである。なおプロット全体はいろいろの大きさの参照レベルに対する測定点を含むがその大小を示してない。この理由は、分布は参照レベルのみならず雑音レベルに依存するからである。

さて7月および9月の測定分布のうち図 4.7 (a) 以下の5図に現われなかった残りの分布は大別して2種に分類できるようである。そのうちの一つは、上に示した ν_T 以外の値に対応する理論分布曲線を用いれば、これとの間に良い適合を示すと期待される性質の測定分布であり、他の一つは高参照レベルで測定された分布である。これは今考察している理論分布曲線との適合は不良である。このような測定分布を図 4.8 に示す。ここで参照レベルは 61.5 dB である。このような高い参照レベルの場合は、これを越えるインパルスレスポンスの間の重ね合わせ効果は小さいはずである。したがってこのような分布に対しては、今まで述べてきたような重ね合わせ効果を重く見て導かれたパルス幅の分布式は不適當であり、むしろ空電インパルスの振幅分布および受信機の周波数帯域特性の与えられた性質に基づき、かつインパルスレスポンスの間の重ね合わせ効果を無視した場合に導き得る分布式の方が、いっそう良い適合を示すと考えられる。このような分布式を付録に示す。



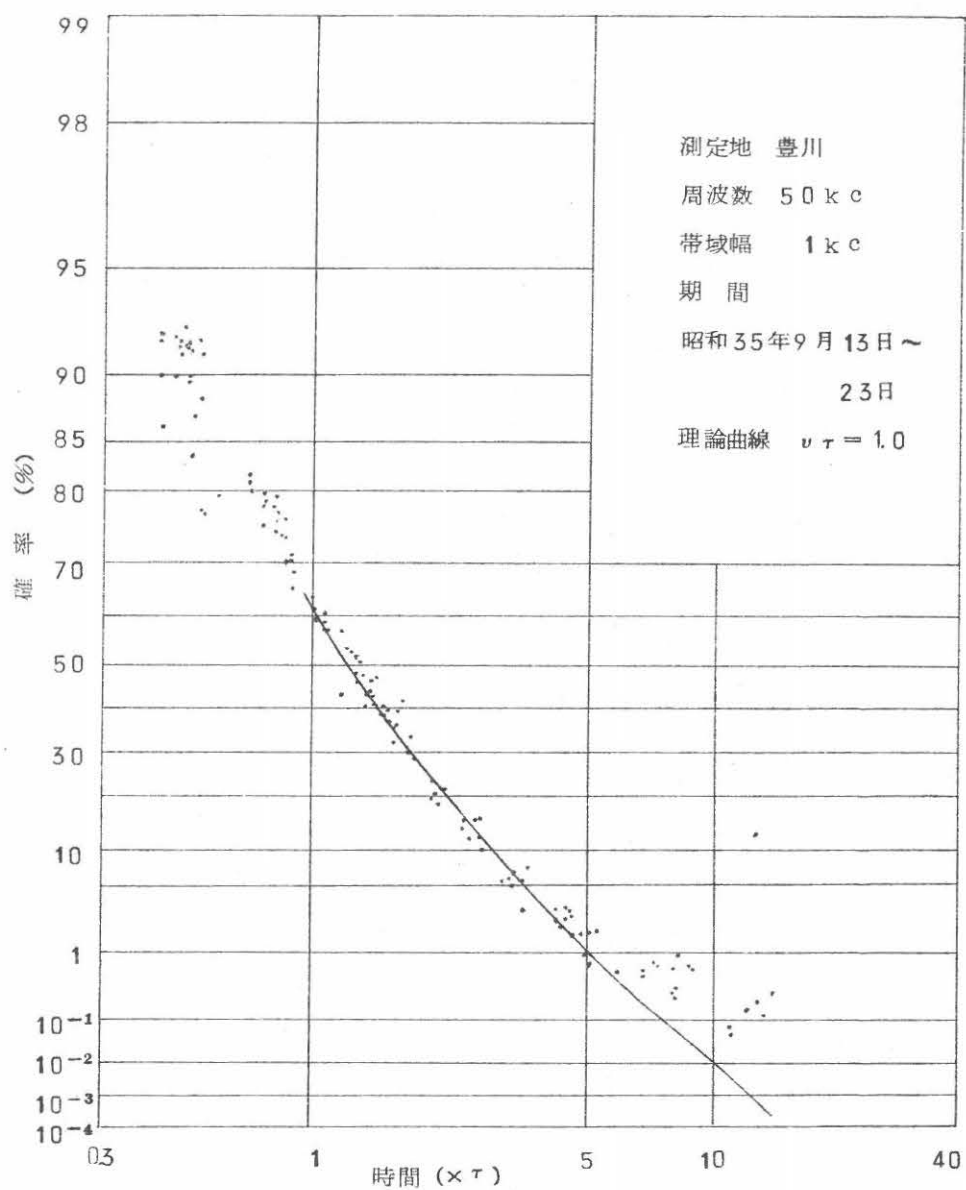
(a)

図4.7 パルス幅の理論分布および測定分布の間の適合を示す
scatter plots-Rayleigh graph



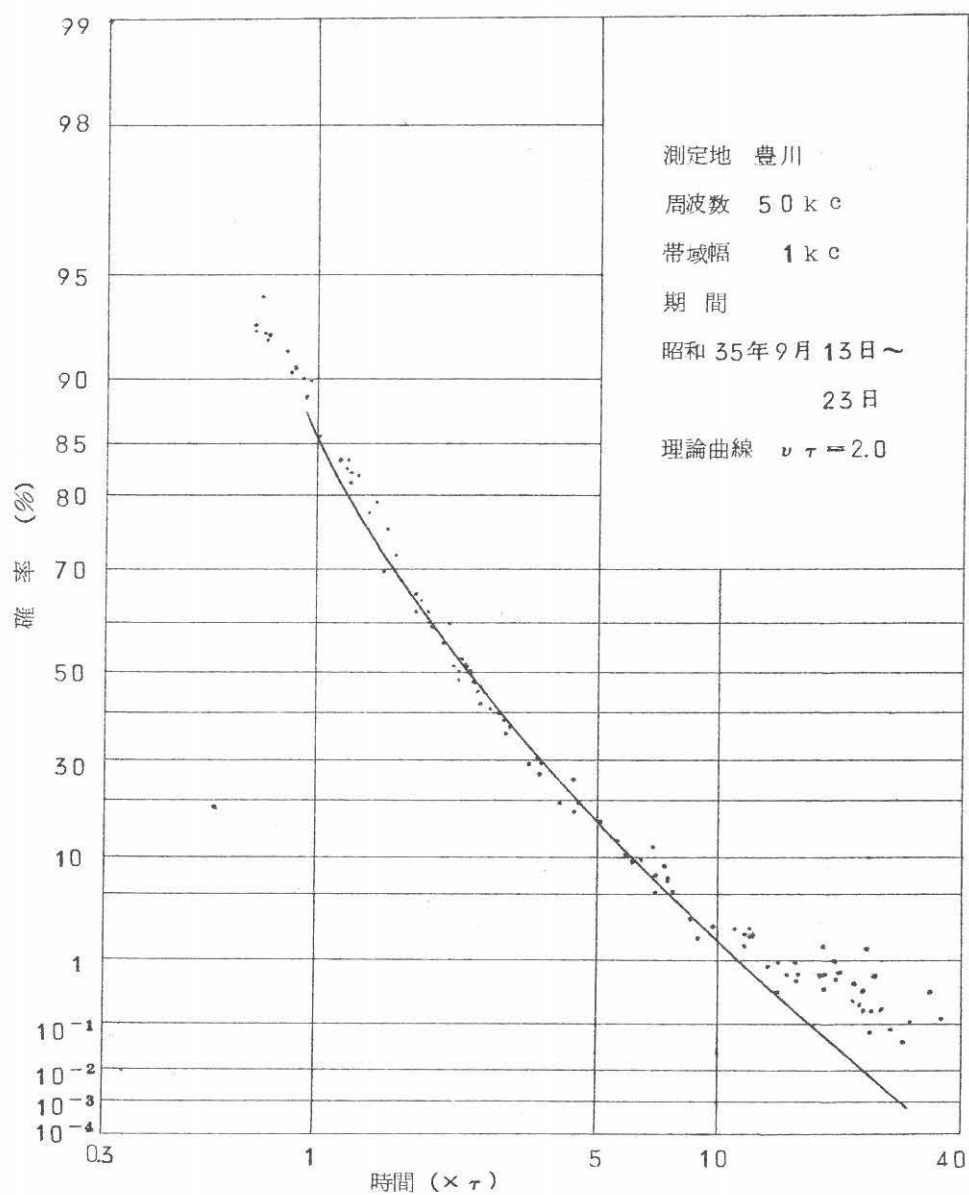
(b)

図 4.7 パルス幅の理論分布および測定分布の間の適合を示す
 scatter plots-Rayleigh graph



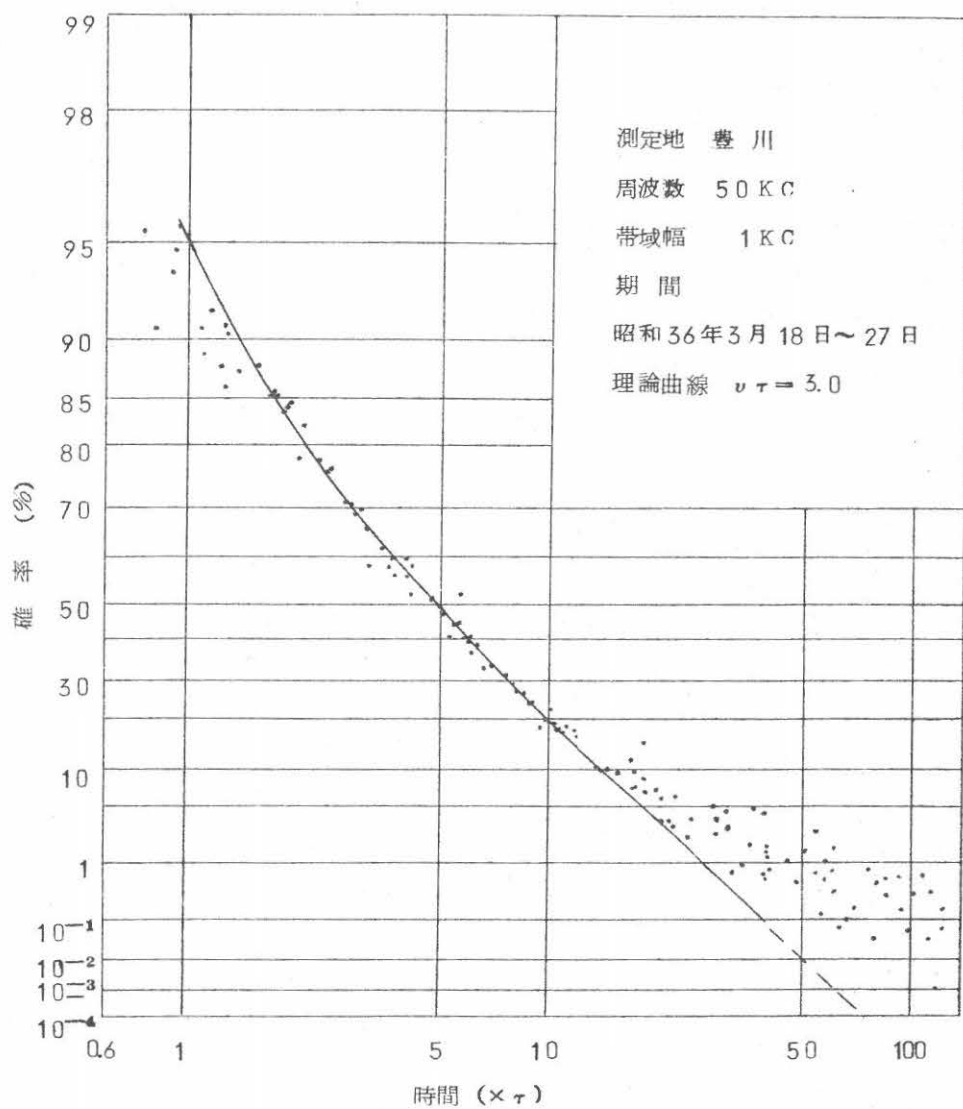
(c)

図 4.7 パルス幅の理論分布および測定分布の間の適合を示す
 scatter plots-Rayleigh graph



(a)

図 4.7 パルス幅の理論分布および測定分布の間の適合を示す
 scatter plots-Rayleigh graph



(e)

図 4.7 パルス幅の理論分布および測定分布の間の適合を示す
scatter plots-Rayleigh graph

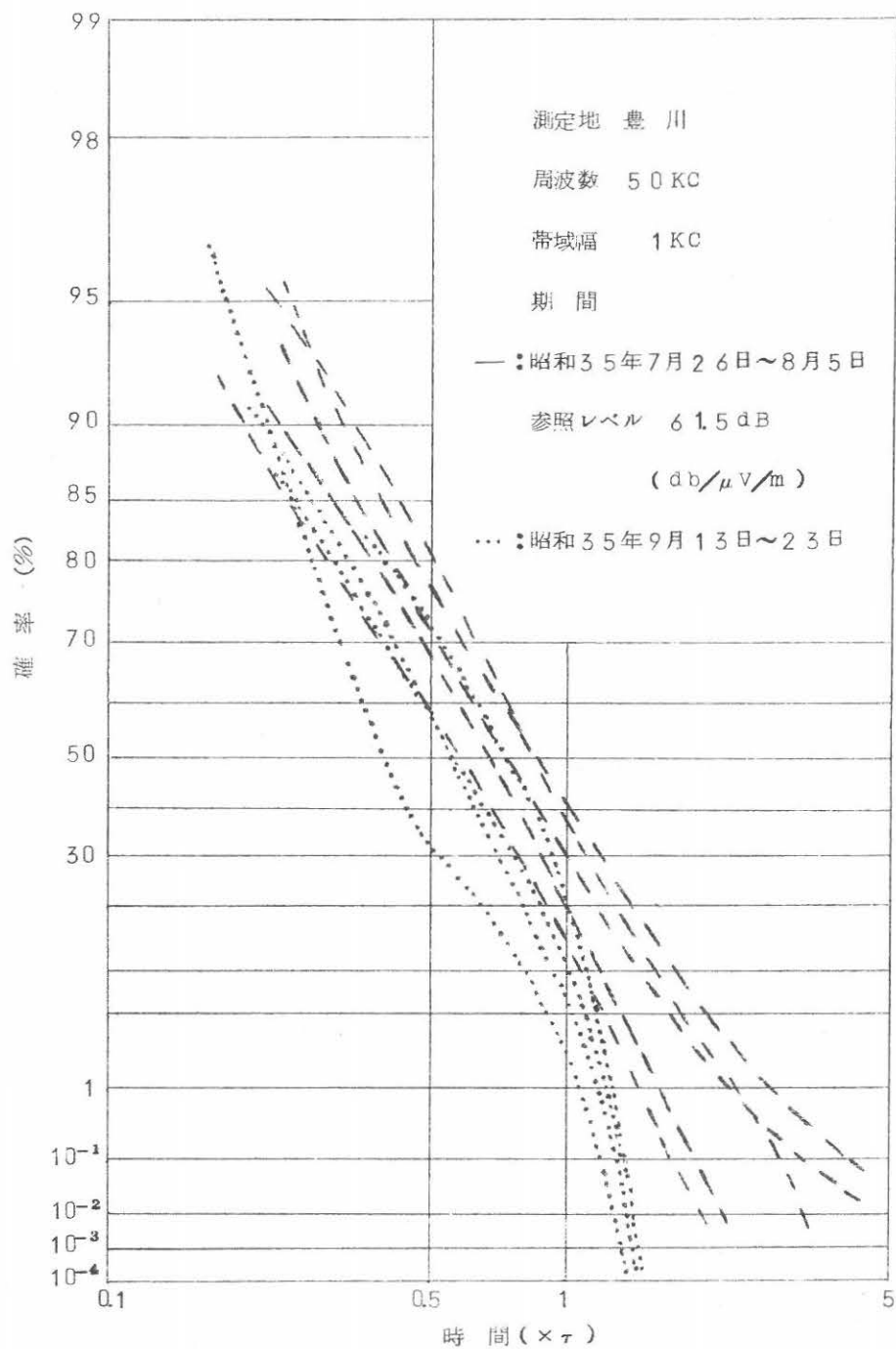


図 4.8 高参照レベルに対する空電雑音のパルス幅分布-Rayleigh graph

4.5. 結 言

以上本文では、3 dB帯域幅 1 K C の中波帯周波数 (50 K C) での空電雑音包絡線が一連の参照レベルを越えるときのパルス幅分布の測定結果について述べ、さらに空電雑音包絡線の雑音過程に類似なものと考えられる Poisson 雑音過程に対するパルス幅の理論分布曲線および測定分布曲線との間の適合について述べた。なおここで本文で述べなかった次の事柄を付言して置く。相対参照レベルすなわち空電積分電界強度の項での参照レベルに対して求めたパルス幅の平均分布曲線および理論分布曲線の間の適合を調べた結果では、その適合は本文で既に述べたような適合の性質に類似したもので、非常に高い参照レベルに対応した場合を除くと、平均分布曲線は理論分布曲線に対して低確率方向でかたよりを示したが、残りの確率範囲内では良い適合を示した。

以上述べた事柄から、長中波 (長波を含めて良いと考えられる) でのパルス幅の分布特性をほぼ明らかにし得たと信ずる。しかし低確率方向で生じる理論および測定の各分布曲線の間のかたよりに、本文で扱わなかった帯域幅変化の分布効果、長中波とは異なった性質の期待される短波での分布特性などの解明、さらに無線周波でのパルス合成を考慮したいっそう厳密なパルス幅分布式の誘導、などは今後の重要な研究課題である。

付 録

重ね合わせの起こらない場合の分布式

空電インパルスの振幅分布は電圧の単一べき関数で表わされ、受信機の周波数特性は同一の 3 dB帯域幅を有する単一共振回路に対する共振周波数特性曲線で等価的に示しうると仮定し、かつ r は空電インパルスの振幅の性質を決める単一べき関数のべき指数、 P_0 は受信空中線において測定可能な最低電圧、 B は受信機の 3 dB帯域幅、 G_0 は受信中央周波数での受信利得をそれぞれ表わすとする、第7章で述べるように、インパルス振幅 p の確率密度関数 $w(p)$ は

$$w(p) = r \frac{P_0^r}{p^{r+1}} \quad (\text{付 4.1})$$

また、単位振幅インパルスによる受信機出力の包絡線波形 $F(t)$ は

$$F(t) = 2\pi B G_0 \cdot \exp(-\pi B t) \quad (\text{付 4.2})$$

となる。式 (付 4.2) から振幅 p の 1 個のインパルスにより、受信機出力に生じたレスポンスの包絡線波形を包絡線電圧レベル V_0 で切ったとき、ちょうど電圧レベル V_0 にある包絡線部

分の幅 τ は次式となる。

$$\tau = -\frac{1}{\pi B} \log_e \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 P} \right) \quad (\text{付 4.3})$$

これを書き直おすと

$$P = \frac{v_0}{2\pi B G_0} \cdot \exp(\pi B \tau) \quad (\text{付 4.4})$$

これは包絡線電圧レベル v_0 に関して、インパルス振幅 p およびパルス幅 τ の関係を示す。

今 v_0 を高圧方向への参照レベルとすると、空電雑音包絡線がこれを越える場合のパルス幅分布は、今考察しているような高参照レベルに対してインパルスレスポンスの間の重ね合わせ効果はほとんど無視できるので、次のように表わせる。すなわちパルス幅が τ を越える確率は式 (付 4.1), (付 4.4.) より

$$Q(\tau, v_0) = \frac{\int_0^\infty \frac{v_0}{2\pi B G_0} \exp(\pi B \tau) \tau \frac{p_0^r}{p^{r+1}} dp}{\int_0^\infty \frac{v_0}{2\pi B G_0} \tau \frac{p_0^r}{p^{r+1}} dp} \quad (\text{付 4.5})$$

となる。

第 5 章 Poisson 雑音過程におけるパルスの 生起時刻間隔分布

5.1. 序 言

さきに第 3 章で、Poisson 雑音過程におけるパルス幅分布ならびにその他の若干の性質について述べた。本章ではそこでの所論を拡張し、パルス生起時刻間隔の確率密度および分布関数の導出ならびに数値計算結果について述べる。

5.2. 生起時刻間隔の確率密度関数の積分表示

まずパルス生起時刻間隔の確率密度関数の積分表示を求める。いま考察している Poisson 雑音過程において、時間的に続いて到達した 2 つの観測パルスに対していろいろの時刻の間の時間的関係を示せば、図 5.1 に示す如くである。ここで Y は 2 つの観測パルスのうち始めに到達したパルス幅、また、このパルスが元のパルスの k 個の合成パルスであれば、 y は観測パルスの始めから k ばんめの元のパルスの始めまでの時間を表わし、したがって

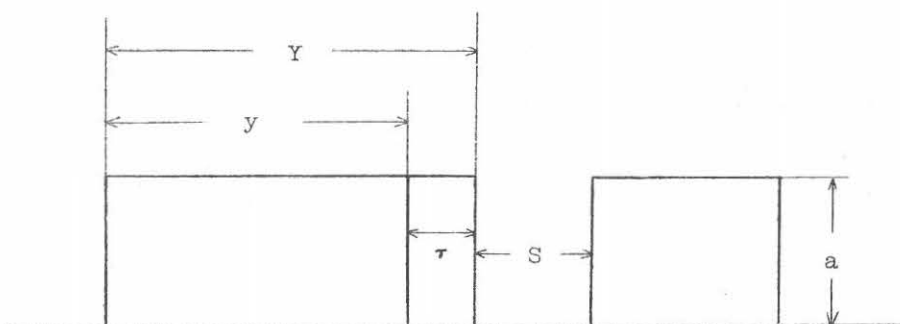


図 5.1 2 観測パルスに対するいろいろの時刻の間の間隔

$$Y = y + \tau \quad (5.1)$$

となる。また、 S は 2 観測パルスの間の電界が零となる時間の長さ、 $(s + \tau)$ は始めの観測パルスに属する k ばんめの元のパルスの到達時刻から、すぐ続いて到達した元のパルスの始め、すなわち 2 ばんめの観測パルスの始めまでの時間間隔を表わす。

さて $(s + \tau)$ は始めの仮定からわかるように指数分布（あるいは Poisson 分布）に従

うと共に、変化範囲はいま考察している雑音過程において生じた元のパルス間の重じょうのため修正され

$$\tau < s + \tau < \infty \quad (5.2)$$

となる。 s の確率密度関数は式(5.2)から容易に求められ次式となる。

$$q(s) = \nu \cdot e^{-\nu s} \quad (5.3)$$

ただし $0 \leq s \leq \infty$

式(5.3)は、Poisson 雑音過程において続いて観測した2パルス間の電界が零なる時間の長さは、指数分布に従う確率変数なることを示す。

つぎに2観測パルス間の生起時刻間隔を Z で表わすと、つぎの関係がなり立つ。

$$Z = Y + s \quad (5.4)$$

ここで Y および s は相互に独立な確率変数であると共に、2変数の和に等しい Z も確率変数である。また、 Z の確率密度関数は Y および s の確率密度関数に関してつぎの如く表わせる。
(5.1)

すなわち

$$P(Z) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(Y) \cdot q(Z-Y) dY \quad (5.5)$$

ただし $\tau \leq Y < \infty$, $Y \leq Z < \infty$ (5.6)

ここで $P(Z)$ 、 $P(Y)$ および $q(Z-Y)$ は、観測パルスの生起時刻間隔、観測パルスの幅および観測パルス間の電界が零なる時間の長さの確率密度関数をそれぞれ表わす。

さて被積分として知られる式(5.5)において、観測パルス幅およびパルス生起時刻間隔のおのおの変数を表わす式(5.6)および観測パルス幅を分析した関係式(5.1)を用いると、式(5.5)右辺の積分はつぎのように変形できる。

$$P(Z) = \int_0^{Z-\tau} P(y+\tau) \cdot q(Z-y-\tau) \cdot dy \quad (5.7)$$

式(5.7)は観測パルスの幅、生起時刻間隔および観測パルス間の電界が零なる時間の長さなど、3変数の間の確率的関係を表わす。以下に行なう解析の目的は、式(5.7)に基づいて、生起時刻間隔分布の正確かつ計算の可能な式を求めることである。

5.3. 生起時刻間隔の確率密度および分布関数

5.3.1. 観測パルス幅の確率密度関数の表示

いま考察している雑音過程に対して、観測パルス全体の幅の確率密度関数 $P(Y)$ あるいは

$P(y)$ は次式

$$P(Y) = P(y) = \sum_{k=1}^{\infty} (1 - e^{-v\tau})^{k-1} \cdot e^{-v\tau} \cdot P_k(y) \quad (5.8)$$

となることはすでに示した。また、 $k=1$ の場合を除く任意の正整数値に対し、 k 重パルスの幅の確率密度関数 $P_k(y)$ の式を第 3 章において前に導出した。ここでは式 (5.7) 右辺の積分を行なう目的で、 $y=0$ すなわち観測パルス幅が τ を含み、かつこれより大きい長さの全体に対して成り立つ観測パルス全体の幅の確率密度関数の表示を求める。これに対してはつぎの如く行なう。

$k=1$ の場合の観測パルスは到達した元のパルスに他ならないので、パルス幅は常に τ である。したがって観測パルス幅の確率密度関数 $P_1(y)$ は Dirac のデルタ関数によって表わすと次式となる。

$$P_1(y) = \delta(y) \quad (5.9)$$

ここで $\delta(y)$ はつぎの如く定義される関数である。

$$\delta(y) = \begin{cases} \infty, & y = 0 \\ 0, & y \neq 0 \end{cases} \quad (5.10)$$

および

$$\int_0^{\infty} \delta(y) dy = 1 \quad (5.11)$$

式 (5.9) およびすでに求めた $P_k(y)$ の式を用いると式 (5.8) は次式となる。

$$\begin{aligned} P(Y) = P(y) = & e^{-v\tau} \cdot \delta(y) \\ & + \sum_{k=2}^{\infty} \sum_{n=0}^{(s) \leq y/\tau} (-1)^n \cdot v^{k-1} \cdot \frac{1}{k-1} C_n \frac{(y-n\tau)^{k-2}}{(k-2)!} e^{-v(\tau+y)} \end{aligned} \quad (5.12)$$

5.3.2. 生起時刻間隔の確率密度および分布関数

いま考察している生起時刻間隔の確率密度関数を積分表示した式 (5.7) 右辺の被積分関数である 2 つの確率密度関数のかわりに、式 (5.3) および式 (5.12) を代入すると、式 (5.7) は次式となる。

$$\begin{aligned} P(Z) = & \int_0^{Z-\tau} \left\{ v e^{-v(Z-y)} \delta(y) \right. \\ & \left. + \sum_{k=2}^{\infty} \sum_{n=0}^{(s) \leq y/\tau} (-1)^n v^k \frac{1}{k-1} C_n \frac{(y-n\tau)^{k-2}}{(k-2)!} e^{-vZ} \right\} dy \end{aligned} \quad (5.13)$$

ここで式 (5.13) 右辺の積分上限を、ある正の実数 m を用いて

$$Z - \tau = m \tau \quad (5.14)$$

と置き、かつぎの不等式

$$[m] + 1 > m \geq [m] \quad (5.15)$$

を満足する零あるいは正の整数を $[m]$ とすると、式 (5.13) 右辺の第 2 項で n のとり最大の正の整数値 (s) は $[m]$ に他ならないことがわかる。

ここで

$$y - n\tau = t \quad (5.16)$$

と置くと、式 (5.13) は次式となる。

$$P(Z) = \nu e^{-\nu \tau} + \sum_{n=1}^{[m]} I_n \quad (5.17)$$

ただし

$$I_n = \int_0^{(m-n)\tau} \left\{ \sum_{k=n+1}^{\infty} (-1)^n {}_{k-1}C_n \frac{\nu (\nu t)^{k-2}}{(k-2)!} \right\} \nu e^{-\nu (m+1)\tau} dt \quad (5.18)$$

さて数学公式

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1}{n!} x^n = (1+x) e^x \quad |x| < \infty \quad (5.19)$$

および

$$\int_0^a \nu (\nu t)^n e^{-\nu t} dt = n! \left\{ 1 - e^{-\nu a} \sum_{r=0}^n \frac{(\nu a)^r}{r!} \right\} \quad (5.20)$$

を用いると、式 (5.18) は次式となる。

$$I_n = \frac{(-1)^n}{n!} \{ (m-n) \nu \tau \}^n \nu e^{-(n+1) \nu \tau} \quad (5.21)$$

したがって、観測パルスの生起時刻間隔の確率密度関数を表わす式は、式 (5.17) および (5.21) より次式となる。

$$P(Z) = \sum_{n=0}^{[m]} \frac{(-1)^n \{ (m-n) \nu \tau \}^n}{n!} \nu e^{-(n+1) \nu \tau} \quad (5.22)$$

ただし $Z = (m+1) \tau$

また、観測パルスの生起時刻間隔の毎秒あたり平均 \bar{Z} は、全観測パルスの毎秒あたり平均回数 \bar{N} の逆数となるので次式となる。

$$\bar{z} = \frac{e^{v\tau}}{v} \quad (5.23)$$

つぎに式(5.22)の積分により、観測パルスの生起時刻間隔が与えた時間の長さ $(\ell+1)\tau$ より大きい確率Pが求まり次式となる。

$$\begin{aligned} P(Z \geq (\ell+1)\tau) \\ = 1 - \int_{\tau}^{\ell\tau} \sum_{n=0}^{[m]} \frac{(-1)^n \{ (m-n)v\tau \}^n}{n!} v e^{-(n+1)v\tau} d(m\tau) \end{aligned} \quad (5.24)$$

5.4. 数値計算結果

上に求めた式(5.22)および(5.24)から分かるように、生起時刻間隔の確率密度関数を $1/v$ 倍したものおよび分布関数は、 $v\tau$ の値を示した場合には、それぞれ $m\tau$ および $\ell\tau$ だけの関数となる。これを $v\tau$ のいろいろの値について数値計算を行ない、図5.2以下の3図に曲線で示す。また、各曲線上に $v\tau$ の値に対応し、観測パルス生起時刻間隔の平均の長さ \bar{z} および元のパルスの到達時刻の平均間隔を、それぞれ○点および×点で示す。ここで図5.2および図5.3の2図に示す座標系は、いま考察している生起時刻間隔が指数分布に従う場合には、傾斜がそれぞれ $(-0.4343v\tau)$ および (-1) なる直線となるようにとっている。

さて上に述べた諸図に示す諸曲線ならびに式(5.22)から分かるように、観測パルスの生起時刻間隔の確率密度は、時間の長さが τ および 2τ の範囲内で一様であり、分布は同じ範囲内で指数分布からもっとも著しいかたよりを示す。ここで確率密度は $v \exp(-v\tau)$ であり、また、確率寄与は $v\tau \exp(-v\tau)$ である。この確率寄与は $v\tau$ の増加と共に増加し、 $v\tau=1$ で最大値を示した後は $v\tau$ の増加とは逆に減少する。

$v\tau=1$ に関する上述の事柄は図5.3の(a)および(b)の計算分布曲線の特性に関係する。すなわち分布曲線は $v\tau=1$ の周りの値に関しておおむね類似の特性をもつことは明らかである。つぎに時間の長さ $\ell\tau$ あるいは $m\tau$ の大きい範囲内では、 $v\tau$ の値に無関係に指数分布に近づき、とくに $v\tau$ が非常に大きい値および小さい値の場合には、確率のほとんど全範囲にわたって、指数分布に従うことがわかる。

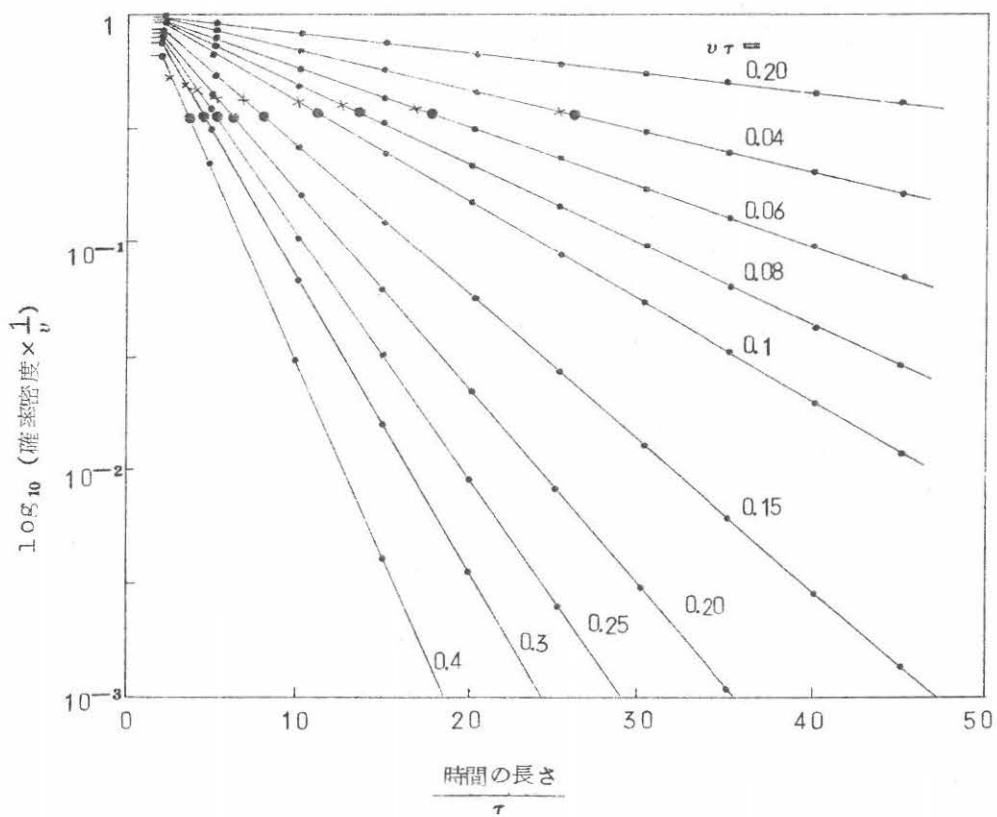


図 5.2 確率密度 $\times \frac{1}{v}$ の計算曲線

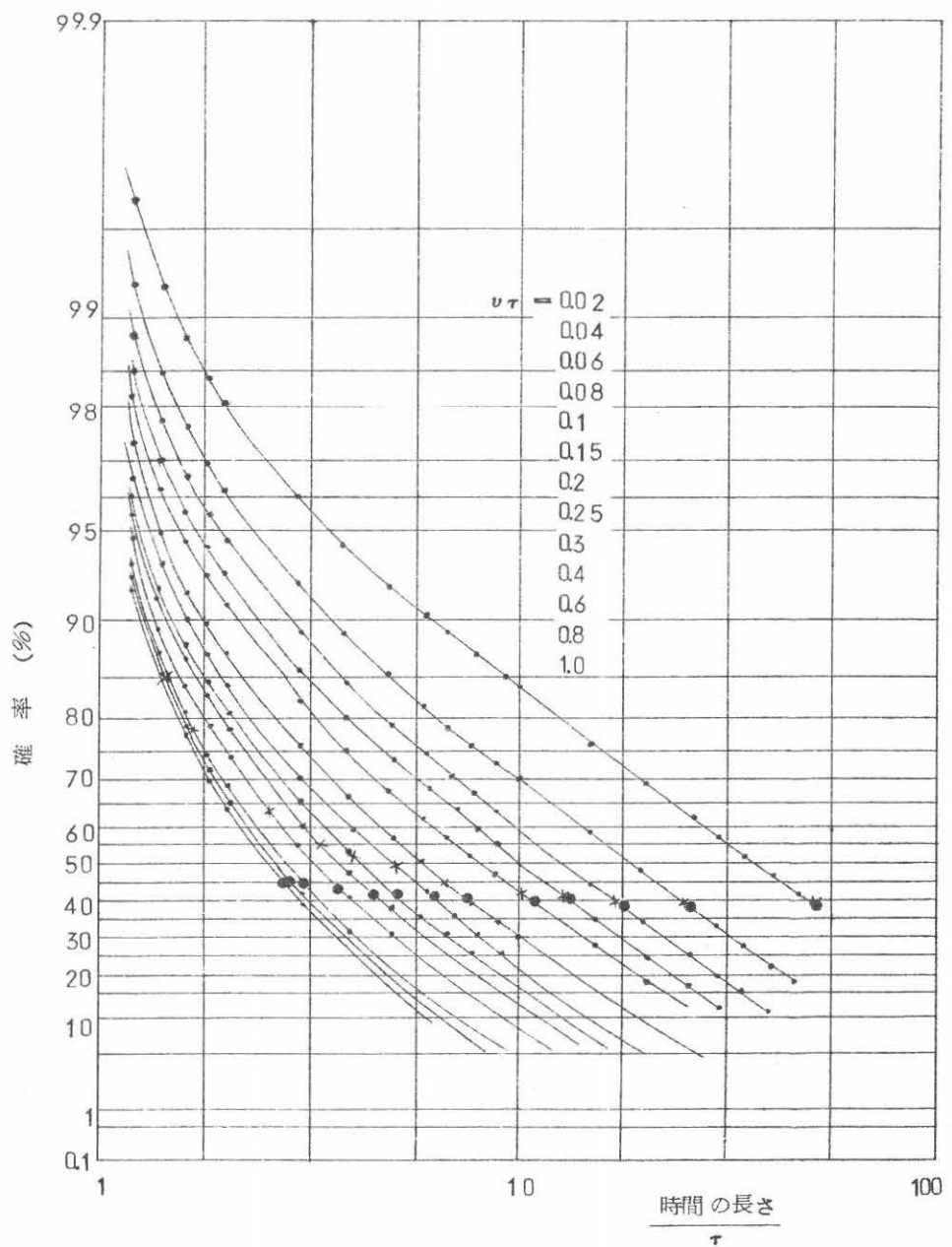


図 5.3 (a) 計算分布曲線

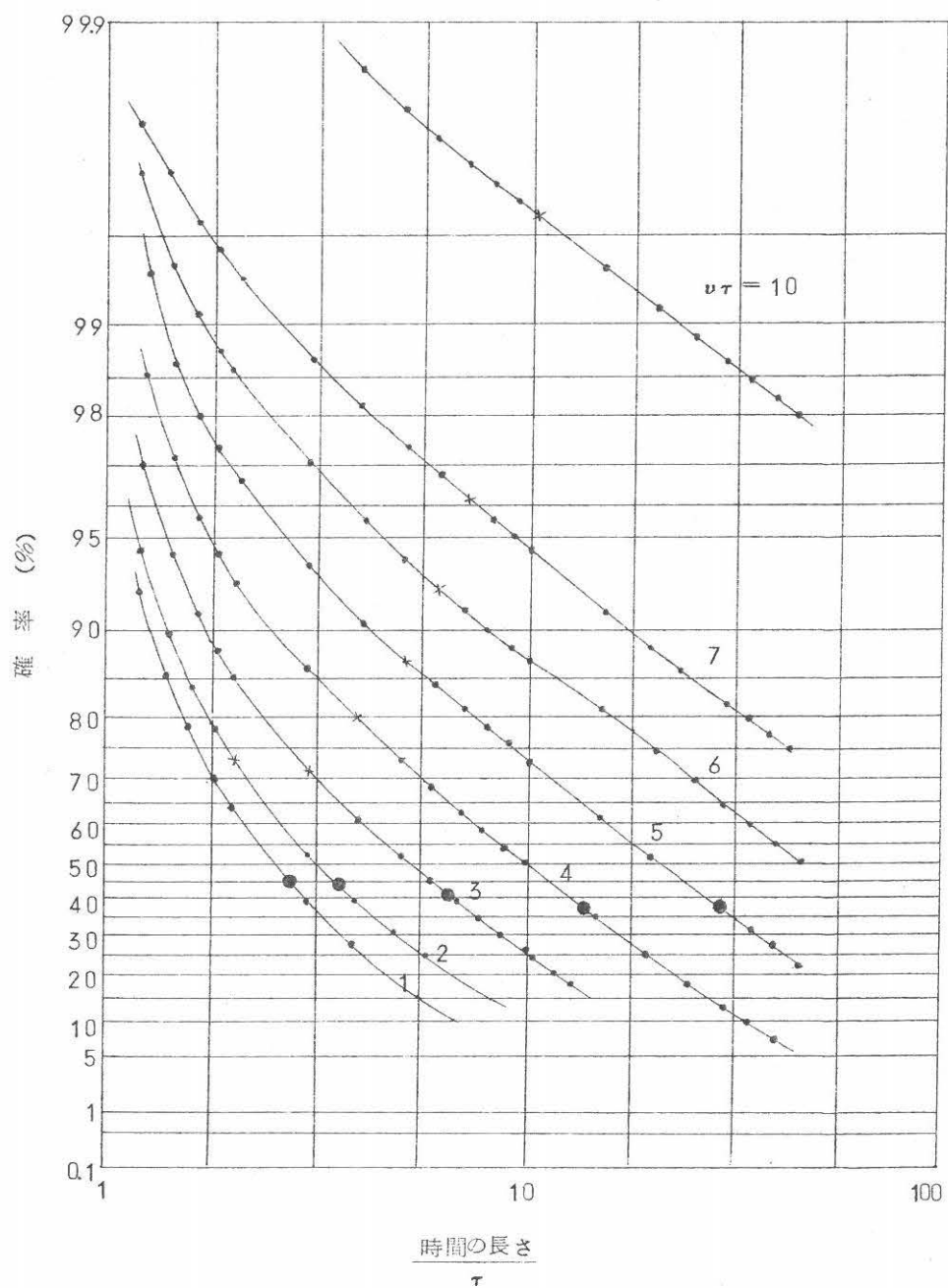


図 5.3 (b) 計算分布曲線

5.5. 結 言

本文で述べたように、Poisson 雑音過程において元のパルスが指数分布にしたがって到達した場合には、観測パルスの間の電界が零なる時間の長さは再び指数分布にしたがうが、生起時刻間隔は一般にこれとは異なることを明らかにした。

さて實際上、空電雑音包絡線のいろいろの電圧レベルに対してパルスの生起時刻間隔の測定が行なわれた場合を例にとると、このパラメータの直接測定はなされておらず、パルスの間の電界が零なる時間の長さ、すなわち一方のパルスの後端部と他方のパルスの前端部との間の時間間隔が測定されている。^{(1.35), (2.2)}したがってこのような測定法に基づいて得た分布は、包絡線電圧レベルが高い場合には一般にパルス幅が小さいために、パルスの生起時刻間隔分布の良い近似と考えられて差支えない。しかし包絡線電圧レベルが低い場合にはパルス幅が大きいため良い近似ではありえず、パルス生起時刻間隔分布はこのような測定法によっては知り得ないわけである。なお興味ある観測結果として、長波帯周波数の空電雑音包絡線が低電圧レベルをこえる場合には、パルスの間の電界が零なる時間の長さは近似的に指数分布にしたがうこと^(1.35)が観測されている。この観測事実はすぐ上に述べた解析結果に一致するので、空電インパルスは実際上にも指数分布に従うと考えて良い。同時に空電雑音包絡線が与えた電圧レベルをこえる場合のパルス生起時刻間隔は、とくに低電圧レベルにおいて指数分布から著しくかたよるはずである。また、受信空中線の入力における空電インパルスの振幅分布および受信機の周波数帯域特性、したがってインパルスレスポンスなどが知れている場合は、与えた電圧レベルをこえた空電雑音包絡線部分に対して、本文で述べたような近似のパルス時系列を用いれば、元のパルスの毎秒あたり平均回数および元のパルス幅を計算しうるので、パルス生起時刻間隔の分布曲線を電圧レベルの関数として計算することも可能である。しかし上述の場合にいっそう厳密な計算が要求されるなら、無線周波でのパルス合成したがって位相関係を考慮したパルス生起時刻間隔分布の式を求めねばならない。今後における研究課題である。

第6章 空電雑音のパルス間隔（零電界）分布の測定結果

6.1. 序 言

第5章において、空電雑音の包絡線過程に類似できるような Poisson 雑音過程におけるパルス生起時刻間隔分布の理論的な性質について述べた。本章においてはそこでの所論に關係して、空電雑音包絡線のパルス間時間間隔（零電界）の測定結果について述べる。このような測定分布は高い電圧の参照レベルに対しては、パルス生起時刻間隔分布の良い近似であるが、低い電圧の参照レベルに対しては著しくかたよったものとなる。本文では主に、パルス間時間間隔（零電界）分布の参照レベルの変化に伴う変化、低い電圧および高い電圧の参照レベルに対する分布の性質などについて述べる。

6.2. 参照レベルの変化に伴う分布変化

周波数 50 KC (3 dB 帯域幅 1 KC) での空電雑音包絡線のパルス間時間間隔（零電界）分布の測定を、昭和 35 年 7~8 月、9 月および昭和 36 年 3 月におのおの 10 日間にわたり、豊川の空電研究所で行なった。測定器は第5章において述べたパルス幅分布の測定器にほとんど同じであり、空電雑音包絡線が与えた参照レベルで slice された後の、矩形波状かつ定振幅のパルス時系列の極性が反転され、パルス後縁とパルス前縁の間の零電界の時間の長さが測定される。3個の phantastron 型の回路（第4章）を用い、与えた参照レベルを越えた空電雑音包絡線の slice された波形に対し、パルス幅が $50 \mu\text{sec}$ を越えるパルスの毎秒あたり平均回数、パルス間時間間隔（零電界）が2つの異なる時間の長さ（参照時間）を越える毎秒あたり各平均回数、などが同時に測定される。上述のような参照時間に対する平均回数の $50 \mu\text{sec}$ に対する平均回数の比は、同時には2つしか求まらない。したがって類似の測定を $50 \mu\text{sec}$ および異なる2参照時間についてくり返し行ない、確率の広い範囲にわたって分布上の諸点を得た。上のような方法での1分布の測定所要時間は参照時間の調整を含めて約7~10分であった。

図 6.1 の (a) および (b) は、空電雑音包絡線が一連の参照レベルを越えるときの、パルス間時間間隔（零電界）の測定分布曲線を Rayleigh グラフに示す。ここで縦軸は確率の $\log_{10} (-\log_e)$ を、横軸は参照時間（対数単位）をそれぞれ表わす。また、各分布曲線に付した数は、各参照レベルの受信空中線における電界強度に換算した値 ($\text{dB above } 1 \mu\text{V/m}$) である。

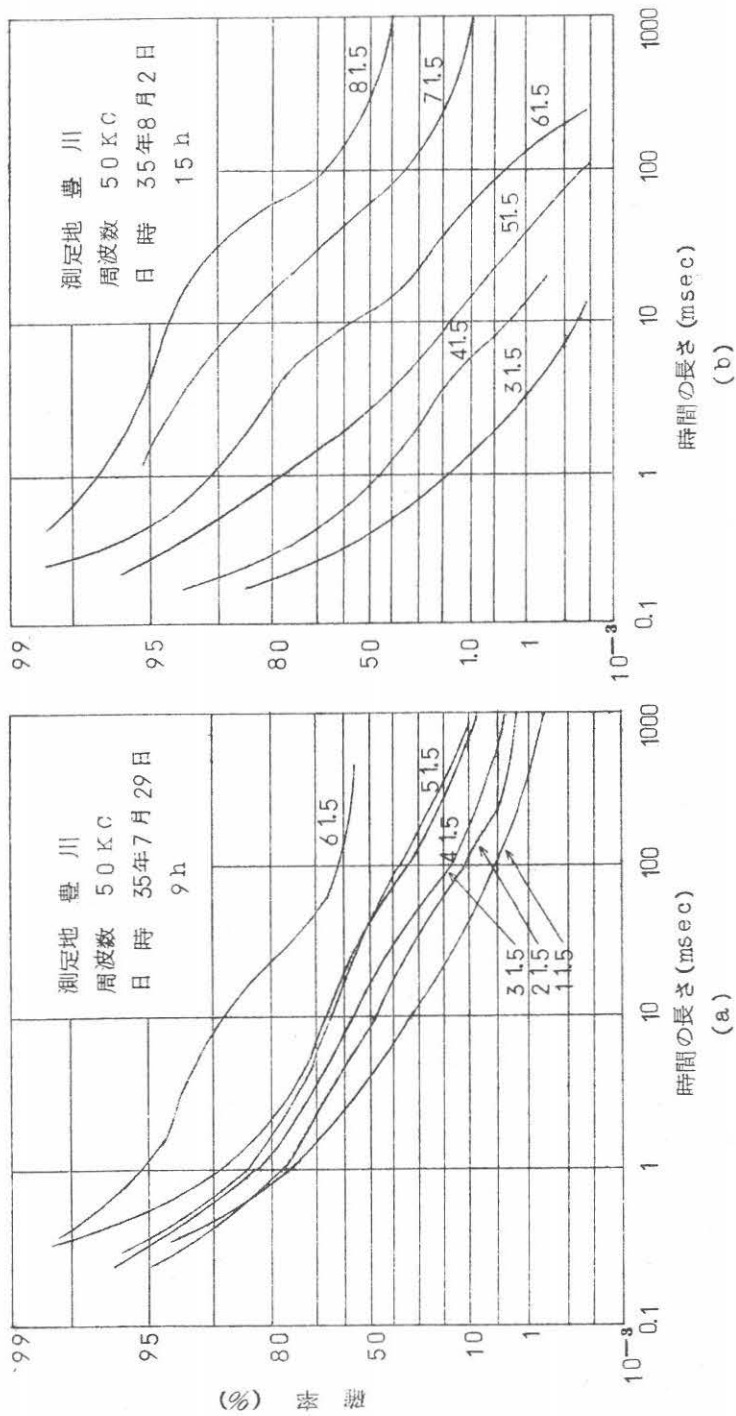


図 6.1 一連の参照レベルを越えるパルス間時間間隔 (零電界) の測定分布

空電積分電界強度: (a) 1.85 dB (dB above $1\mu\text{V}/\text{m}$) (b) 6.15 dB (dB above $1\mu\text{V}/\text{m}$)

さて図 6.1 の (a) および (b) に示す各一連の諸分布曲線は、空電積分電界強度の記録値が低い場合および高い場合に対応し、かつ両方の場合とも全測定時間を通じて、雑音レベルの変動が少なかったので、異なる参照レベルに対する諸分布曲線は、空電雑音のほぼ同じ状態において測られたものと考えて良いようである。指数分布 $\exp(-vt)$ (v はパルスの毎秒当り平均回数、 t は時間間隔を表わす) は、両図においてともに、(—1) の傾斜の直線として描かれる。ここで両図に示す諸分布曲線は全て非直線的な曲線状であり、一般にパルス間時間間隔 (零電界) あるいは高圧方向に対してはパルス生起時刻間隔は指数分布に従わないようである。ただし雑音レベルの高低および参照レベルの大小に依存し、分布の性質にかなり明りょうな変化がある。

図 6.1 の (a) の場合 (低雑音レベル) は、諸分布曲線は約 1 msec 以上の時間の範囲内で、(—1) よりもかなり小さい傾斜を示す。図 6.1 の (b) の場合 (高雑音レベル) は、分布曲線の傾斜は高参照レベルのときには (—1) よりも小さく、参照レベルが低くなるとともに傾斜は大きくなり (—1) の傾斜値に近づくことが分かる。つぎに両図の同一の参照レベルに対する分布曲線を比べて分かることは、分布の性質は測定時刻での雑音レベルに依存し著しく変化することである。そこで第 4 章で相対参照レベル (分布測定時の参照レベルを同じ時の空電積分電界強度の記録値を単位にとって表わしたもの) の概念を導入したのと類似の理由から、これをここで再び用い、同一の相対参照レベルに対する分布の間の類似性を調べてみる。

図 6.2 の (a), (b), (c), (d) および (e) は、7~8 月の観測期間に得た総数 110 分布に基づいて求めたものである。ここで横軸は相対参照レベルを縦軸はパルス間時間間隔 (零電界) を表わす。また一連の確率値に対して各図に示すプロットは次のように求めたものである。各測定分布に関する相対参照レベルは、この分布が測定された参照レベルおよび分布測定時間中の空電積分電界強度の記録値とで決まり、かつ与えた確率値に対するパルス間時間間隔 (零電界) の長さは、グラフに描いた分布曲線から求まる。全測定分布および一連の確率値について相対参照レベルおよび確率値とパルス間時間間隔 (零電界) の長さを求め、これに基づいて各確率値に対し、相対参照レベルおよびパルス間時間間隔 (零電界) の長さの間の関係をプロットしたのが図 6.2 の各図である。

さて各図に示すプロットの横座標軸に関して垂直方向へのちらばりを調べると、確率 1% の場合を除いて相対参照レベル約 10~20 dB 以下の範囲内では、残りの確率値の全てに対しちらばりは小さい。言いかえると、上述の相対参照レベルの範囲内では、同じ相対参照レベルに対する諸分布の間に、測定の日および時刻が変わっても良い類似があると考えて良い。

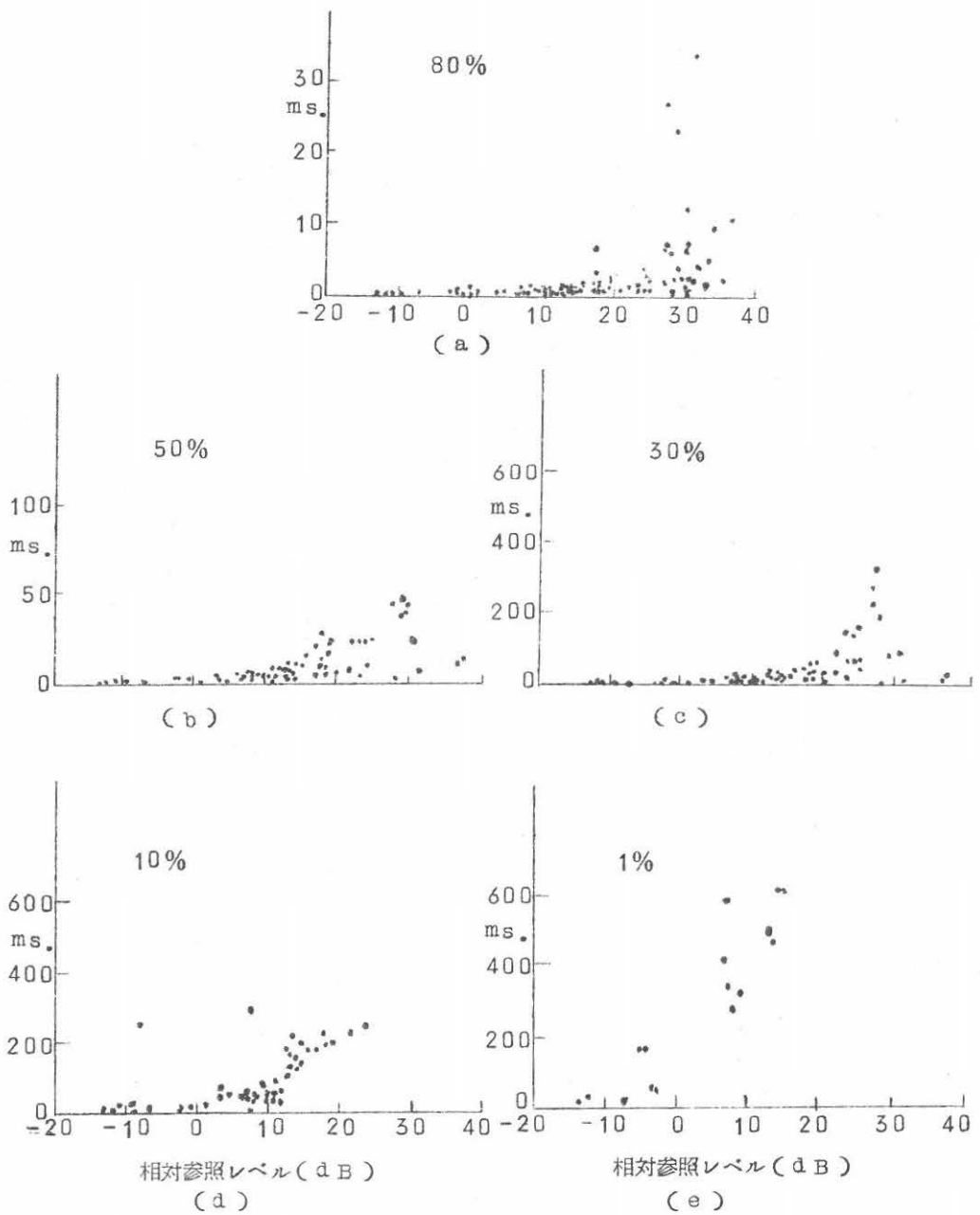


図 6.2 一連の確率値を示したときのパルス間時間
隔（零電界）と相対参照レベルの関係

図 6.3 (a) は一連の相対参照レベルに対し、図 6.2 の各図のプロットに基づいて類似分布の概略の平均分布を求めたものである。各分布曲線に付した数は相対参照レベル (対数単位) を示し、平均分布の周りの分布変動の大きさは、上に図 6.2 に関連して述べたことにかんがみ、実曲線および点線で概略の区別を行なった。すなわち実曲線および点曲線は分布変化の小さい場合および大きい場合をそれぞれ表わす。

図 6.3 の (b) は 9 月の観測期間に得た総数約 80 分布に基づいて、上に述べたと類似の方

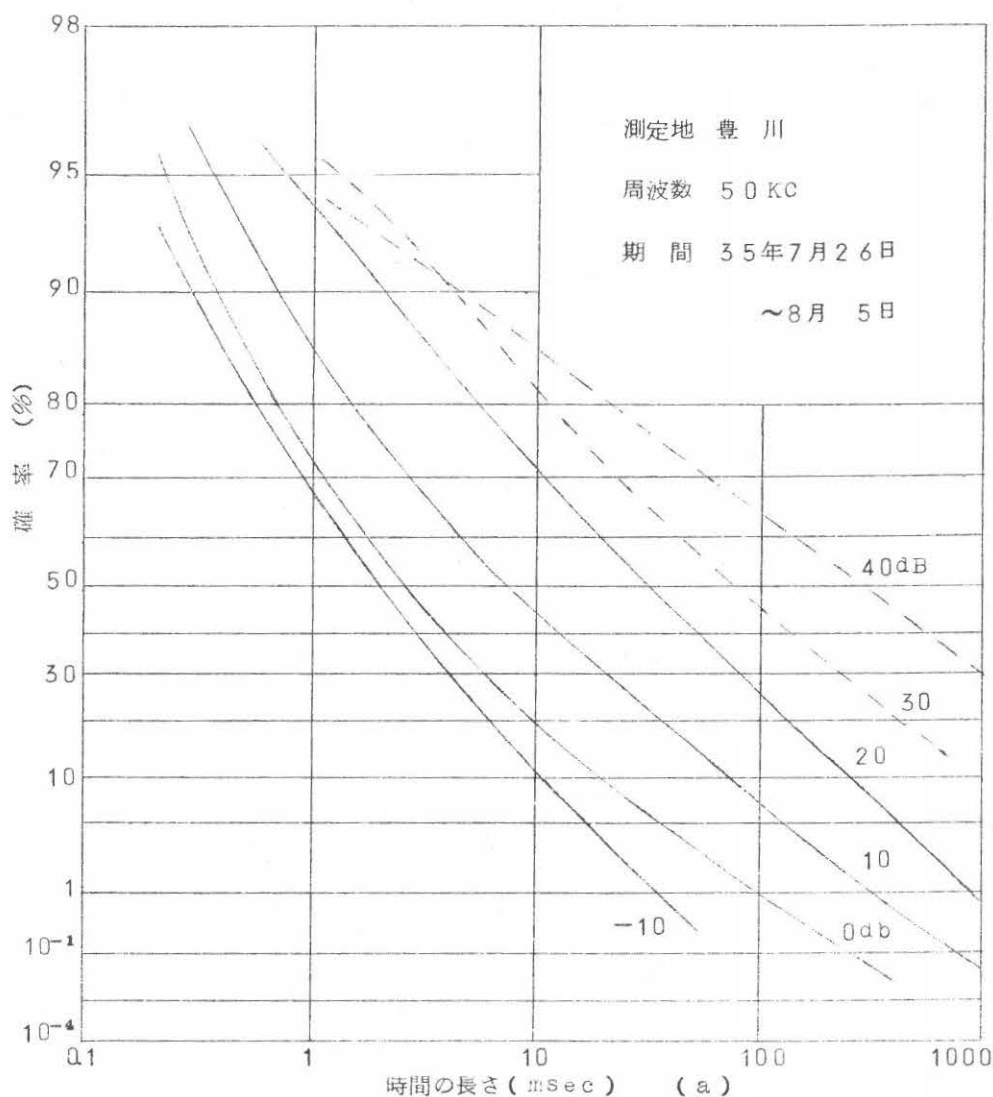


図 6.3 一連の相対参照レベル (dB) に対するパルス間時間間隔 (零電界) の測定分布の平均—Rayleigh graph

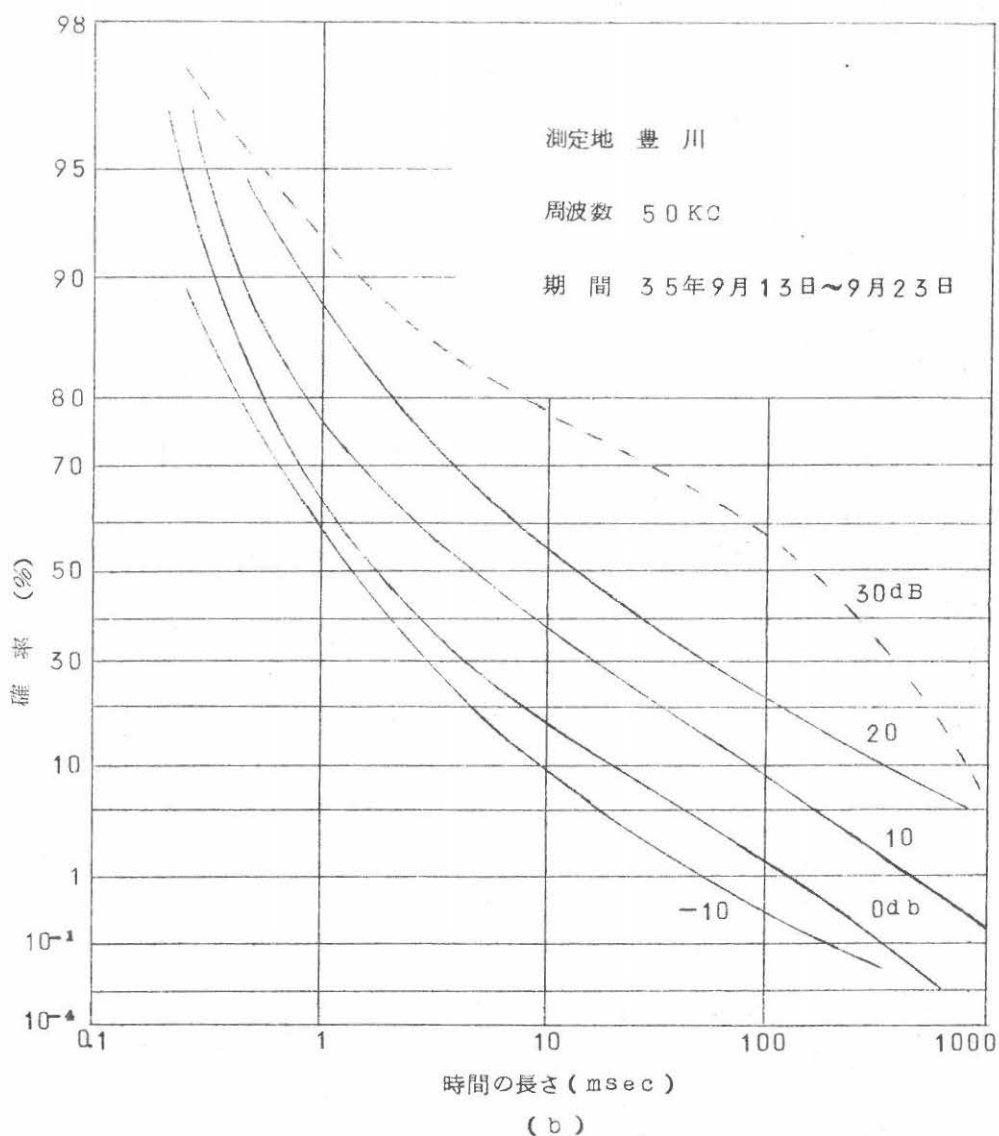


図 6.3 一連の相対参照レベル (dB) に対するパルス間時間間隔 (零電界) の測定分布の平均—Rayleigh graph

法で求めた一連の相対参照レベルに対する概略の平均分布曲線を示す。なお、実曲線および点曲線の区別の意味は上に述べた通りである。

図 6.3 の (a) および (b) は各観測期間に得た全測定分布の一連の相対参照レベルに対する概略の平均分布特性を表わすと同時に、一般に参照レベルの変化の分布に及ぼす影響を平均的に示すものである。ただし 2 観測期間の場合ともに、参照レベルは 3.5 dB (dB above

$1 \mu\text{V}/\text{m}$) 以上の値の範囲内に限ったので、平均分布は 3.15 dB より低い参照レベルに対する分布の性質を反映していないことを述べておく。

6.3. 低圧の参照レベルに対する分布特性

昭和36年の3月において行なった分布測定は、前記の7～8月および9月の観測において測定しなかった低参照レベルに対する分布特性の調査を主目的とした。図6.4の(a)および(b)は、受信空中線における電界強度の換算値で 1.5 dB ($\text{dB above } 1 \mu\text{V}/\text{m}$) の参照レベルを越える空電雑音包絡線諸部分の、sliceされた波形のパルス間時間間隔(零電界)の分布の測定結果を示す。最も興味あることは、諸分布曲線の傾斜は多くの場合に、確率1%以下の低確率方向にしたがってパルス間時間間隔(零電界)の大きい方向を除けば、(—1)に概略近いことである。すでに第5章で述べたように、今考察しているような低参照レベルに対するパルス間時間間隔(零電界)分布は、パルス生起時刻間隔分布と著しく異なるはずで、測定分布特性そのものはパルス生起時刻間隔の正確な情報を含まない。しかし第5章での解析に従えば、パルス間時間間隔(零電界)が指数分布に従うことは、パルス生起時刻が同じ分布に従うことに等価である。したがって図6.5の2図に示した諸分布曲線の傾斜の大きさに着目すると、今考察している周波数50Kc(周波数3dB帯域幅1Kc)の場合も、低参照レベルに対するパルスの生起時刻は低確率方向を除いて、ほぼ指数分布に従うと考えて良い。

6.4. 高圧の参照レベルに対する分布特性

高い電圧の参照レベルに対する分布曲線のうちには、パルス生起時刻間隔に強い周期性を示すものがある。図6.5の(a)および(b)は中位の電圧方向への2, 3の参照レベルに対する分布曲線およびこれの解析から求めた $\Delta P/\Delta x$ の曲線を示す。ここで Δx は時間の微分区間、 ΔP はこれに基づく確率寄与を表わす。もし分布が指数分布に従うたら $-\Delta P/\Delta x = \nu \exp(-\nu x)$ (ν はパルスの毎秒当り平均回数、 x は時間間隔を表わす) となる。測定分布に対する $\Delta P/\Delta x$ および指数分布に対する Δx が零に収斂する極限での $\Delta P/\Delta x$ 、すなわち $\nu \exp(-\nu x)$ とを比較する目的で、 ν が50から200までの4つの異なった値をとる場合についてこの関数の数値計算を行なった。これを図6.5の(b)に点曲線で示す。図から分かるように指数分布の場合は、曲線の傾斜は ν の大きい程大きく、 ν の小さくなるに伴って曲線の傾斜は緩かである。また曲線は横軸に示す時間の長さの変化に伴って滑らかな変化を示す。

指数分布に対する $\Delta P/\Delta x$ の曲線の性質に比べると、中位の電圧方向に対する測定分布の曲線は、横軸の時間の長さが小さい方向では傾斜が急であり、同時に横軸の時間の長さが大きい方向では傾斜は非常に緩やかである。上述のように、中位の電圧方向の測定分布は指数分布と異なるが、その偏りの大きさは簡単に表わすことが出来ない。

つぎに図 6.6 の (a) および (b) は、 -6.15 dB から -8.15 dB までの範囲内の高参照レベルに対する分布曲線および $\Delta P/\Delta x$ の曲線をそれぞれ表わす。ここで示した諸分布曲線はパルス間時間間隔に強い周期性を示すもののみを選んだ。また分布特性の見かけ上の差異に対して 2 つのグループに分け、実線および点曲線で区別してある。図 6.6 の (b) の諸曲線は指数分布とは著しく異なっている時間間隔の値でピークを示す。実線で示す諸曲線の場合はパルスの時間間隔は、約 10 msec から $40 \sim 50 \text{ msec}$ までの範囲内で起る確率は大きい。他方点曲線の場合には約 $40 \sim 50 \text{ msec}$ から 100 msec までの範囲内で起る確率は大きい。上に述べたようなパルスの時間間隔に関する $10 \sim 100 \text{ msec}$ の範囲は、Bruce (6.1) および Golde 氏等によれば、対地放電で多重放電間時間間隔が大きい確率では入る範囲に対応する。さらに図 6.6 に示す諸分布は全て 7 ～ 8 月の真夏の観測期間に得たものであり、かつ 9 月の観測期間には、今考察しているのに比較し得る強さの、パルスの時間間隔の周期性を示す分布は測定されなかったこと、などを考えると、図 6.6 に示す諸分布特性は、対地放電の多重放電間時間間隔の最頻値範囲を反映したものと考えられる。なお、図 6.6 の点曲線のグループに対する参照レベルは、実曲線のグループに対する参照レベルに比べて大であり、かつ $\Delta P/\Delta x$ の曲線のピークが点曲線および実曲線グループに対し、 $10 \sim 100 \text{ msec}$ の範囲内の異なる位置で起こっていることは、対地放電の際の多重放電間の時間間隔および波形の振幅との間の関係を示すものとして注目して良い。

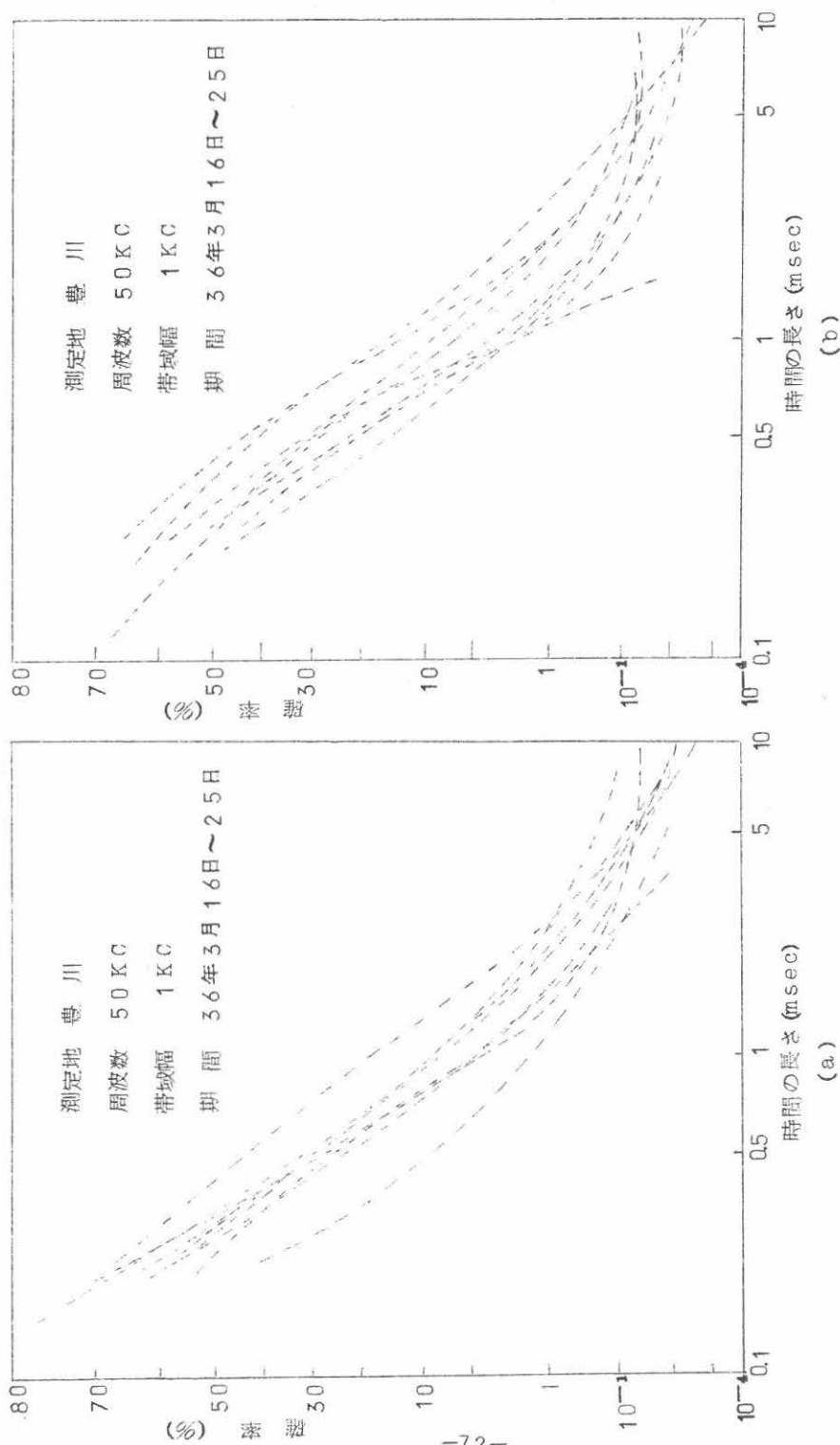


図 6.4 低参照レベル (1.5 dB) に対するパルス時間間隔 (零電界) の測定分布 — Rayleigh graph

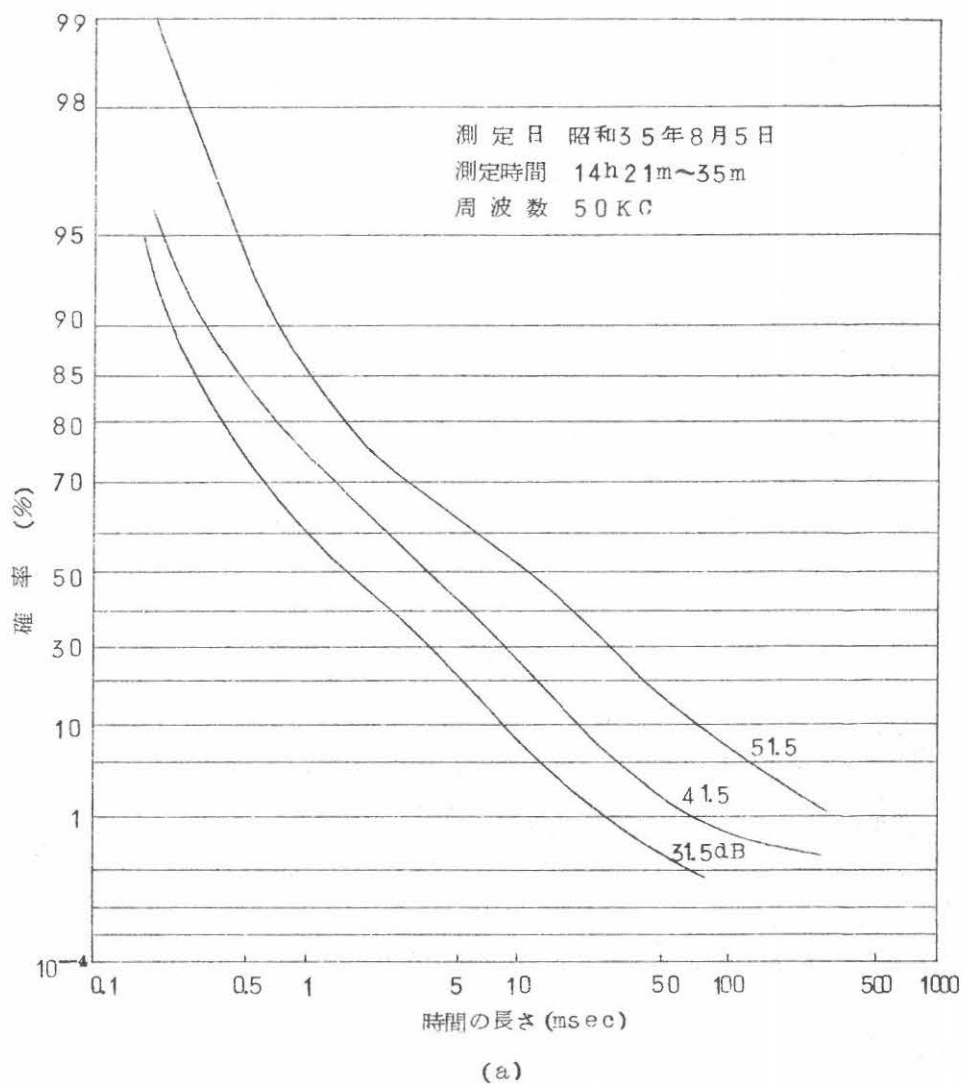
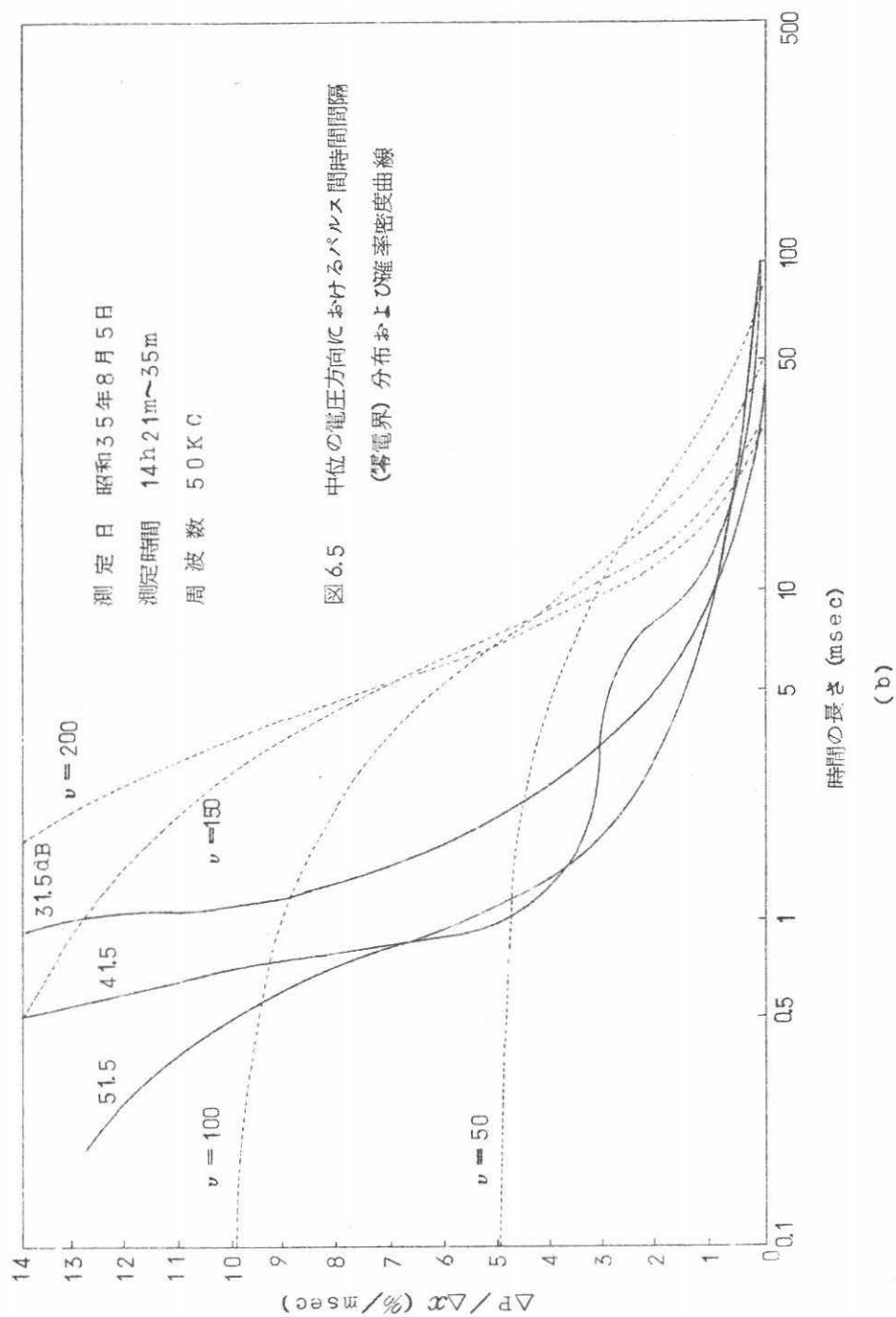
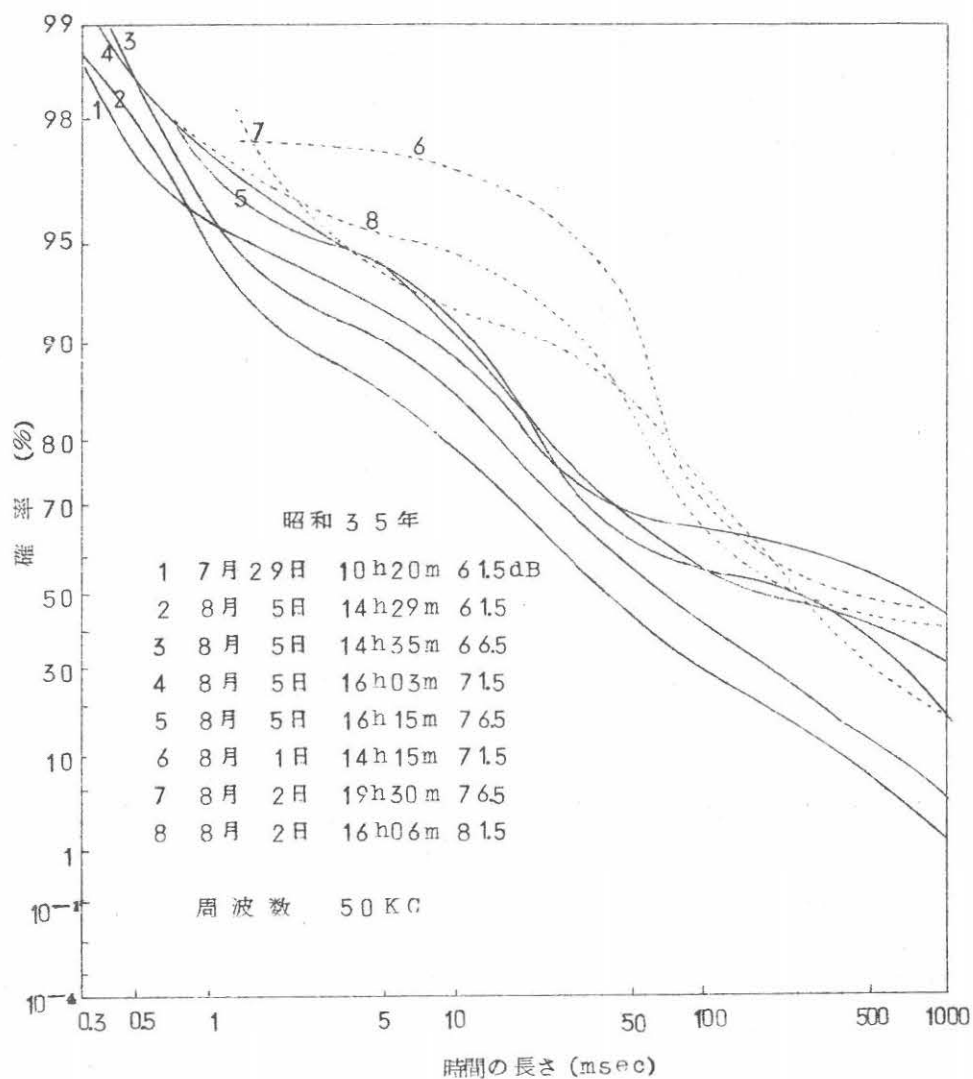


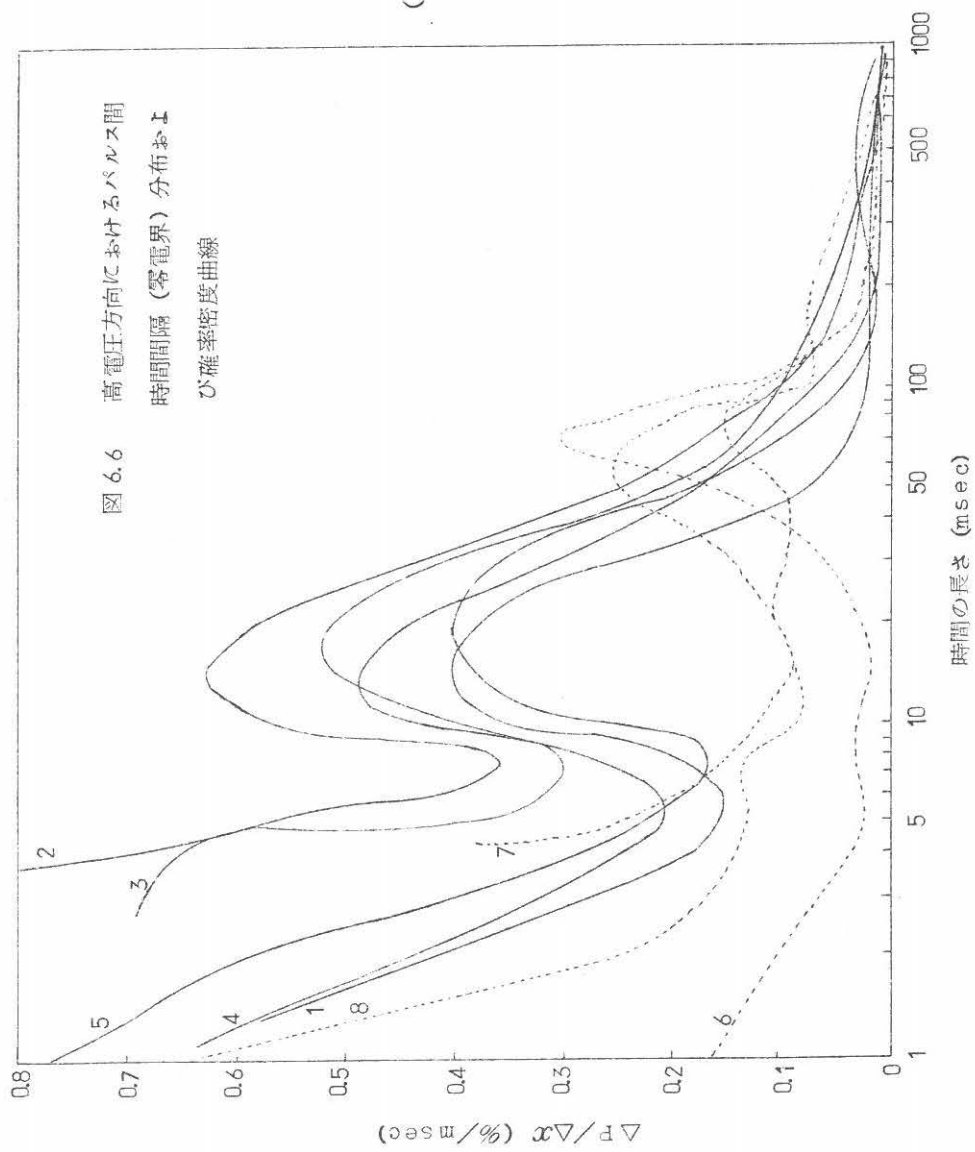
図 6.5 中位の電圧方向におけるパルス間時間間隔
(零電界) 分布および確率密度曲線





(a)

図 6.6 高電圧方向におけるパルス間時間間隔
(零電界) 分布および確率密度曲線



6.5. 結 言

以上本文では、周波数 50 KHz での空電雑音包絡線がいろいろの電圧レベルで slice されたときの、パルス間時間間隔（零電界）の測定結果に基づいて、パルス間時間間隔あるいは近似的なパルス生起時刻間隔は一般に指数分布からかたよった分布特性を示す。しかし低い電圧の参照レベルに対しては、指数分布に近い振舞いをする。また、パルス生起時刻間隔の強い周期性は高い電圧の参照レベルで測定した際に現われ、これは対地放電の際の多重放電間時間間隔の反映した分布に見られる、ことなどについて述べた。なお、本章で述べた中波帯周波数での空電雑音のパルスの時間的性質は、詳細な性質はともかく概略の傾向についていえば、既に知っている長波帯周波数での空電雑音のパルスの時間的性質にかなり類似しているようである。^(1.35)しかし短波帯の周波数の場合は、異なった時間的性質をもつことが考えられるので、今後はこの周波帯での研究が期待される。

第 7 章 空電雑音の振幅確率分布理論

7.1. 序 言

空電雑音は、いろいろの周波数で働く無線通信系のうちに妨害を生じ、特に長波帯周波数で働く無線通信妨害に対する最終的な雑音源と考えられる。空電雑音の性質がきわめて複雑であることは一般に知れているとおりで、そのうちのどんな性質がこの雑音による通信妨害に対し最も密接な関係にあるかは、国際的に広く関心をもたれこれに関する討議も活発に行なわれた。^(7.1) 空電の各種パラメータはそれぞれ通信妨害となんらかの関連をもつと考えられ、實際上いろいろのパラメータが測定されその性質の究明が行なわれているが、なにかんずく空電雑音包絡線が与えた電圧レベルを越える時間率およびある形の無線通信系のうちに生じる妨害との間に、きわめてはっきりした関係の存在することが認められて以来、時間率の電圧関数である振幅確率分布の研究は国際的に活発である。特に最近の I G Y (国際地球観測年) 以来、各周波数に対する測定結果は非常に多くの量に達し、また、測定分布の数学的表現や分布を求める図式的方法などに関する多くの研究結果が報告されている。

さて、分布の数学的表現に関しては多数の測定分布を圧縮した形で表わし、^{(2.1), (7.2), (7.3)} 雑音包絡線の平均値や実効値の計算に用い、また、帯域幅変化の分布に対する効果を求めるなど、実用上積極的な意義をもつことが知れている。また、Crichlow 氏およびその協力者らの提案の分布を求める図式的方法は、空電雑音包絡線の平均値、雑音電力および対数平均値などの測定値に基づいて分布をグラフ上に求めるもので、電圧の広い dynamic range にわたって分布を求めうるので、最も信頼のおける方法とされているようである。^(7.4) ^(7.5) ^{(1.31) ~ (1.33)}

上述のような各研究者の提案になる分布の数学的表現ならびに図式的方法の根本的考え方において、多くは、まず測定分布によく合うことに重点が置かれたもののようで、それぞれの分布に対する物理学的誘導あるいは解釈に関してじゅうぶんな説明はなされていない。^(7.6)

しかし古津、石田の両氏は空電インパルスはポアソン分布に従うとする物理学的に解釈の妥当な仮定に基づいて、空電源が距離の関数として一次的に分布したモデルから、理論的な分布式を求め、さらに計算分布曲線および短波帯周波数での測定分布曲線との比較において、よい一致が得られることを示した。

さて、長中波周波数の場合は上述のような空電源分布モデルは考えにくいようである。この周波数の場合はクロッシングレートあるいは交さ率、すなわち空電雑音包絡線が与えた電圧レベルを一方向へ切る毎秒あたり平均回数の電圧関数である交さ率分布を測定すれば、分布特性

から受信空中線における空電インパルス^(7.2)の振幅分布は適当に推測しうることが知れている。したがって適当な振幅分布特性を与えられた空電インパルスが、ポアソン分布法則に従って受信空中線に到着したモデルを考えると、これから理論的に導かれる分布は、長中波帯周波数での測定分布とよい一致を示すであろうと考えられる。

筆者は、上に述べたようなモデルに基づいて空電インパルスの振幅分布として、電圧の単一べき関数ならびに2つの電圧べき関数からなる合成関数を仮定し、これに対する分布の理論式を導き、さらに理論式の計算分布曲線ならびに周波数50 K Cでの空電雑音の測定分布の比較においてよい一致を得た。また、受信機の帯域幅変化が分布特性に及ぼす効果について、これを表わす有用な関係を得た。

以上に述べた事柄の詳細を本文で述べる。

7. 2. 空電インパルスの振幅分布

空電の電波衝撃が受信機出力に生じるレスポンスは、受信機の周波数帯域幅が小さい場合は、振幅周波数スペクトルの様なインパルスによって生じるものに等価であると考えられる。このようなインパルスの振幅分布を直接に測定することは困難である。しかし空電インパルスが一定の時間にわたって空中線に到着しこれが受信機を通過したため、受信機出力に生じた空電雑音包絡線の交さ率分布は容易に測定できる。

図7.1は豊川の空電研究所で周波数50 K C、帯域幅1 K Cの受信機で測定した空電雑音の代表的な交さ率分布を示す。図7.1からわかるように、交さ率は電圧レベルの減少に伴って増加し、ある電圧レベルで最大交さ率値を示したのちは、逆に電圧レベルの減少とともに減少する。また、簡単な解析から交さ率は電圧レベルの減少とともに減少しつづけ零にまで到達することは容易にわかる。このような低電圧レベル方向への交さ率の減少は、多数の空電インパルスに対するレスポンスの間の重ね合わせ効果のため、交さ率は空中線に到着したインパルスの正しい回数を示さないからである。しかしこのような重ね合わせ効果は電圧レベルが高いとともに小さくなるので、交さ率はこの場合には同時にインパルスの正しい回数を示すと考えてよい。したがって測定した交さ率分布の高圧方向への特性は、空中線に到着した空電インパルスの振幅分布特性を表わすと考えてよい。

(7.2)

(2.2)

さて周波数10 K C、23 K Cならびに50 K Cなど、長中波帯に対する空電雑音包絡線の交さ率分布の測定結果によれば、交さ率がだいたい80から1までの値に対しては分布曲線はほとんど直線で近似でき、かつ直線部分の傾斜は図7.1に示したのと同じ座標で測ると、四季

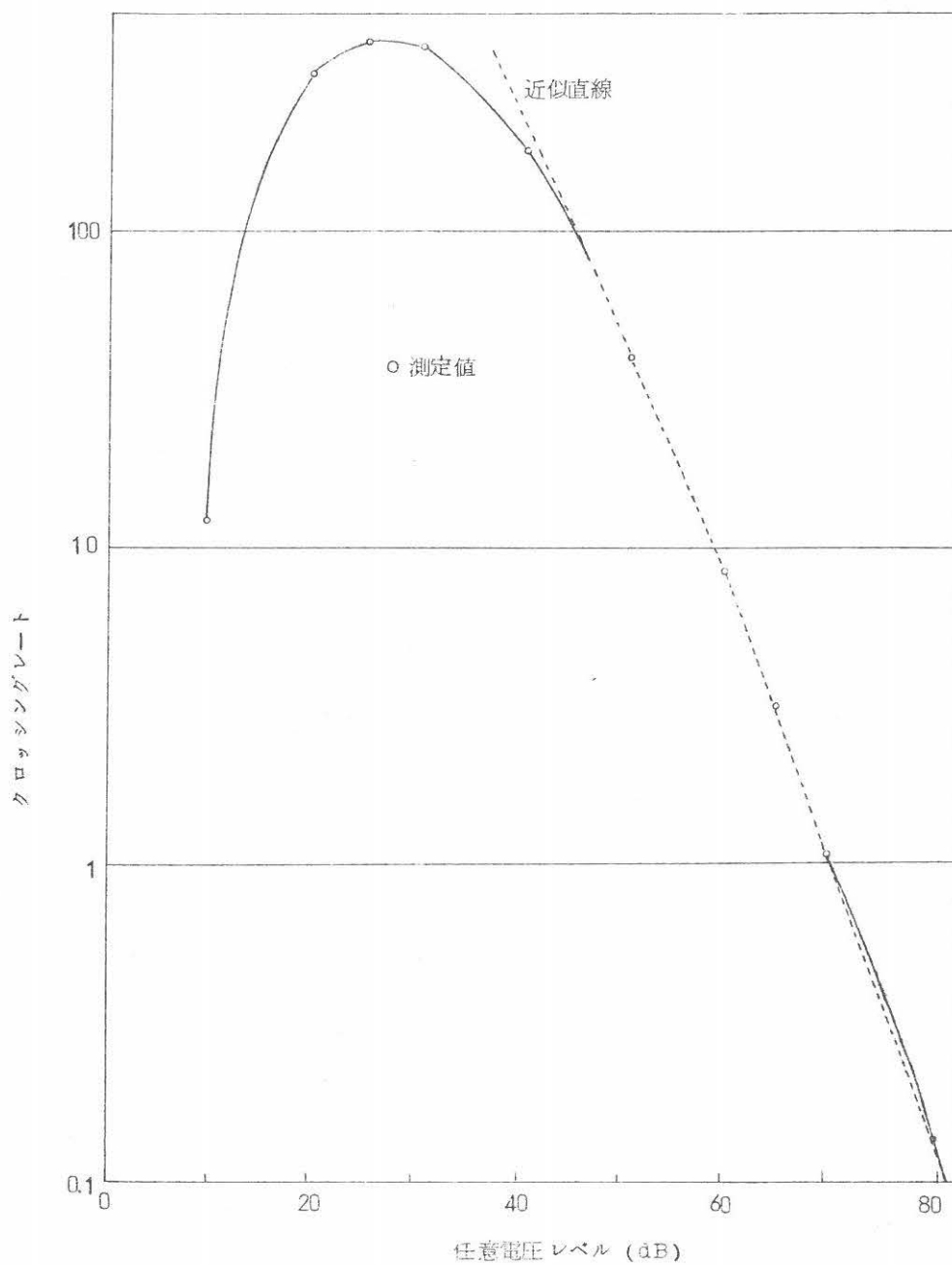


図 7.1 クロッシングレート分布
(実線：測定分布曲線，点線：近似直線)

を通じさまざまなに変化する空電雑音状態に対して、0.8 から 1.6 までの変化値をとることが知られている。さらに交さ率が 1 以下となるような一そう 高圧方向への分布の性質については、十分な測定結果はいまだ報告されていないようである。しかし豊川の空電研究所で行なった周波数 50 KC の測定結果では、その 1 例は図 7.1 に示したとおりである。すなわち分布曲線の交さ率の減少する高圧方向の部分は、異なった傾斜で接続した二つの直線部分として近似できる場合がきわめて多いようである。ここで二つの近似直線部分のうち、低圧方向への直線部分の傾斜は上に述べたような値を示すのに対し、高圧方向への直線部分の傾斜は概して急しゅんであり、だいたい 2 を中心としたある変化値を示し、また、二つの直線部分が接続する点の交さ率値は測定分布特性、したがって時刻ならびに季節に依存して変わるが、だいたい 20 以下であり、多くの場合は 10 以下の範囲内にあるようである。

さて上述のように空電雑音包絡線の交さ率分布が二つの直線部分で近似できる場合は、交さ率分布は二つの直線的部分に対して包絡線電圧のべき関数でそれぞれ表わせる。さらに今考察している二直線近似の電圧範囲内では、インパルスレスポンスは discrete であるから、空中線に到達したインパルスの振幅分布は、空中線での電圧レベルに関して上に述べたと同一の二つの電圧べき関数で表わせるはずである。

したがって、空中線において与えた電圧レベル p を越える空電インパルスの毎秒あたり平均回数 n は次のように表わしてよい。すなわち

$$n = \left(\frac{p}{A} \right)^{-r} \quad (7.1)$$

ここで、 A : ちょうど 1 個の空電インパルスが越える空中線における電圧レベル、 r : 交さ率分布の直線部分の傾斜の絶対値であり、同時に空電インパルスの振幅の性質を決定する定数。

ただし式 (7.1) の電圧べき関数に現われるパラメータ r ならびに A は、交さ率分布の二つの直線的部分に対応してそれぞれ異なる値をとる。

さて、ここで以下の解析のために、空電インパルスの振幅分布が全電圧範囲にわたり単一のべき関数で近似される場合、および高圧レベルのどこかで接続した二つのべき関数による合成関数で近似される場合を仮定しよう。上述の仮定は低圧レベルの範囲に対してはあいまいな点を含むが、他の電圧レベルの範囲内では観測結果に合致した妥当なものと考えられる。

ここで単一のべき関数近似の場合に関する諸パラメータを求めておく。式 (7.1) は p の任意電圧値に対して成り立ち、いま測定可能な最低電圧を p_0 とすると、これを越えるインパル

スの毎秒あたり平均回数 ν は

$$\nu = \left(\frac{p_0}{A} \right)^{-r} \quad (7.2)$$

また、空電インパルス振幅の分布関数を基準形で示すと式 (7.1) から

$$Q(p) = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-r} \quad (7.3)$$

また、確率密度関数は

$$w(p) = r \frac{p_0^r}{p^{r+1}} \quad (7.4)$$

7.3. 振幅確率分布

電圧

7.3.1. 単一のべき関数近似の場合

本章のはじめに述べたとおり、空電インパルスがポアソン分布法則に従った時間間隔で、受信空中線に到着していると仮定した場合に、空電インパルスが受信機を通過したのちの空電雑音包絡線の振幅変化が、非常に長い時間にわたり統計的に定常な場合の振幅確率分布を求める。まず空電インパルスの振幅分布が単一のべき関数で近似される場合を考える。

測定時刻 t_0 で測定した直交座標系でのベクトル包絡線電圧 \vec{R} の確率密度関数 $W(\vec{R})$ は、
(5.1)
特性関数法により特性関数の二次元フーリエ変換として示されることは知れるとおりである。
すなわち

$$W(\vec{R}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty d\vec{K} \exp(i\vec{K}\vec{R}) A(\vec{K}) \quad (7.5)$$

ここで、 \vec{K} は直交座標系でのベクトル変換変数、 $A(\vec{K})$ は特性関数で式 (付 7.10) に求められている。すなわち

長さ

$$A(\vec{K}) = \exp(-\nu) \int_{t_0}^\infty dt \int_0^\infty dp w(p) \times [1 - J_0\{K p F(t_0 - t)\}] \quad (7.6)$$

ここで、 K はベクトル \vec{K} の絶対値、 J_0 は零次のベッセル関数である。また、いま考察している単一のべき関数近似の場合は、 ν は空電インパルスの毎秒あたり平均回数を表わす式 (7.2) により、 $w(p)$ は空電インパルス振幅の確率密度関数を表わす式 (7.4) によりそれぞれ与えられる。

次に受信機の周波数特性は同一の 3dB 帯域幅を有する，単一共振回路に対する共振周波数特性曲線で等価的に示しうると仮定すると，式 (7.6) の $F(t-t_0)$ に対し空電インパルスによる受信機出力のレスポンスの包絡線波形 $F(t)$ は次のように表わせる。すなわち

$$F(t) = 2\pi B G_0 \exp(-\pi B t) \quad (7.7)$$

ここで， B は受信機の 3dB 帯域幅， G_0 は受信中央周波数での受信機利得を表わす。

さて式 (7.6) の $F(t-t_0)$ に式 (7.7) を代入し，また，次の変数変換

$$\begin{aligned} p &= p \\ u &= 2\pi B G_0 K p \exp(-\pi B t) \end{aligned} \quad (7.8)$$

を行なうと式 (7.6) は次のようになる。

$$\begin{aligned} A(\vec{K}) &= \exp \frac{-v}{\pi B} \int_0^\infty \frac{du}{u} \{ 1 - J_0(u) \} \\ &\quad \times \int_{u/2\pi B G_0 K}^\infty w(p) dp \end{aligned} \quad (7.9)$$

また，上式に対して

$$\int_{u/2\pi B G_0 K}^\infty w(p) dp = \left(\frac{p_0 2\pi B G_0 K}{u} \right)^r \quad (7.10)$$

は式 (7.3) から容易に求まる。したがって式 (7.9) に式 (7.10) を代入すると

$$\begin{aligned} A(\vec{K}) &= \exp \frac{-v}{\pi B} \int_0^\infty \frac{du}{u} \{ 1 - J_0(u) \} \\ &\quad \times \left(\frac{p_0 2\pi B G_0 K}{u} \right)^r \end{aligned} \quad (7.11)$$

式 (7.11) は r の一般の値になりたつもので， $r=1$ の場合には特に簡単になる。この場合

$$\int_0^\infty \frac{du}{u} \{ 1 - J_0(u) \} \frac{1}{u} = 1 \quad (7.12)$$

が知れるから，特性関係は式 (7.11) から

$$A(\vec{K}) = \exp(-2v p_0 G_0 K) \quad (7.13)$$

また $r \neq 1$ の場合

$$\int_0^\infty \frac{du}{u} \{ 1 - J_0(u) \} \frac{1}{u^r} = \frac{1}{r} \frac{1}{2^r} \frac{\Gamma\{(2-r)/2\}}{\Gamma\{(2+r)/2\}} \quad (7.14)$$

が知れるから，特性関数は式 (7.11) から

$$A(\vec{K}) = \exp\left\{-\frac{\nu}{\pi B} (2\pi G_0 P_0 K)^r \xi\right\} \quad (7.15)$$

ただし

$$\xi = \frac{1}{r} \frac{1}{2^r} \frac{\{\Gamma(2-r)/2\}}{\{\Gamma(2+r)/2\}} \quad (7.16)$$

つぎに上に求めた特性関数の式をベクトル包絡線電圧の確率密度関数を表わす式(7.5)に代入する。まず $r = 1$ の場合に式(7.13)を式(7.5)の $A(\vec{K})$ に代入すると、

$$W(\vec{R}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty d\vec{K} \exp\{i\vec{K}\vec{R} - 2\nu G_0 P_0 K\} \quad (7.17)$$

ここで、直交座標に対するベクトル \vec{R} および \vec{K} の各成分 $(R_1, R_2), (K_1, K_2)$ を極座標成分で表わすと

$$R_1 = R \cos \phi, \quad R_2 = R \sin \phi \quad (7.18)$$

$$K_1 = K \cos w, \quad K_2 = K \sin w \quad (7.19)$$

式(7.17)は極座標成分により次のように書き直せる。(7.7)

$$\begin{aligned} W(R, \phi) &= \frac{R}{4\pi^2} \int_0^\infty dK K \int_0^{2\pi} dw e^{iKR \cos(w-\phi) - 2\nu G_0 P_0 K} \\ &= \frac{R}{2\pi} \int_0^\infty dK K J_0(KR) e^{-2\nu G_0 P_0 K} \\ &= \frac{R}{2\pi} \frac{2\nu G_0 P_0}{\{R^2 + (2\nu G_0 P_0)^2\}^{3/2}} \end{aligned} \quad (7.20)$$

上式を ϕ について 0 から 2π まで積分すると

$$W(R) dR = \frac{2\nu G_0 P_0 R dR}{\{R^2 + (2\nu G_0 P_0)^2\}^{3/2}} \quad (7.21)$$

上式を R について ρ から無限大まで積分すると、空電雑音包絡線振幅が与えた電圧レベル ρ を越える確率が求まる。すなわち

$$P(R > \rho) = \int_\rho^\infty W(R) dR = 1 / \left\{ 1 + \left(\frac{\rho}{2\nu G_0 P_0} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (7.22)$$

次に $r \neq 1$ の場合に式(7.15)を式(7.5)の $A(\vec{K})$ に代入すると

$$W(\vec{R}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty dK \exp\{i \vec{K} \vec{R}\} - \frac{\nu}{\pi B} (2\pi B G_0 P_0 K)^r \xi \quad (7.23)$$

式(7.18)および式(7.19)に示される座標変換を行なったのち w についての積分を行なうと

$$W(R, \phi) = \frac{R}{2\pi} \int_0^\infty dK K J_0(KR) \exp\left\{-\frac{\nu}{\pi B} (2\pi B G_0 P_0 K)^r \xi\right\} \quad (7.24)$$

上式を ϕ について0から 2π まで積分すると

$$W(R) dR = R dR \int_0^\infty dK K J_0(KR) \exp\left\{-\frac{\nu}{\pi B} (2\pi B G_0 P_0 K)^r \xi\right\} \quad (7.25)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} r &= \frac{\nu}{\pi B} (2\pi B G_0 P_0)^r \xi \\ z &= K(r)^{1/r} \\ \rho &= \frac{R}{(r)^{1/r}} \end{aligned} \right\} \quad (7.26)$$

と置くと式(7.25)は

$$W(R) dR = d\rho \left\{ \rho \int_0^\infty dz z J_0(z\rho) e^{-z^r} \right\} \quad (7.27)$$

上式の右辺を P から無限大まで積分すると、空電雑音包絡線振幅 R が $(r)^{1/r} \rho$ を越える確率が求まる。すなわち

$$\begin{aligned} P(R > (r)^{1/r} \rho) &= \int_{(r)^{1/r} \rho}^\infty W(R) dR \\ &= 1 - \int_0^\infty dz z J_1(z\rho) \exp(-z^r) \end{aligned} \quad (7.28)$$

7.3.2. 複べき関数近似の場合

つぎに空電インパルス振幅分布が前に述べたように、高圧方向で接続した二つの異なった電圧べき関数で近似される場合について、接続点を含む高圧方向へ与えた電圧レベルを、空電雑音包絡線が越える時間率を表わす式を導く。

さて空電雑音包絡線が与えた電圧レベルを越える部分を増幅し振幅制限すると、定振幅方形波状パルスの時系列が観測できる。ここでパルスの毎秒あたり存在する時間率はいうまでもなく、空電雑音包絡線が与えた電圧レベルを越える時間率である。

いま上に述べたような観測パルス時系列の近似として、つぎのような数学的パルス時系列、すなわち定幅かつ定振幅の元のパルス（パルス幅 τ 、毎秒あたり平均回数 ν ）がポアソン分布法則に従って到着した場合、元のパルスの間の重なりのため生じた新しいパルス時系列をとる。このようなパルス時系列の場合はパルス幅（電圧零レベルで測った）の毎秒あたり総和 P は

$$P = 1 - \exp(-\nu\tau) \quad (7.29)$$

となることは第3章で示した通りである。

ここで空電インパルス振幅分布は単一べき関数で表わされ、受信機特性は式(7.7)で示されると仮定すると、高圧方向への与えた電圧レベルを空電雑音包絡線が越える時間率は式(7.29)から求め得る。

振幅 p の1個のインパルスが受信機出力に生じたレスポンスの包絡線波形を、与えた包絡線電圧レベル v_0 で切ったとき、ちょうどこの電圧レベルにある包絡線部分の幅を τ とすると式(7.7)より

$$\tau = -\frac{1}{\pi B} \log_e \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 p} \right) \quad (7.30)$$

また、受信機入力に到着した空電インパルスの全体に対し、かつ受信機出力でのインパルスレスポンスの相互の間の重ね合わせを考えない場合、電圧レベル v_0 にある包絡線部分の幅の平均 $\bar{\tau}$ は式(7.4)および式(7.30)から次のように求まる。

$$\begin{aligned} \bar{\tau}(v_0, B, r) &= \int_{v_0/(2\pi B G_0)}^{\infty} \frac{-1}{\pi B} \\ &\times \log_e \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 p} \right) w(p) dp \end{aligned} \quad (7.31)$$

ここで $w(p)$ は式(7.4)で示される空電インパルス振幅の確率密度関数を、被積分関数は振幅が p および $p+dp$ の区間内にはいるインパルスによる単位振幅区間あたりの寄与分を

表わす。また、 \overline{r} は包絡線電圧レベル v_0 、帯域幅 B およびパラメータ r の関数である。

つぎに式 (7.31) 右辺の積分における p の下限 $v_0 / (2\pi B G_0)$ は包絡線電圧 v_0 に対して、空中線における電圧レベルを表わすことは式 (7.7) からわかる。したがって $v_0 / (2\pi B G_0)$ を式 (7.1) の p の代わりに代入すると、また、式 (7.1) から求まる空電インパルスの毎秒あたり平均回数を N とすると、これは同時に包絡線電圧レベル \overline{v} を越え、かつ式 (7.31) の \overline{r} に寄与するパルスの毎秒あたり平均回数を表わすはずである。 N は式 (7.1) から次式となる。

$$N = \left\{ \frac{v_0 / (2\pi B G_0)}{A} \right\}^{-r} \quad (7.32)$$

上に求めた N および \overline{r} を式 (7.29) に代入すると時間率 P は

$$P(v_0, B, r) = 1 - \exp \left\{ - \frac{v_0 / (2\pi B G_0)}{A} \right\}^{-r} \\ \times \int_{v_0 / (2\pi B G_0)}^{\infty} \frac{1}{\pi B} \log_e \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 p} \right) w(p) dp \quad (7.33)$$

ここで、上式の左辺は包絡線電圧レベル、帯域幅およびパラメータ r の関数である。

さて上に導いた式 (7.33) を式 (7.22) と比較するため、パラメータ r および帯域幅をそれぞれ 1 および 1 Kc とした場合、二つの式から計算した時間率の分布曲線の比較を図 7.2 に示す。

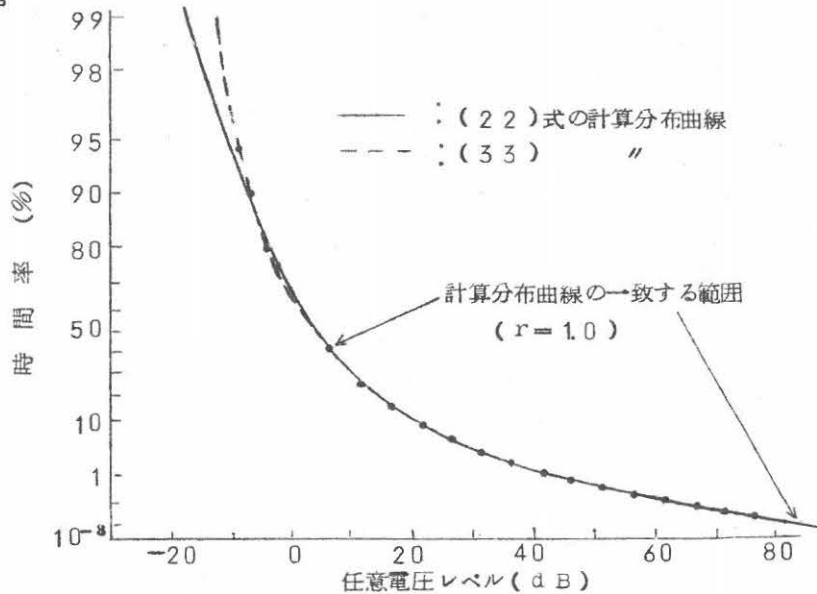


図 7.2 2 種の計算分布曲線の比較

ここで低圧方向へ二つの曲線の間 偏差が現われるが、しかし中位から高圧方向へわたって、二つの曲線はほとんど完全に一致することがわかる。上述のような一致の範囲は一般に r の大きさに依存する。だいたいの様子を図 7.2 の $r=1$ の場合に比較すると、 r が 1 より小さい場合は一致の範囲はさらに低圧、したがって高時間率の方向へ延び、また、 r が 1 より大きい場合はさらに高圧、したがって低時間率の方向へせばまる。ともかく高圧方向への二つの曲線の間 一致は r の大きさに無関係に成り立つ。

上述のような比較結果に基づいて、式 (7.33) は包絡線電圧レベル v 。が高圧方向へある場合の時間率を式 (7.22) および式 (7.28) と同じように正確に表わすことがわかる。さて上述の所論を拡張し、高圧方向への空電インパルスの振幅分布が単一べき関数でなく一般の関数をとる場合を考える。この場合はもし関数形がはっきりわかっているなら、上述の単一べき関数の場合に準じて、与えた包絡線電圧 v 。に対して N および $\bar{\tau}$ を求め得る。また、これを式 (7.29) の v および τ の代りに用いると時間率を正しく求め得る。これは前に述べたように、空電インパルスの振幅分布が二つの電圧べき関数で近似される場合に適用でき、したがって二つの電圧べき関数の接続点を含む高圧方向への時間率を計算できる。

7.4. 分布の帯域幅変化効果

空電雑音包絡線の振幅確率分布を表わす式 (7.22) および式 (7.28) からわかるように、 r が 1 以外の値の場合は帯域幅 B のパラメータは分布式に含まれる。しかし $r=1$ の場合はこのパラメータは分布式に含まれない。すなわち帯域幅変化は一般に分布の性質を変えるが、 $r=1$ は特異な点と考えられ、帯域幅変化の分布効果は全く現われない。つぎに式 (7.28) に対する分布効果を検討してみる。

式 (7.28) の最右辺を見ると分かるように、分布曲線は空電インパルスの振幅特性を決めるパラメータ r が一定の場合には、パラメータ ρ だけの関数として求まる。これゆえに ρ を一般包絡線電圧と名づけると、一般包絡線電圧と実際の包絡線電圧との間には式 (7.26) から次の関係がある。すなわち

$$R = 2G \cdot P_0 \cdot (\pi B)^{(r-1)/r} (v/\xi)^{1/r} \rho \quad (7.34)$$

したがって式 (7.28) から一般包絡線電圧だけの関数として求まる分布曲線から式 (7.34) の関係を用いて包絡線電圧の関数としての曲線を求め得る。

いまパラメータ r および v は一定とし、また帯域幅以外の受信機特性が同一の二つの受信機を仮定した場合、二つの受信機で測定した空電雑音包絡線の振幅確率分布の間に生ずる変化を

検討しよう。帯域幅 B_1 および B_2 に対応して一般包絡線電圧 および 包絡線電圧 をそれぞれ ρ_1 R_1 および ρ_2 , R_2 とする。いま考察している二つの異なった帯域幅に対し式 (7.34) からつぎの関係が求まる。すなわち

$$R_1 = 2 G_o P_o (\pi B_1)^{(r-1)/r} (v \xi)^{1/r} \rho_1 \quad (7.35)$$

および

$$R_2 = 2 G_o P_o (\pi B_2)^{(r-1)/r} (v \xi)^{1/r} \rho_2 \quad (7.36)$$

さて上述のように、パラメータ r および v が一定の場合には、分布は一般包絡線電圧だけの関数として求まるのであり、いいかえると、異なった帯域幅に対する一般包絡線電圧 ρ_1 および ρ_2 の相等的な値を越える空電雑音包絡線振幅の時間率も相等的なわけである。これゆえに式 (7.35) および式 (7.36) において $\rho_1 = \rho_2$ とおき包絡線電圧 R_1 および R_2 の関係を求めると、帯域幅変化の分布効果は同一の時間率に対する包絡線電圧レベルの間の移動の大きさとして示される。すなわち式 (7.35) および式 (7.36) より

$$\log_{10} R_2 = \log_{10} R_1 + \frac{r-1}{r} \log_{10} \left(\frac{B_2}{B_1} \right) \quad (7.37)$$

式 (7.37) は一般包絡線電圧の任意の値したがって時間率の全範囲にわたって成り立つ関係であり、時間率対包絡線電圧の対数のグラフに分布を描いた場合には、帯域幅変化は単に分布の平行移動を生じ、移動の大きさは式 (7.37) の第2項で示されるはずである。

式 (7.37) は空電インパルスが単一のべき関数で近似される場合の帯域幅変化の分布効果を表わすが、空電インパルスが複べき関数で近似される場合には成り立たない。なおこの場合の帯域幅変化の分布効果は厳密に解析することは困難と思われる。しかし空電インパルスの振幅分布が高圧方向へのある点で接続した二つの異なった電圧べき関数で近似される場合は、帯域幅変化の分布効果は全電圧範囲にわたって一般に、(1) 式 (7.37) に低圧方向へのパラメータ r の値を用いた場合の分布効果、(2) 式 (7.37) に高圧方向へのパラメータ r の値を用いた場合の分布効果、(3) 上記二つの電圧方向の中間の電圧範囲内での過渡的な中間の分布効果、など以上三つの分布効果から成り立つと考えられる。ここで高圧方向ならびに中間の電圧範囲内で、帯域幅が変化した場合の分布曲線を第7.4章で述べた計算法を用いて正確に求め得るなら、低圧方向への分布部分の時間率を表わす式 (7.22) あるいは式 (7.28) の計算とあわせて、帯域幅変化に対する全電圧範囲にわたる分布曲線を求め得るはずである。しかしここではこれ以上について触れない。

7.5. 数値計算結果および分布曲線の比較

7.5.1. 数値計算結果

空電インパルス振幅分布を電圧レベルの単一のべき関数で近似した場合、インパルス振幅を決定するパラメータ r のいろいろの値に対して、式 (7.22)、(7.28) および式 (7.33) の各式の数値計算結果に基づき、空電雑音包絡線の振幅確率分布の計算曲線を示したのが図 7.3 である。ここで分布曲線は Rayleigh グラフに描いてあり、横軸は一般包絡線電圧 P の $20 \log_{10}$ 、縦軸は時間率の $\log_{10} - \log_e$ をそれぞれ表わす。また、曲線上の・点は式 (7.22) および式 (7.28) により、○点は式 (7.33) によりそれぞれ計算した値を示す。

つぎに空電インパルス振幅分布が二つのべき関数部分の合成により近似される場合に対し、実際に観測された交さ率分布のいろんな場合に近似できるように、大体 0.8 から 1.6 の間の可変値をとるパラメータ r の低圧方向のべき関数部分、そしてこれに対し交さ率の値が 1 なる

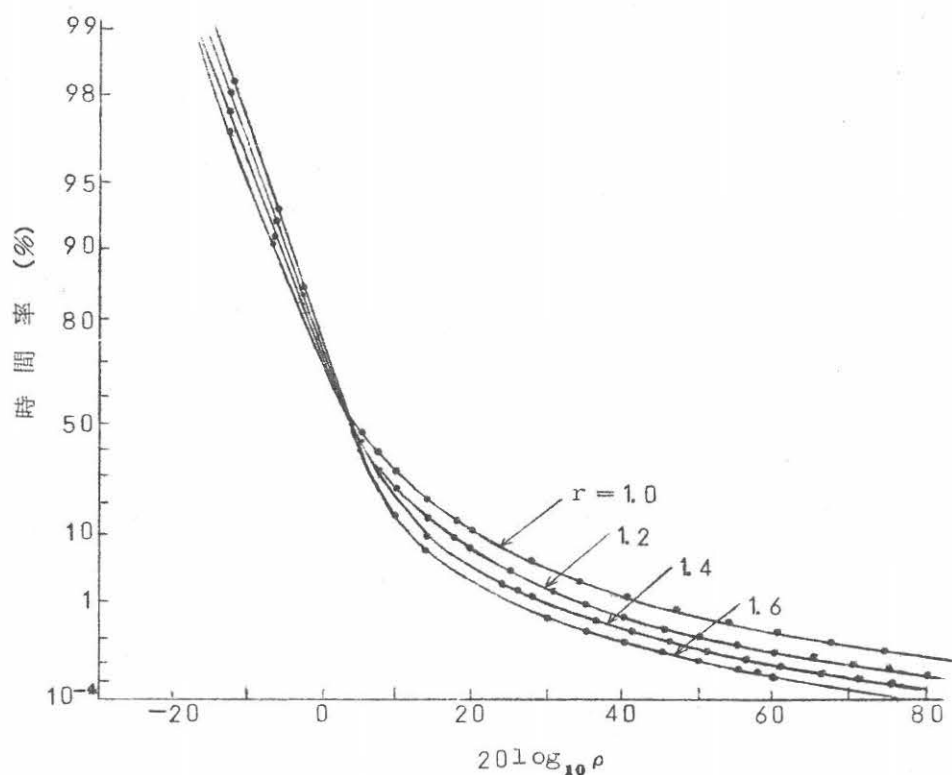


図 7.3 計算分布曲線 (帯域幅 1 KC) - Rayleigh graph

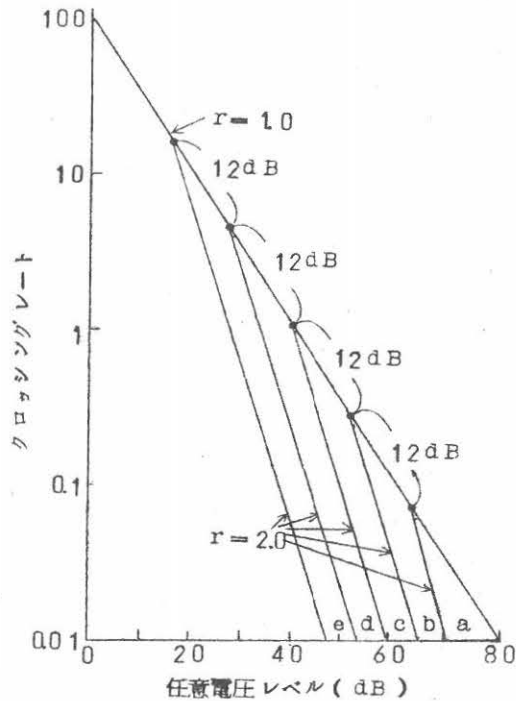


図 7.4 インパルス振幅分布のモデル
($r=1.2$)

点から上下の方向へ、それぞれ 12 dB 間隔の電圧レベルの点で接続した $r=2$ の高圧方向へのべき関数部分、このような 2 分布部分の合成からなる振幅分布を考え、これに対する空電雑音包絡線の振幅確率分布の数値計算を行なった。空電インパルスの振幅分布のモデルおよびこれに対する計算分布曲線の各一例を図 7.4 および図 7.5 に示す。図 7.4 は低圧方向へのべき関数部分のパラメータ r が 1 であり、また、高圧方向へのべき関数部分に関するパラメータ r は、上に述べたように常に 2 であり、かつ異なった電圧レベルの点で二つのべき関数部分が接続したモデルを示す。図 7.5 は図 7.4 に示されるいろいろの形の振幅分布に対して計算した空電雑音包絡線の振幅確率分布をそれぞれ示す。図 7.4 および図 7.5 からわかるように、高圧範囲内の交さ率分布部分、したがって空電インパルスの振幅分布部分の変化は、低圧方向への交さ率分布部分を高圧方向へ延長した場合に比べ、数パーセント以上の高時間率範囲では振幅確率分布の性質に影響をもたない。反対に数パーセント以下の低時間率範囲では振幅確率分布の性質に著しい変化を生ずる。上に述べたような関係は低圧方向へ属するパラメータ r が 1 以外の値の場合にも、影響に多少の差はあれほぼ同じように成り立つ。

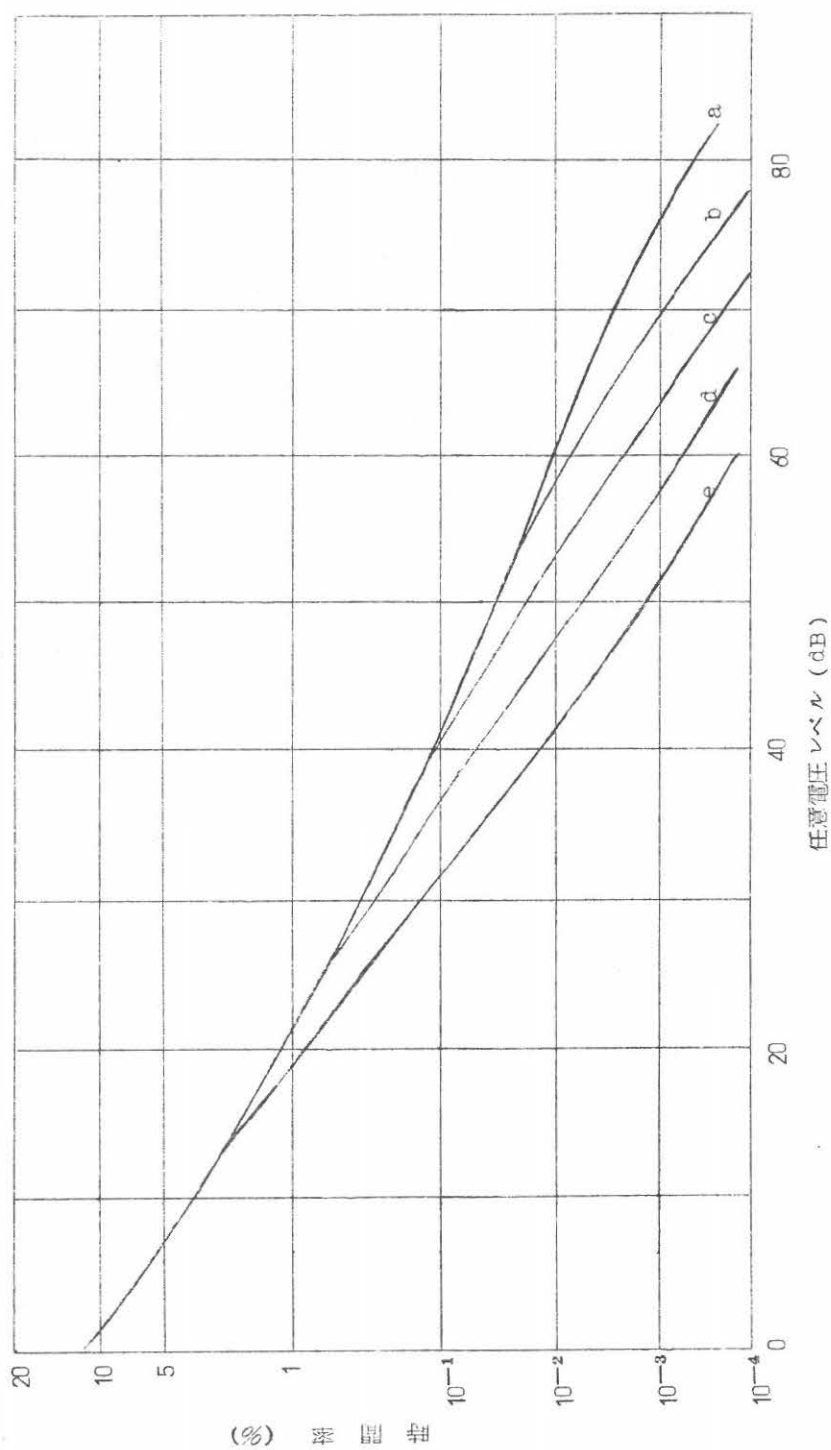


図 7.5 計算分布曲線 (帯域幅 500 c/s, $r = 1, 2$)

— 対数正規分布紙

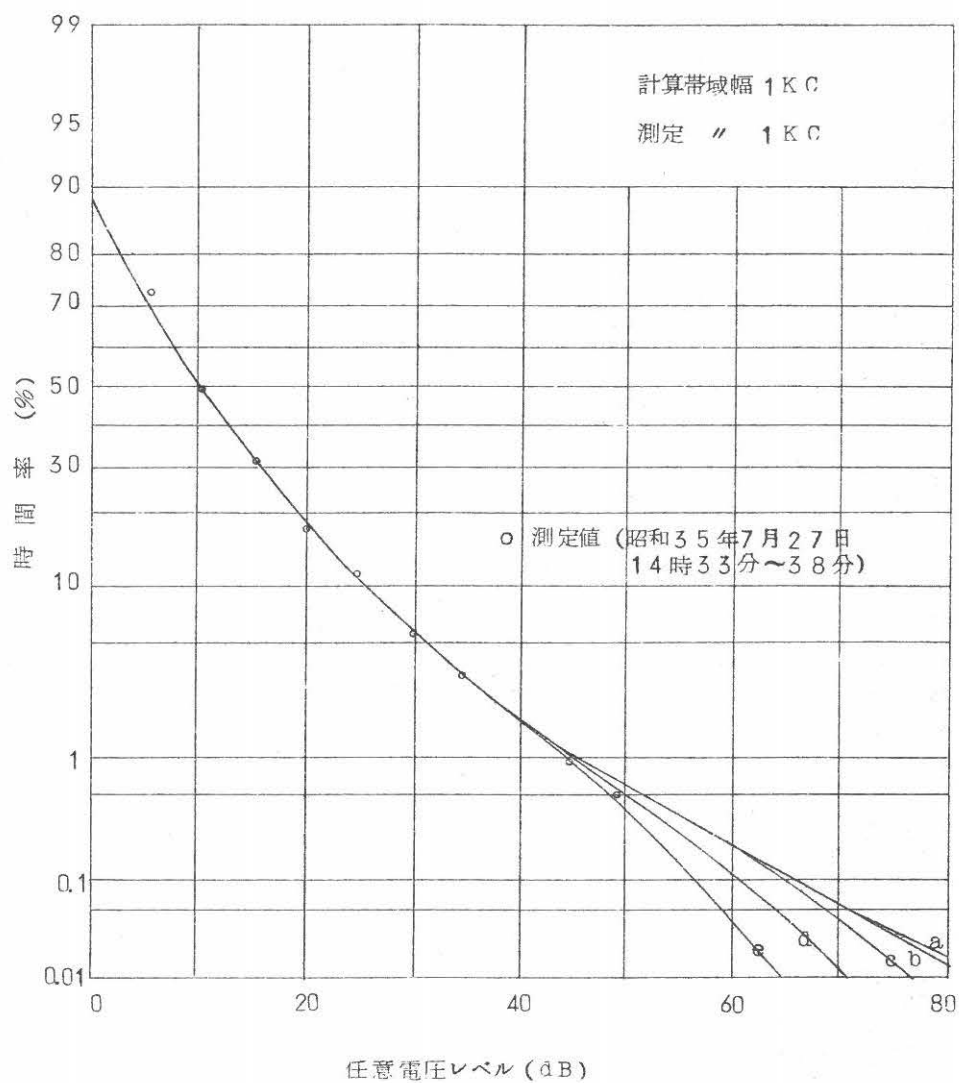


図 7.6 時間率の計算値 ($r=1, 2$) および
測定値の比較 — 対数正規確率紙

7.5.2. 分布曲線の比較の結果

計算分布曲線と測定分布曲線の比較のために、昭和35年7月26日から約10日間、豊川の空電研究所で手動にて細心に測定した分布を用いた。これらの分布は垂直空中線における空電雑音電界を周波数50KC, 3dB帯域幅1KCの受信機で受信し、その出力の包絡線をSullivan式の分布測定器で測って得たものである。時間率の測定範囲は大体90%から0.1%にわたる。上記の期間の測定分布総数は35, 時刻は8時から17時の間に測定したものである。計算分布曲線は空電インパルスの振幅分布が複べき関数近似に対し求めたものを用い、かつ低圧方向へのべき関数に属するパラメータ r が1.0, 1.2および1.4なるものである。図7.6はパラメータ $r=1.0$ によく合った場合を示し、曲線は理論的に求めたもの、また、○点は時間率の測定値を表わす。上記の期間中 $r=1.0$ によく合ったものは上例の他に4例を数えた。図7.7はパラメータ $r=1.4$ によく合った場合を示し、上記の期間中 $r=1.4$ によく合ったものは他に一例を数えた。残りの測定分布は $r=1.2$ の場合によく合い、これを示したのが図7.8である。これは $r=1.2$ の場合の計算分布曲線を透明紙の上に描き、測定分布曲線を描いたグラフ上に重ね、最もよく合うような位置に重ねて測定点を透明紙上にプロットすることにより得たものである。上述の比較結果は相当によいと思うが、さらに細かい間隔の r の値に関する計算分布曲線を用いるなら比較結果はいっそう改善されると信ずる。

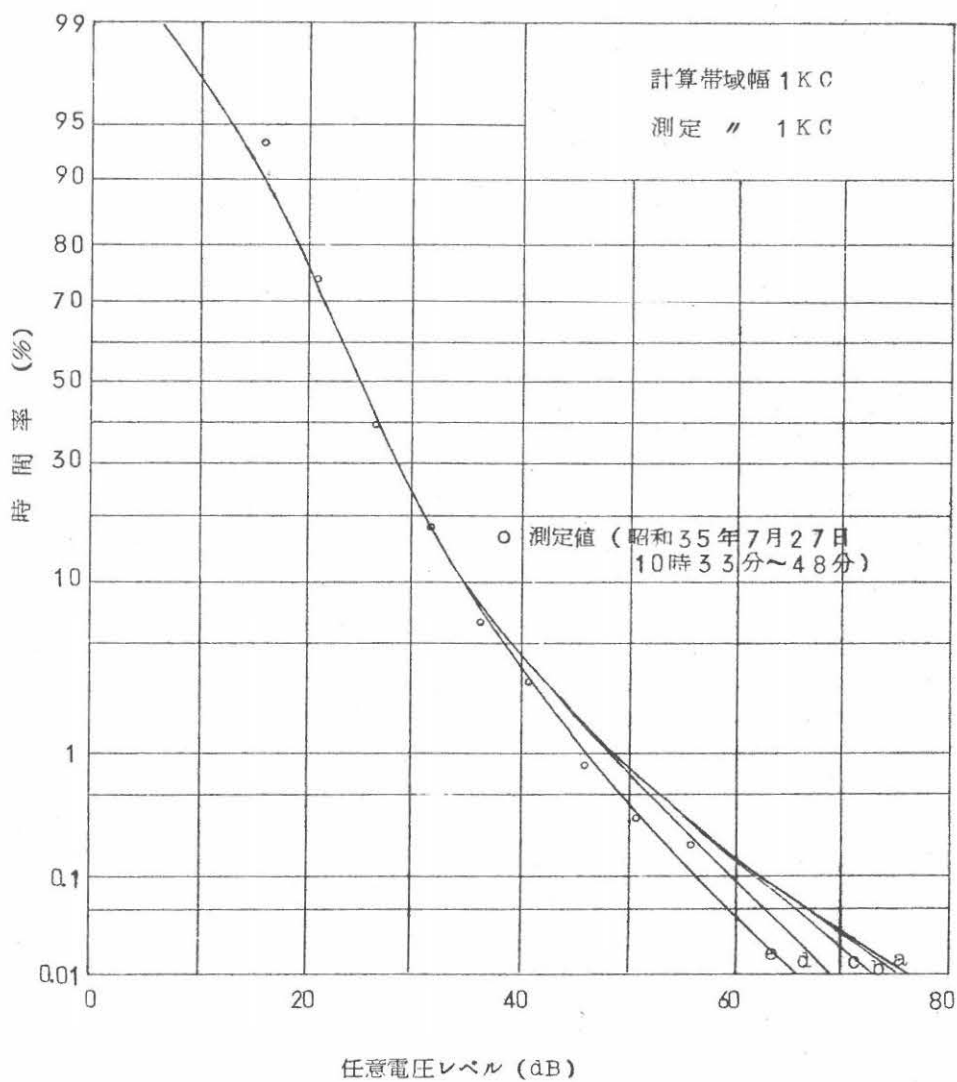


図 7.7 時間率の計算値 ($r=1.4, 2$) および
測定値の比較 — 対数正規確率紙

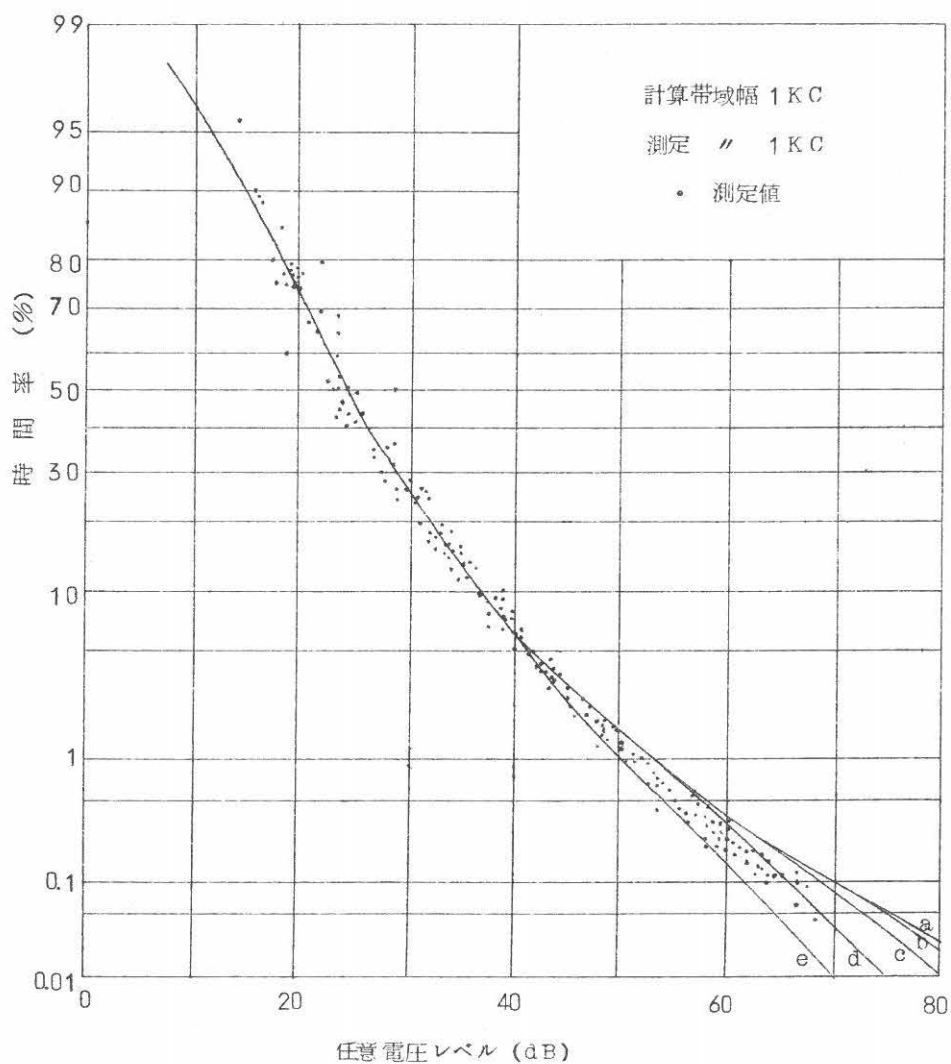


図 7.8 時間率の計算値 ($r = 1.2, 2$) および測定値を比較した Scatter plots — 対数正規確率紙

7. 6. 結 言

本文で述べたとおり、空電インパルス の振幅分布を二つの電圧 レベルのべき関数で近似した場合に得られる理論分布曲線は、周波数 50 K C の空電雑音包絡線の振幅確率分布の測定した曲線とよい一致を示すことがわかった。また、本文では示さなかったが、長波帯の他の周波数に対しても、理論分布曲線および測定分布曲線との間に、非常に高圧レベルしたがって低時間率の範囲を含めよい一致が期待できると思う。

また、本文で示した帯域幅変化の分布効果に関する関係は、この問題の有力な手掛りになると考える。

付 録

特性関数 $A(\vec{K})$ について

空中線に到着している空電インパルスは、受信機出力にその周波数帯域特性により決まるインパルスレスポンスを生ずる。このインパルスの空中線における到達時刻間隔はポアソン分布法測に従うと考えるべきであり、インパルスの毎秒あたり期望数を ν とすれば、一定の長さの T 時間区間 T 内に到達したインパルス回数 N は、ポアソンの小数の法則

$$P(N) T = \frac{(\nu T)^N}{N!} \exp(-\nu T) \quad (\text{付 7.1})$$

に従う確率変数と考えられる。

いま考察している同じ種類の雑音過程の無限の集合を考え、そのうち時間 T 内にちょうど N 個のインパルスが到達した雑音過程の区間を考える。区間 T の端を測定時刻 t_0 にとり、これより逆の向きに区間 T 内の時刻を測るとすれば、時刻 t_1 に起こったインパルスの振幅を P_1 で表わしたとき、このインパルスが受信機を通ったために生じたレスポンスが測定時刻 t_0 で示す電界寄与 $s_1(t_1)$ は

$$s_1(t_0) = P_1 F(t_0 - t_1) \sin \{ \omega(t_0 - t_1) + \varphi_1 \} \quad (\text{付 7.2}) \quad (\text{付 7.2})$$

これをベクトル \vec{s} で表わせば

$$\vec{s} = \{ P_1 F(t_0 - t_1) \cos \varphi_1, P_1 F(t_0 - t_1) \sin \varphi_1 \} \quad (\text{付 7.3})$$

ここで $F(t)$ は単位振幅のインパルスが受信機出力に生ずるレスポンスの包絡線波形を表わす時間関数、また、 $F(t_0 - t_1)$ は時刻 t_1 に起こった単位振幅のインパルスが、 $(t_0 - t_1)$ の時間経過したのちの時刻 t_0 で生ずる包絡線電界の大きさである。 ω は受信機の間周波数

の 2π 倍を表わす角周波数, φ_i は中間周波の位相を表わす。

さて測定時刻 t_0 でのベクトル包絡線電圧 \vec{R} は, いま考察している区間長さ T なる時間内に到着した N 個のインパルスがそれぞれ時刻 t_i で示す包絡線電圧寄与の全体の和となるから

$$\vec{R} = \sum_{i=1}^N \vec{s}_i \quad (\text{付 7.4})$$

\vec{R} および \vec{s}_i は確率変数 t_i, P_i, φ_i の関数であるベクトル確率変数である。特性関数法により \vec{R} の特性関数は

$$A_T(\vec{K}) = \prod_{i=1}^N \int_{t_0}^T dt_i \int_0^\infty dP_i \int_0^{2\pi} d\varphi_i w(P_i, t_i, \varphi_i) \\ \times \exp i \vec{K} \vec{P}_i F(t_0 - t_i) \quad (\text{付 7.5})$$

ここで \vec{K} はベクトル変換変数を表わし, また

$$\vec{P}_i = (P_i \cos \varphi_i, P_i \sin \varphi_i) \quad (\text{付 7.6})$$

つぎに区間長さ T の雑音過程の全体の平均を求めると特性関数の平均 $A_T(\vec{K})$ は

$$A_T(\vec{K}) = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{(\nu T)^N}{N!} \exp(-\nu T) \\ \times \left[\int_{t_0}^T dt \int_0^\infty dP \int_0^{2\pi} w(P, t, \varphi) \right. \\ \left. \times \exp i \vec{K} \vec{P} F(t_0 - t) \right]^N \quad (\text{付 7.7})$$

ここで三つの確率変数 P_i, t_i, φ_i はいづれも i に無関係と考えられるものである。また P, t および φ の結合確率密度関数 $w(P, t, \varphi)$ は

$$w(P, t, \varphi) = \frac{1}{T} \frac{1}{2\pi} w(P) \quad (\text{付 7.8})$$

ここで $w(P)$ はインパルス振幅の基準化した確率密度関数, また, $1/T$ および $1/(2\pi)$ はそれぞれ t および φ の基準化した確率密度関数を表わす。

式 (付 7.8) を式 (付 7.7) に代入したのち区間長さ T を無限大にとると

$$A(\vec{K}) = \exp \left\{ -\nu \int_0^\infty dt \int_0^\infty dP \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{2\pi} w(P) \right. \\ \left. (1 - \exp i \vec{K} \vec{P} F(t_0 - t)) \right\} \quad (\text{付 7.9})$$

上式右辺を φ に関して積分すると

$$A(\vec{K}) = \exp \left[-\nu \int_0^\infty dt \int_0^\infty dP w(P) \right. \\ \left. \times (1 - J_0 \{ K P F(t_0 - t) \}) \right] \quad (\text{付 7.10})$$

ここで J_0 は零次のベッセル関数, K はベクトル \vec{K} の絶対値を表わす。

第8章 空電雑音の振幅確率分布の測定結果

8.1. 序 言

第7章において、空電雑音の振幅確率分布および帯域幅変化の分布効果の理論式を導出し、理論分布曲線および測定分布曲線の間の比較結果について述べた。本章においては、豊川の空電研究所で昭和32年以来数個年にわたって行なった中波帯周波数に対する、空電雑音の振幅確率分布および空電積分電界強度の測定結果について述べる。観測はさきのIGYの際にわが国のURSI第4分科会で決定された方針にしたがい、一回10日間の観測を一年の各季節に実施したものである。

本文では、空電雑音の測定に関連したいろいろの事柄を述べるとともに、数個年にわたる測定により得た多数の分布を圧縮し、かつ有益な形で表現することに最大の重点を置いた。このために今まで報告された多数分布の表現法を考慮するとともに、豊川で測定したパラメータの種類、測定周波数の雑音特性などを検討した結果に基づき、各季節の測定分布を昼夜の2時刻区間に分け、各時刻区間に得た全測定分布に対する中央分布およびその周りの分布変化の大きさを求めた。ここでこのような分布表現に対し電圧の単位に平均振幅か、あるいは時間率5%に対する電圧をとった。また、分布の時刻変化、季節変化、年変化および周波数変化の性質を調べた。

8.2. 測定回路および記録

豊川で空電雑音の振幅確率分布および空電積分電界強度の測定に用いた装置の系統図は、図8.1に示す通りである。使用した空中線は無指向性の垂直空中線で、その長さは10mあるいは8mを用いた。受信された空電雑音は広帯域周波数特性のカソードホロウからなる前置増幅器を通り、約50mの遮へいケーブルを経て観測舎に設置された主増幅器のトップに伝送される。観測舎内の諸装置は主増幅器2、分布計5、空電積分電界強度測定器2、その他の補助回路として時間信号回路、周波数切換回路、電圧レベル切換回路（分布計用）、校正用発振器および交流直流の安定化電源回路などを備える。受信機の受信周波数範囲は50～535KC、中間周波数30KC、中間周波数の3dB帯域幅1KC、受信機利得の可変範囲95～130dB、その他に主増幅器のトップおよび中間周波出力に、総減衰量50dBの減衰器が付される。受信機を通過した中間周波数の電波雑音は、分布計および空電積分電界強度測定回路に各中間周波減衰器を経て伝送される。

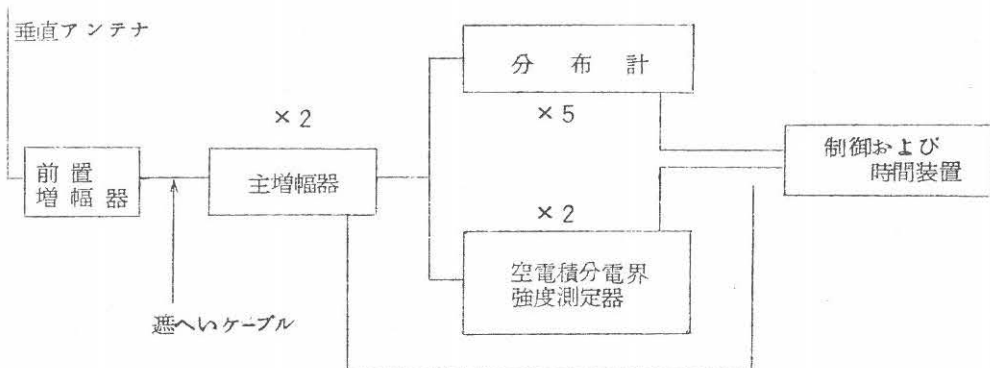


図 8.1 空電雑音測定装置の系統図

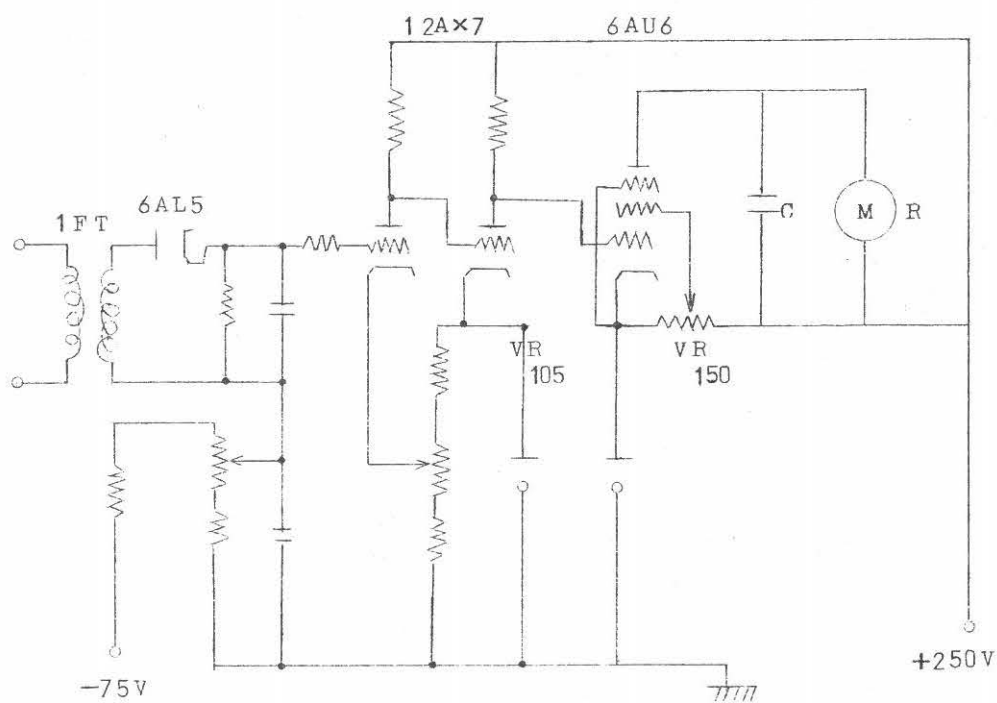


図 8.2 分布計の回路図

雑音包絡線が与えた電圧レベルを越える時間率の測定法は大別して、パルス法と積分法とに分れる。豊川で使った分布計は積分法に属する Sullivan 式の回路である。回路の概略は図 8.2 に示す。分布測定の際に行なう回路校正、参照レベルの設定など、他の処で述べられたことには準ずるので詳細はこれにゆづる。なお豊川での測定においては、観測期間中は毎日 1 回、回路校正および参照レベルの設定を行なって、測定精度を安定に保つように留意した。

空電積分電界強度測定回路はトップから中間周波出力回路、帰還形直線検波回路、圧縮回路、5m A の記録電流計から成る。これの主要特性は帰還形直線検波回路の特性に依存して決まり、これについては第 2 章で詳しく述べた通りである。なお測定に使用したこの回路に関して、検波出力電圧の検波器入力側への電圧帰還点の電圧は 2.0 V、電圧帰還比は 0.75、放電時定数は 80 秒である。

図 8.3 は分布計で得た時間率の記録例を示す。この記録は最大目盛 5m A の記録電流計で得られたもので、時刻の始めから 6 分間に中間周波減衰器の切換えによって 2 回参照レベルを変えた場合を示す。詳しく云えば、時刻の始めおよび 4 分目の各 1 分間は参照レベルの変更に伴う過渡時間、また、各参照レベルに対応した残りの各 2 分間は、雑音過程の統計性に対応した平衡時間と見なせる。このような平衡時間内のペン軌跡の平均は、雑音包絡線が与えた参照レベルを越える時間率と定義して良い。本文で述べる分布データは全て、このようなペン軌跡の平均の読取値に基づいて得たものである。

図 8.4 は空電積分電界強度の記録例を示す。これは分布の測定期間中連続的に測定し、空電雑音の大きさの一般的な指標とした。記録レベルの校正は正弦波の信号発生器で行なった。このような雑音レベルは普通数分間の平均で一時間の平均レベルを 2~3 dB の誤差範囲内で代表できる。この理由から、分布測定時間中の 6 分間の記録レベルの平均を空電積分電界強度の時刻値とした。

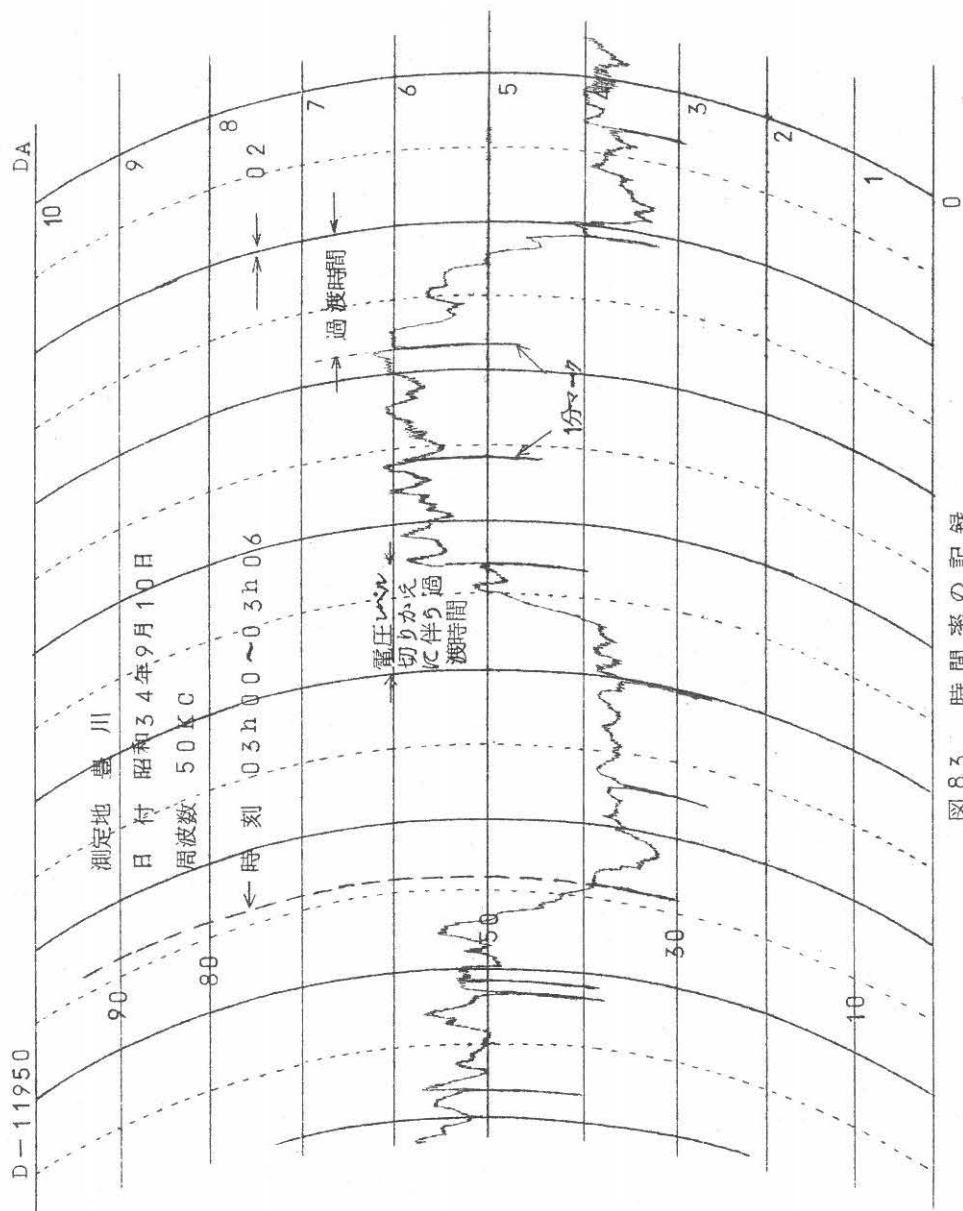


図 8.3 時間率の記録

KUWANO E. I. CO

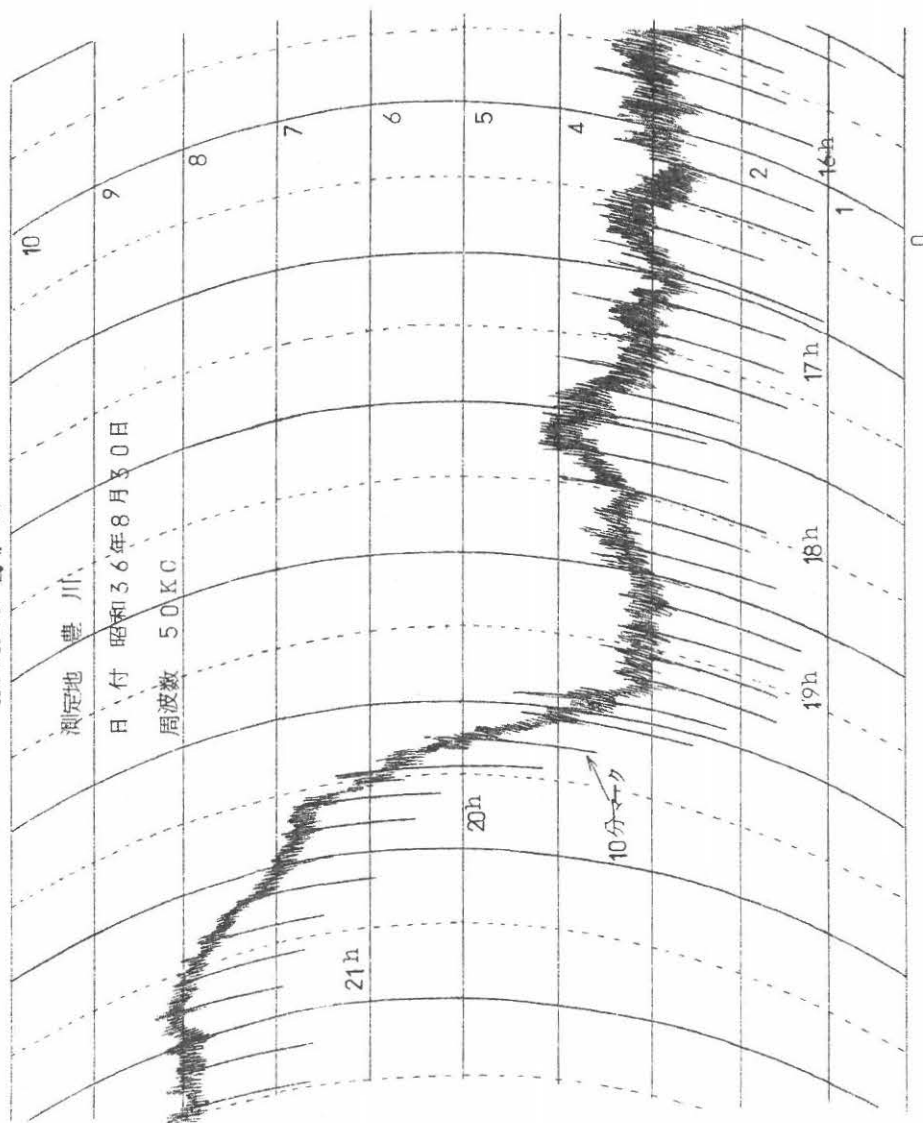


図 8.4 空電積分電界強度の記録

8.3. 雑音レベル

図8.5は周波数50 K Cおよび100 K Cで測定した空電積分電界強度の時刻変化を示す。ここで曲線は各月約10日間の各時刻値の中央値の時刻変化を示し、曲線の上方の各時刻に対応するプロットは時刻値のupper decile, 曲線の下方の各時刻に対するプロットは時刻値のlower decile をそれぞれ表わす。この図から一年の各月を通じ、両周波数に対する雑音レベル変動の傾向が相互に類似であり、夏高く冬低く、また、夏の月において午後と夜間の雑音レベルが局地雷活動の影響で接近する様子が明らかである。また、雑音レベルの最低は中央値で周波数50 K Cの場合約10 dB, 周波数100 K Cの場合約0 dBで、ともに一日のうちで雑音レベルの一ばん低い午前に起こる。また、各月に対する最大および最小雑音レベルの差は中央値で、周波数50 K Cの場合は14~22 dBの範囲内、周波数100 K Cの場合は20~25 dBの範囲内にそれぞれある。また、一年を通じて最大のupper decile と最小のlower decile の差は、周波数50 K Cの場合は約35 dB, 周波数100 K Cの場合は約40 dBである。

さて今考察している空電積分電界強度および空電雑音の振幅確率分布との間には密接な関連がある。これを図8.6に示す。ここで昭和35年3月における空電積分電界強度の10日間の測定結果に基づいて、各時刻値の中央値に対する時刻変化を示すとともに、同じ期間にわたり同じ時刻に測定した空電雑音の振幅確率分布データに基づいて、一連の時間率 $n\%$ に対し、各分布曲線から求まる電圧 V_n の中央値に対する時刻変化曲線を示す。示した諸曲線の比較から明らかなように、電圧 V_n の時刻変化は一般に空電積分電界強度の時刻変化に類似な傾向を示す。なお詳しく調べると、空電積分電界強度レベルは昼間において電圧 V_{20} にほぼ等しく、夜間においては電圧 V_{10} に近い値を示し、昼夜の境界の諸時刻において V_{10} および V_{20} の中間の値を示すことが分かる。

上述のように空電積分電界強度レベルが、昼間の高時間率側から夜間の低時間率側への対応電圧レベルの移行を生ずる理由の一つは、帰還形直線検波回路の電圧帰還点の電圧を、空電雑音が越える部分の空電雑音全体に対する相対量が、昼夜間の一般的な雑音レベルの変動に伴って増減するためであり、電圧帰還点の電圧効果と考えられる。

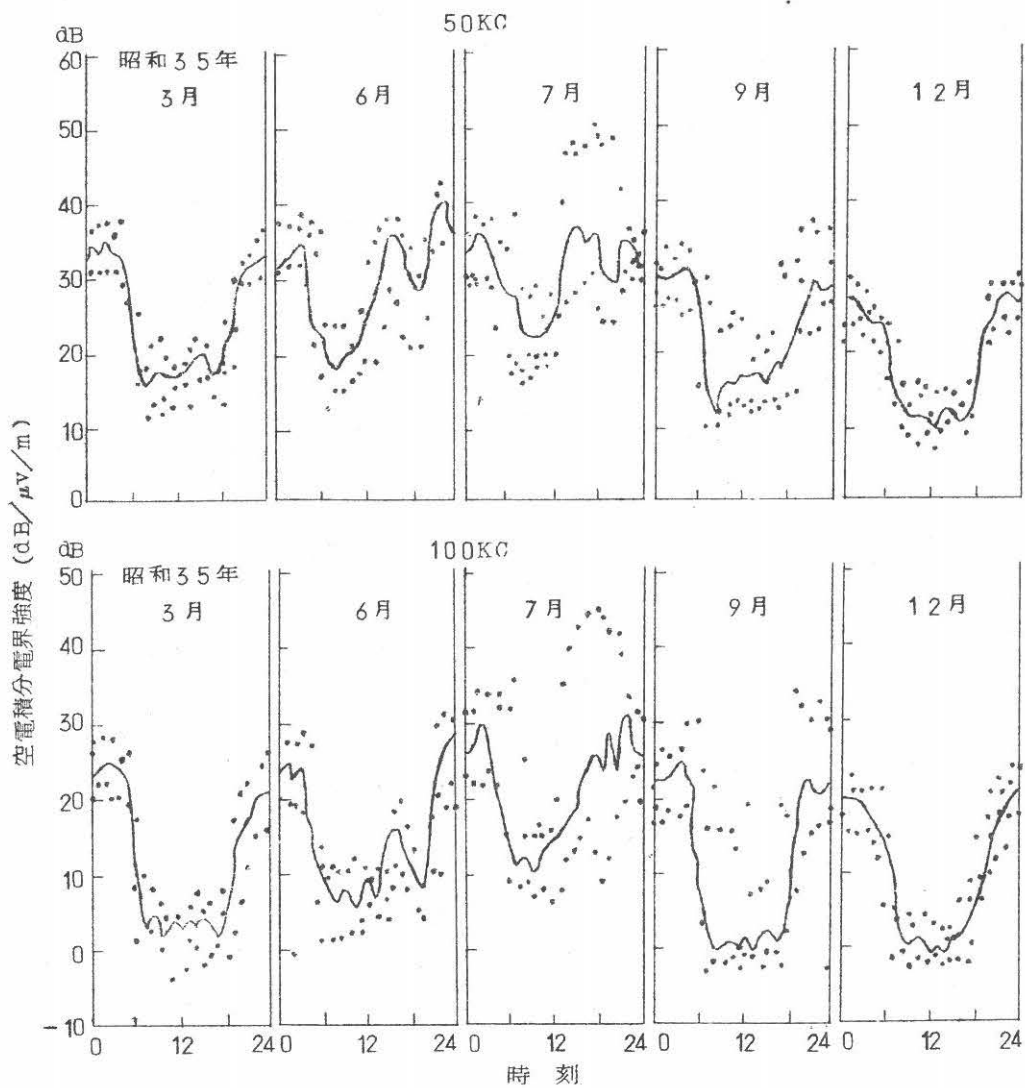


図 8.5 空電積分電界強度の時刻変化および
季節変化 (50KC, 100KC)

- 時刻値中央値
- 時刻値の upper decile
- 時刻値の lower decile

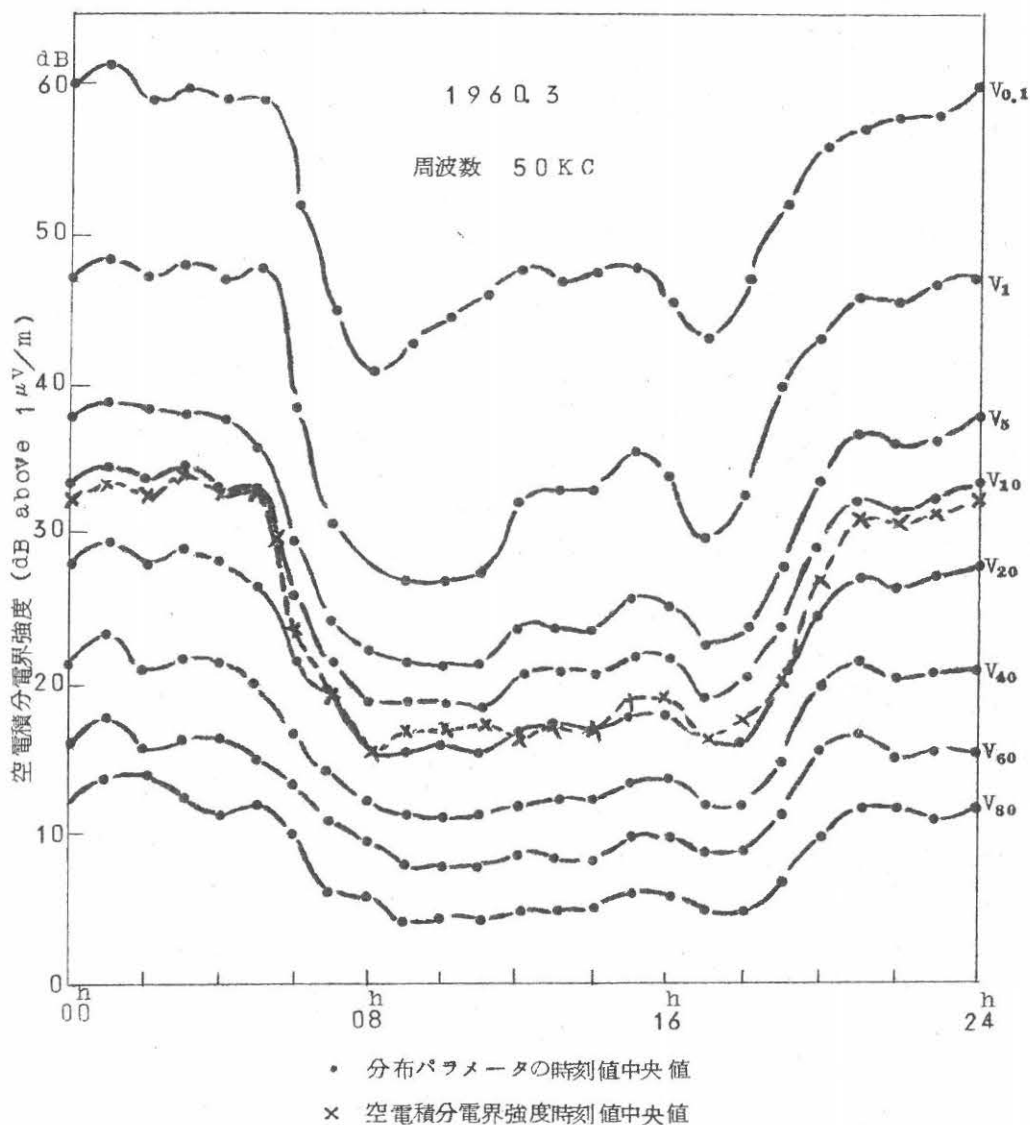


図 8.6 分布パラメータおよび空電積分電界強度の時刻変化

8.4. 空電雑音振幅確率分布の測定

8.4.1. 統計的に定常なデータ

空電雑音の振幅確率分布の測定の際にまず検討すべきは、測定分布は雑音過程に対して統計的に定常なデータであるか否かの問題である。さて空電雑音の性質は極めて複雑で、この測定および記述に対して統計的方法が最適と考えられる。しかし同時に空電雑音過程は非定常的

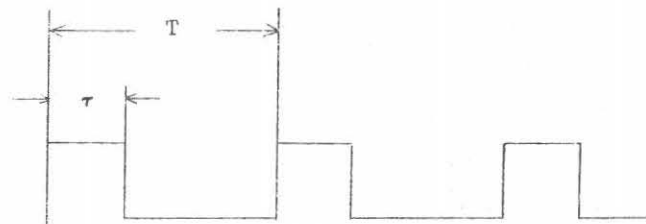
な過程であるから、熱雑音に対する統計的研究とは区別せねばならない。言いかえれば、空電雑音過程の統計的性質は時間とともに変化するので、測定精度は測定時間の長さに比例しない。

上述の事柄に関連して豊川では、測定時間を決める試験観測を行ない、一日の24時刻で測定した24分布（周波数50 K C）に対する時間率記録を調べた結果、次のような結論を得た。一連の参照レベルに対する5分間の時間率のペン軌跡の記録から、1分間および5分間に対する各ペン軌跡平均を求め、これらに基づいて2種類の分布曲線をグラフに描いた場合、測定時間の長さの相異は分布に実質的な変化を生じないことが分かった。なお空電雑音振幅の大きい dynamic range を考慮して、分布上小間隔の多数の測定点を求めることは望ましいので、各周波数に対する分布を測定するために分布計を2回継続使用すること、さらに各時刻において異なる2周波数に対する分布を同じ分布計で測定すること、などの測定上の諸要求と上述の試験観測結果を考慮し、通常2周波数（50 K C および 100 K C）に対する分布を毎時刻測定するに際し、1分布の測定所要時間を6分とし、この間に各分布計あたり2参照レベルに対する時間率を測定することにした。この方法で得た記録はまえに図8.3に示した通りである。

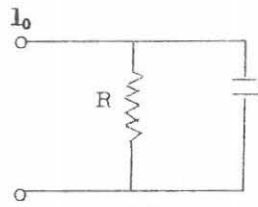
8.4.2. 分布計の応動特性

図8.2に示した分布計の動作は大約次の如くである。中間周波の雑音は6AL5を含む検波回路出力でピーク値検波され、此の段に与えた参照レベルを越えた包絡線部分のみ、12A \times 7の電圧増幅段で増幅される。最終段6AU6の入力格子に接続した12A \times 7の一方の陽極に生ずる電圧は、包絡線電圧が与えた参照レベルを越える場合は直流電源の一定電圧に保たれ6AU6の陽極に一定の電流が生ずるように、また、参照レベルを包絡線が越えない場合は、6AU6の陽極に電流が流れないように、6AU6の遮へい格子に接続した可変抵抗器が調整される。したがって参照レベルを越えた包絡線部分が存在し、かつその継続時間中だけ、一定振幅の陽極電流が6AU6の陽極負荷CRの時定数を充電する。ここでRは記録電流計の抵抗に等しい。

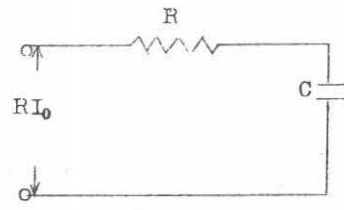
さて上述のような分布計の働きが理想化された場合の分布計の応動特性を解析する。簡単のため与えた参照レベルを越えた包絡線部分の時系列は周期的に同じ継続時間をもって起こると仮定する。図8.7の(a)はこの場合に6AU6の入力に現われる一定振幅の矩形波状電圧の周期波形である。また、図8.7の(b)は6AU6の陽極負荷CRに陽極電流が流れる場合の等価回路を示し、これの入力は図8.7の(a)と全く同じ形の電流波形となる。さらにこれの変換回路は図8.7の(c)で示し得る。ここでこの回路の入力は振幅が $R I_0$ の電圧波列で



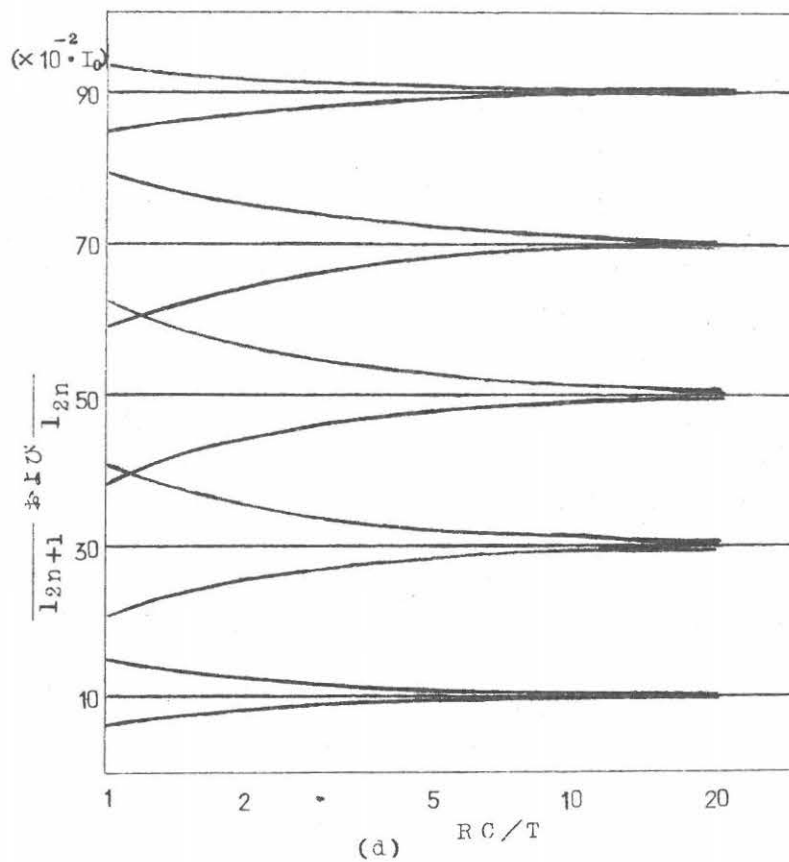
(a)



(b)



(c)



(a)

図 8.7 周期的矩形波状パルスに対する RC 回路のレスポンス

その形は上に述べた電流波形と同じである。なお I_0 は R に関連する記録電流計の最大目盛に等しい電流計である。今考察している電圧あるいは電流の周期波形に対し、周期を T 、幅を τ 、 $\tau = pT$ および $RC = 1/\alpha$ とすると、コンデンサ C の端子電圧は時間とともに次のように変化する。

$$t_0 = 0: \quad V_0 = 0$$

$$t_{2n} = nT \quad V_{2n} = I_0 R \{ (1 - e^{-\alpha t}) e^{-(n-1)\alpha T} + \dots \dots \dots$$

$$n = 1, 2, \dots \quad + (1 - e^{-\alpha \tau}) \} e^{-\alpha(T-\tau)} \quad (8.1)$$

$$t_{2n+1} = nT + \tau \quad V_{2n+1} = I_0 R \{ (1 - e^{-\alpha \tau}) e^{-n\alpha T} +$$

$$n = 1, 2, \dots \quad + (1 - e^{-\alpha \tau}) \} \quad (8.2)$$

$n \rightarrow \infty$ とすれば式 (8.1) および (8.2) は

$$\bar{V}_{2n} = I_0 R \frac{1 - e^{-\alpha \tau}}{1 - e^{-\alpha T}} \cdot e^{-\alpha(T-\tau)} \quad (8.3)$$

$$\bar{V}_{2n+1} = I_0 R \frac{1 - e^{-\alpha \tau}}{1 - e^{-\alpha T}} \quad (8.4)$$

となる。また、コンデンサ C の端子電圧が \bar{V}_{2n} および \bar{V}_{2n+1} のとき R を流れる電流はそれぞれ次式となる。

$$\bar{I}_{2n} = I_0 \frac{1 - e^{-\alpha \tau}}{1 - e^{-\alpha T}} e^{-\alpha(T-\tau)} \quad (8.5)$$

$$\bar{I}_{2n+1} = I_0 \frac{1 - e^{-\alpha \tau}}{1 - e^{-\alpha T}} \quad (8.6)$$

ここで \bar{I}_{2n} および \bar{I}_{2n+1} は定常状態における電流の最小および最大の値を示し、また、定常状態における電流波形の一サイクルの平均はいうまでもなく PI_0 である。

図 8.7 の (d) は一連の P の値に対し、 \bar{I}_{2n} および \bar{I}_{2n+1} の RC/T に対する関係を示す。図の曲線から明らかなように、与えた T の値に対して RC が増加するとともに、今考察している電流の最大および最小値が電流の平均へ収れんする。

上の解析からも分かるように、抵抗 R あるいは電流計を流れる電流の平均は、常に雑音包絡線が与えた参照レベルを越える諸部分の幅の毎秒あたり平均値を示す。実際の測定に用いた RC の時定数は 12 秒で、この際の分布計の応動は図 8.3 の記録の通りである。ここで数 10 秒続くパルスの群起あるいはパルスがないため、ペン軌跡が平均から大きく振れている。ペン軌跡の平均からの変位を常に小さく保つ目的には、時定数 RC の値を大きく選べば良い。しかし

同時に測定を開始してから回路の応動が平こうするまでの時間が長い。また、RCの時定数を小さく選べば、ペン軌跡の平均からの偏位はいっそう大きくなる。以上述べた事柄を考慮すれば、RC時定数の最適値は、ペン軌跡の平均が目視により正確に評価し得るように選ぶべきであり、むやみにペン軌跡の平均からの偏位を小さくする努力は意味がない。

8.4.3. log-normal 分布関数による分布表現

電圧の広い範囲にわたって与えた一連の電圧レベルを越える空電雑音包絡線の時間率を測定し、測定値を log-normal graph あるいは Rayleigh graph 上にプロットすると、これを結ぶ曲線で空電雑音の振幅確率分布を表わすことができる。ここで log-normal graph 上にプロットした測定点が全て、1つの直線上あるいは2つ以上の直線上にあれば、単一の log-normal 分布関数あるいは異なった標準偏差の数個の log-normal 分布の合成関数で、分布を近似的に表現できる。このような関数を用いて分布を表わそうとする試みは広く行なわれた。このような表現に関して、豊川における周波数 50 KC の空電雑音の分布データを詳細に検討した結果では、時間率の広い範囲にわたって単一の log-normal 分布関数の表現が適当と考えられる場合は少なく、少なく共 log-normal 分布の 2つ以上^(8.1)の合成関数の表現があてはまる場合が多い。しかし log-normal 分布関数による分布表現の物理学的説明は明らかでない。また、分布が単一の log-normal 分布関数で表わせる場合は、雑音包絡線の平均振幅および実効振幅の計算は、分布の標準偏差および雑音包絡線振幅が時間の 50% だけ越える振幅、これら 2 パラメータを含む簡単な式に帰する利点がある。他方、この種の関数の合成関数の場合は上述の利点を失う他に、測定分布を記述するためのパラメータの数は多くなり、一般に分布の記述としては複雑となり適当な表現とは考えられない。

さて分布の積分によって雑音包絡線の平均振幅および実効振幅を計算することは一般に面倒である。これに関して、分布は log-normal 分布の数個の合成関数で近似できる場合が多い。また、このような場合に対して上述のような計算は、付録に示したように、単一の log-normal 分布関数の場合に比べるといっそう複雑であるが、あらかじめグラフを作成して置くと比較的容易に行ないうる。これは分布を今考察しているような合成関数で近似的に表わすことの 1つの利点と考えられる。

8.5. 多数分布の統計的表現

8.5.1 平均振幅の項での分布表現

第7章において述べたような空電雑音の振幅確率分布の理論式および実験式の多くは、測定される単一の分布特性の理論的説明や適合に関連したもので、何らかの統計的な手続を経て求められた多数分布のある表現との間には、間接的にはともかく直接的な関連はない。

(1.10)
Harwood は長波帯周波数 (10 K C および 23 K C) での空電雑音の振幅確率分布の測定結果に基づき、分布全体の中央分布を求め、かつ全測定分布のある分数比が中央分布の周りに落ちる範囲を示した。このような測定結果全体を圧縮して表現することは、測定結果の完全な記述および応用上の便利さのゆえに望ましい。筆者も中波帯周波数 (50 K C) での空電雑音の振幅確率分布の 10 日間測定結果に基づいて、昼夜間を含めた測定分布に対し、上に述べた類似の表現を試みた。(2.1)
しかし一年の各季節における分布データを検討した結果では、中波帯周波数では昼間および夜間に分けて、測定分布の圧縮した表現を求める方がいっそう適当であると考えられる。中波帯周波数に対して直ぐ上に述べた方法を適当とする理由として、長波帯および中波帯周波数に対する雑音レベルの日変化特性の間に著しい相異が存在することである。すなわち長波帯周波数の場合は時刻変化特性が昼夜間で著しい差がなく、かつ雑音レベルが高い。他方、中波帯周波数の場合は時刻変化特性は昼夜間著しい差があり、かつ雑音レベルは低い。時刻変化特性および雑音レベルに関しての長波帯および中波帯周波数での間の相異は、長波帯周波数での分布表現が昼間と夜間と別々に行なわれないう理由であると考えられる。同時に上に述べたように中波帯周波数での分布表現に対して、昼間と夜間と区別するを適当と考える理由である。

図 8.8 の (a) および (b) は昼間および夜間の各測定分布 (昭和 33 年 12 月) に基づいて、分布から求まる時間率 5% に対する電圧 V_5 および分布の積分から求めた平均振幅 \bar{V} の間の関係をプロットしたもので、原点を通る 3 つの直線は、プロット全体に関する V_5 / \bar{V} の中央値、大小の順に 1/8 ずつ除いた後の V_5 / \bar{V} の最大値および最小値をそれぞれ傾斜とする。ここで昼間および夜間の各プロット別に考えた場合の V_5 および \bar{V} の間の相関は、図 8.8 の (a) および (b) から分かるように、もし昼夜間のプロット全体を含めた場合の V_5 および \bar{V} の間の相関に比べると、関係はいっそう密接でほぼ直線的である。

図 8.9 は昼間時の測定分布 (昭和 33 年 9 月) に基づいて、一連の時間率 n ($n = 0.8, 0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0.1, 0.01, 0.001$) に対して求めた V_n および平均振幅 \bar{V} の間の関係から、各時間率値に対し図 8.8 の (a) に示したような 3 直線の傾斜値を求め、

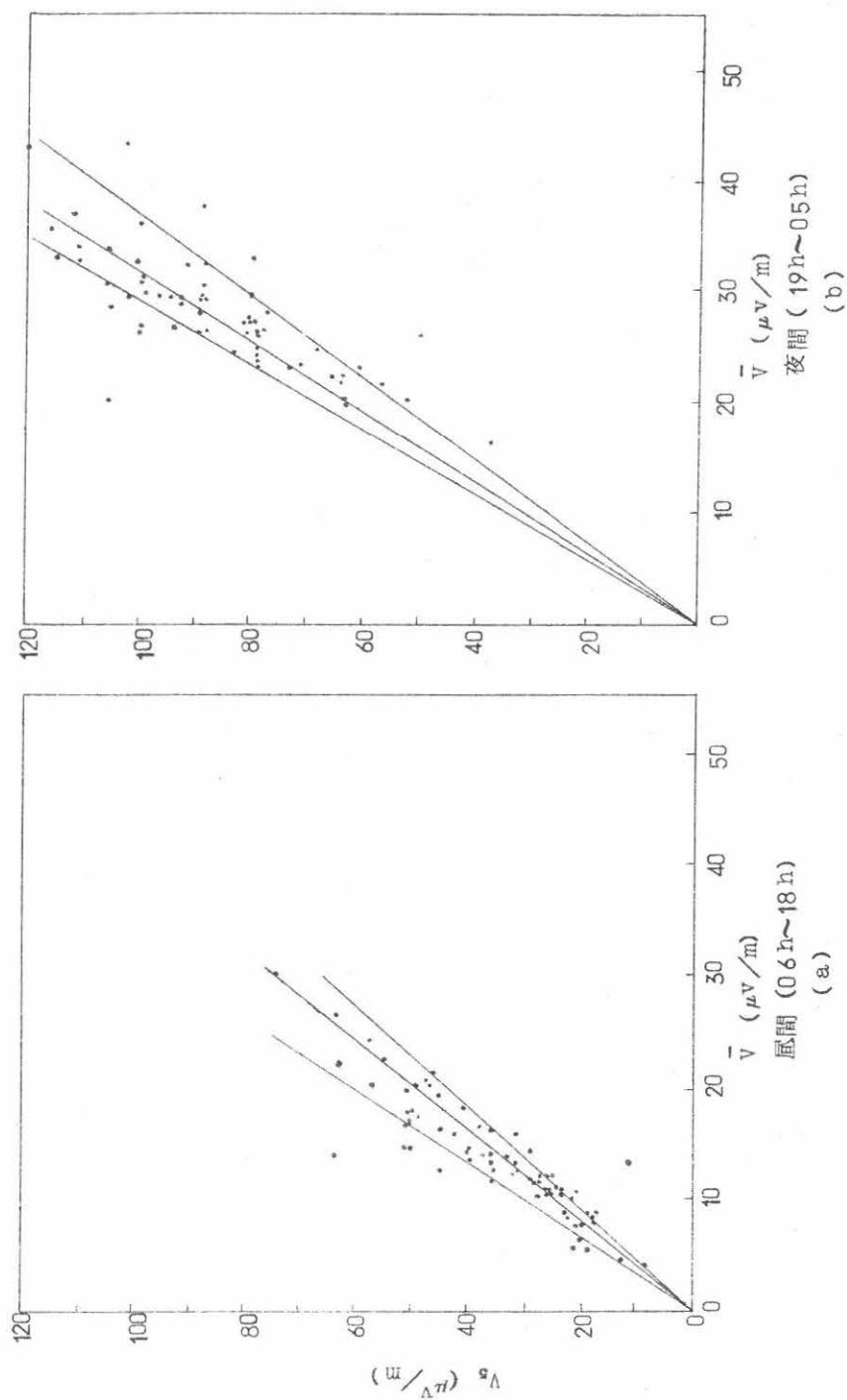


図 8.8 分布パラメータ V_s と平均振幅 \bar{V} の関係 (周波数 50 KC)

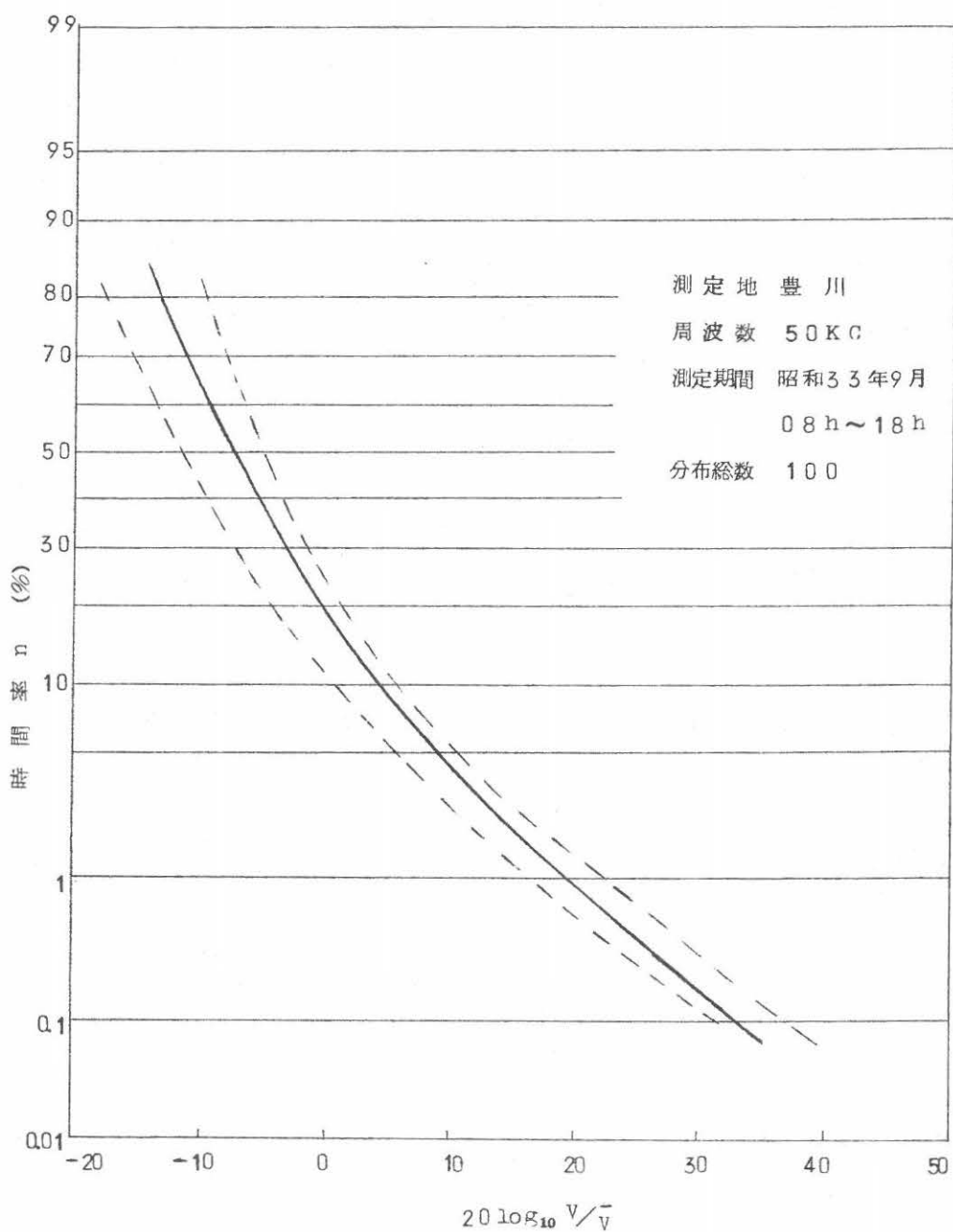


図 8.9 平均振幅の項での中央分布曲線およびその
 周りの分布変動 — 対数正規確率紙

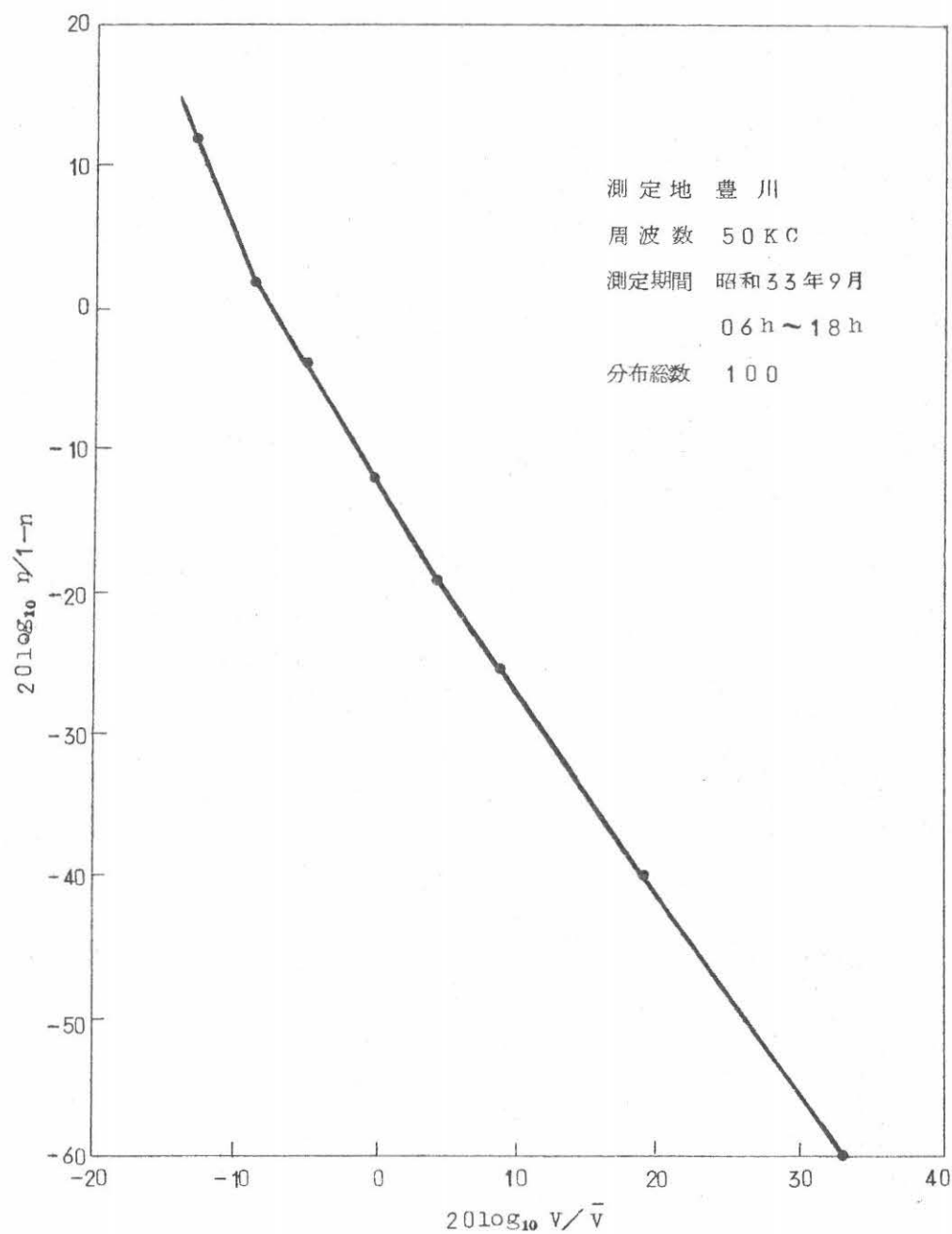


図 8.10 平均振幅の項での中央分布

各傾斜値を時間率に対して正規確率紙上にプロットし、これを結んだ曲線を示したものである。ここで横軸は3直線の傾斜値、言いかえると v_n/\bar{v} の中央値および8分値を表わし、縦軸は時間率を表わす。ここで中央の実曲線は昼間時における全測定分布の中央分布を表わし、これの周りの点曲線により囲まれた面積は、全測定分布の3/4がはいる変域を示す。

図8.10は上に述べたような v_n/\bar{v} の中央値および時間率 n の間の関係を別の座標系に關して示したもので、縦座標は $n/(1-n)$ の対数を、横軸は v_n/\bar{v} の対数をそれぞれ表わす。また、プロットは v_n/\bar{v} の中央値および時間率 n の関係を分布データから求めた点を示す。この図から分かるように、約60%から0.1までの時間率範囲内ではプロットは直線的にらび、かつ80%に対するプロットを含めると非直線的となる。中波帯周波数に対する上述のような性質は既に、長波帯周波数で知られた性質によく一致する。プロットの直線的部分に限れば、分布は次のように表わせる。

$$n = [1 + (a v / \bar{v})^r]^{-1} \quad (8.7)$$

ここで上式に現われるパラメータ a および r は、直線の傾斜および直線の横軸方向へ沿うた位置により決まる定数であり、長波帯周波数の場合に知っているように、 a は一般に2とはなら(1.10)ない。今考察している場合は、 r および a はそれぞれ2.5および1.5である。

さて上に述べたような方法にしたがい、おのおの約10日間にわたる観測諸期間(昭和33年6月、9月、12月、昭和35年3月)において周波数50KCに対して得た測定分布に基づき、各観測期間の昼間および夜間別に中央分布およびその周りの分布変化の大きさを求めた。すなわち前に述べたと同じ一連の時間率 n に対する v_n/\bar{v} の中央値を求め、これに対して式(8.7)の適合を最小自乗法により調べ、パラメータ r 、 a および不偏分散を求めた。その結果を表8.1に示す。

表 8.1 パラメータ a 、 r および不偏分散 (周波数50KC)

年・月	昼 間 (0.8h~1.8h)			夜 間 (1.9h~2.4h)		
	不偏分散dB	a	r	不偏分散dB	a	r
35・3	0.67	1.9	1.7	0.91	2.6	1.4
33・6	0.57	2.8	1.4	0.50	2.8	1.4
33・9	0.37	2.5	1.5	0.98	2.5	1.5
33・12	0.71	1.8	1.8	0.33	2.2	1.5

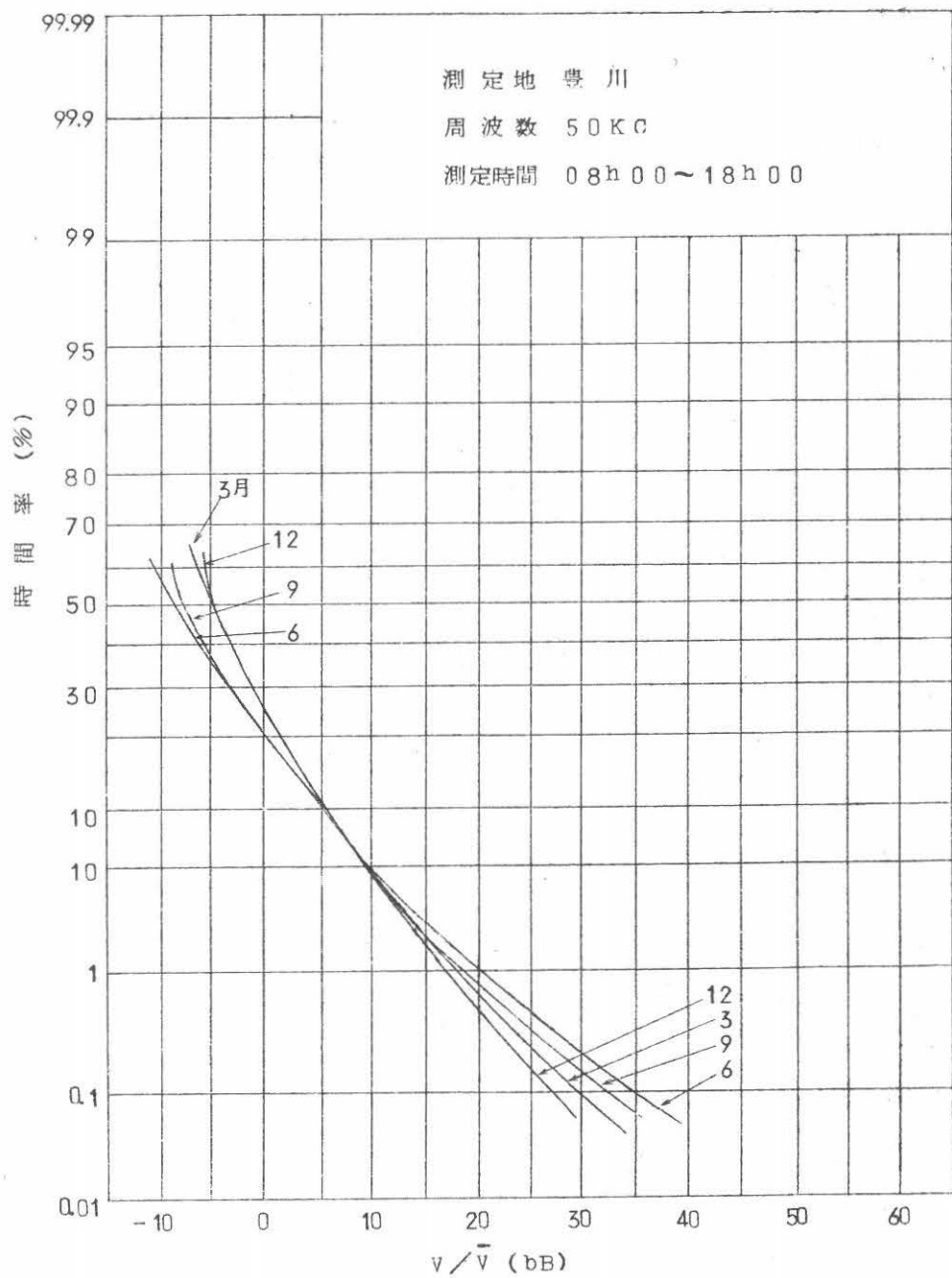


図 8.11 (a) 中央分布の季節変化 (昼間) — 対数正規確率紙

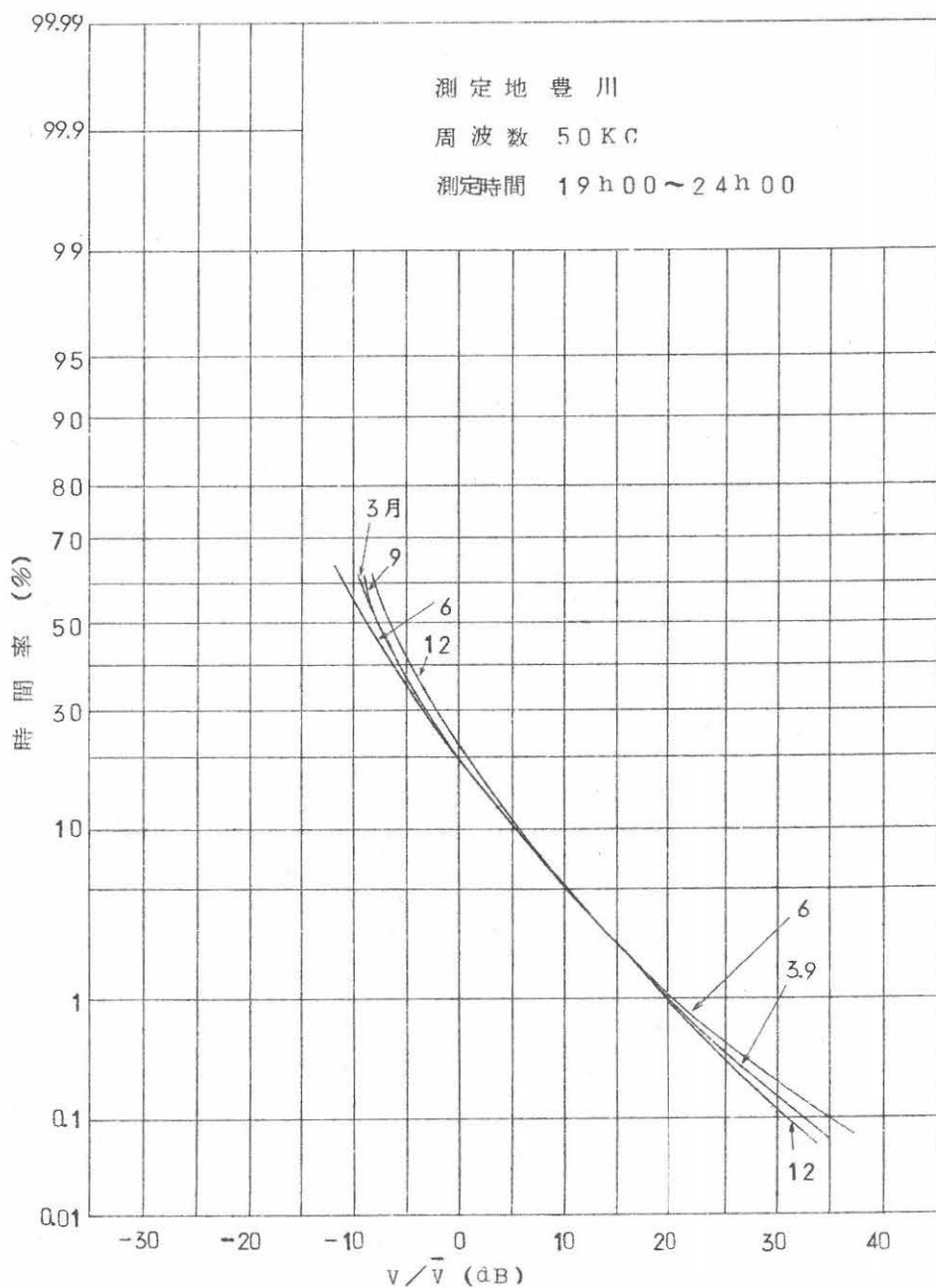


図 8.11 (b) 中央分布の季節変化 (夜間) — 対数正規確率紙

表 8.1 に示すように、不偏分散は観測月および昼夜の別に対して全て 1 dB 以内であり、図 8.10 に関してプロットの直線性の良いことが分かる。言うまでもなくここでは時間率 80 % に対するプロットは除外されている。また、これによって式 (8.7) による中央分布の表現は、今考察している周波数に対して季節および昼夜間に無関係に適当であると考えられる。

図 8.11 (a) および (b) は最小自乗法で求めた各観測月の中央分布曲線を昼間および夜間にまとめてそれぞれ示したものである。これらの図から夜間の中央分布の性質は観測月の影響が小さいこと、昼間の中央分布の性質は観測月の影響を受け、とくに 12 月の場合は他の月に比べ大きく変化することなどが分かる。

8.5.2. V_n/V_s の時刻変化および年変化

つぎに分布パラメータ V_n を一定の時間率に対する分布パラメータ、例えば V_s の電圧単位で表わすなら、長期間にわたって得た極めて多数の分布データを圧縮して表現できる便利がある。これを前に述べたような平均振幅の電圧単位で分布パラメータ V_n を表わすのに比べると、分布から平均振幅を計算する必要がない。また、分布の測定した時間率範囲が、平均振幅の計算の目的に対して不十分であるような場合でも有用な情報が求まる。計算に伴う誤差はいらない。などの利点がある。このような利点は、扱かう分布データの量の極めて多い場合はとくに有利である。しかしこのような電圧単位は一般に、平均振幅のように明確に定義できるパラメータではないという欠点がある。

さて周波数 50 Kc の場合は、電圧 V_s の大きさは、前に述べた中央分布の誘導の際に求めた V_s/\bar{V} の値から評価できる。表 8.2 はこのような V_s/\bar{V} の中央値およびその周りの 8 分値を示す。この表から分かるように、 V_s/\bar{V} の中央値は 12 月を除く諸月の間でかなり一定の値を示し、全体の月に対する平均は 8.7 ± 1 dB (昼間) および 10.2 ± 1 dB (夜間) の範囲内にある。また、Clark の測定結果によれば、実効振幅に対する時間率の平均は、周波数 24 Kc および 100 Kc (帯域幅 370 C) の場合にそれぞれ 5% および 9% である。

表 8.2 V_s/\bar{V} の中央値、上方および下方 8 分値

昼 夜	V_s/\bar{V} dB	3 月	6 月	9 月	12 月
昼 間	中央値	8.3	9.5	9.9	7.7
	8 分値	9.9	11.5	11.3	9.6
夜 間	中央値	10.2	10.0	10.6	9.9
	8 分値	11.3	11.6	7.2	11.1
		8.9	7.8	6.6	8.3

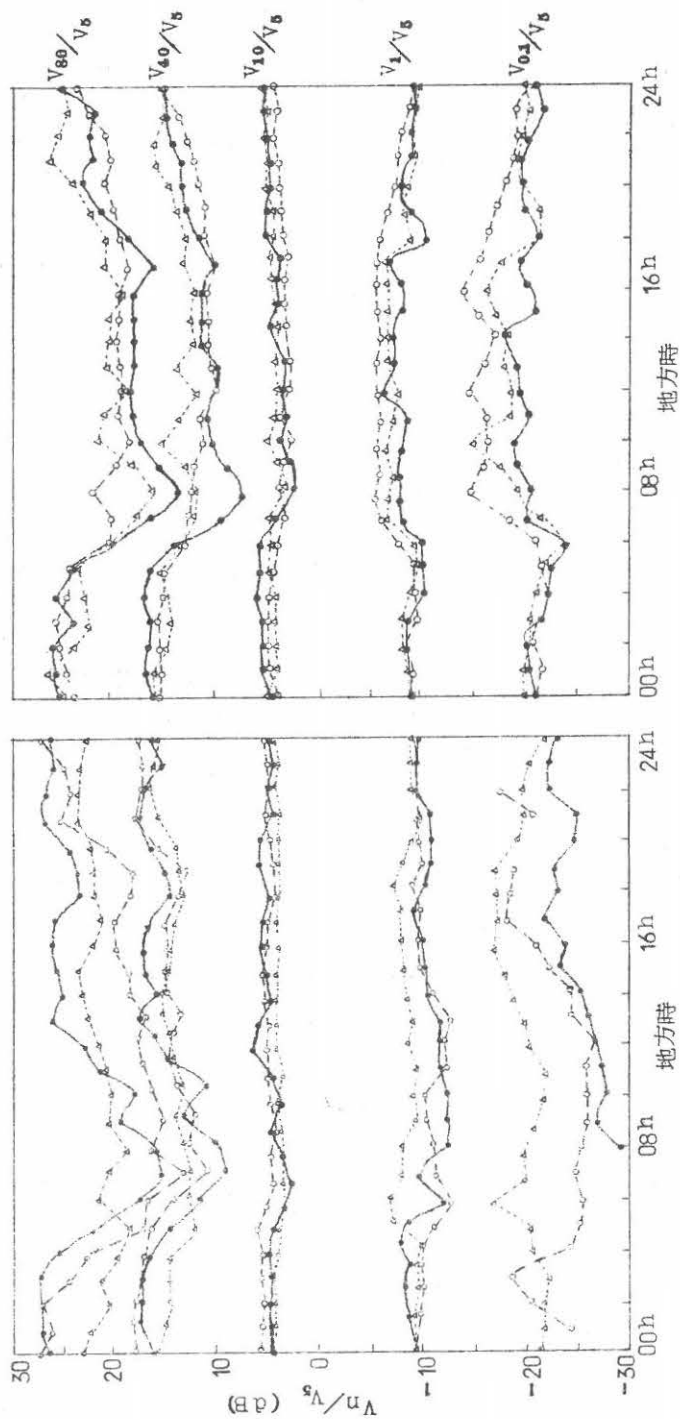


図 8.12 (a) V_n/V_s の時刻および年変化 (12月)

図 8.12 (b) V_n/V_s の時刻および年変化 (6月)

●—1958 ○---1959 △.....1960

●—1958 ○---1959 △.....1960

さらに同じ著者の示した実効振幅対平均振幅比の中央値に対する時刻変化および季節変化曲線によれば、この比は一日全体を通じて $10 \pm 2 \text{ dB}$ (24 KC) および $6 \pm 2 \text{ dB}$ の範囲内にあると推定される。これをさきに示した V_g / \bar{V} の周波数 50 KC に対する値と比べると、帯域幅効果が大きくないなら、電圧 V_g は実効振幅に十分に近い大きさである。

以下に述べる分布データの解析においては、上に述べたような分布パラメータ V_g を電圧単位にとり、これで表わした分布パラメータ V_n の時刻変化、季節変化および年変化について述べ、また、数個年にわたる観測期間に対し、昼間および夜間の測定分布の中央分布ならびに分布の変域について述べる。

表 8.3 分布の測定データ

年	月 (測定日数)	50 KC (測定分布総数)	100 KC (測定分布総数)
昭和33	6 (15~24)	N 100	N 99
		D 124	D 89
	9 (13~22)	N 114	N 114
		D 113	D 110
	12 (14~21)	N 89	N 87
		D 89	D
34	3 (17~26)	N 100	N 106
		D 124	D 86
	9 (18~27)	N 98	N 103
		D 101	D 108
	12 (20~26)	N 119	N 83
		D 110	D 73
35	3 (15~24)	N 110	N 110
		D 124	D 122
	6 (15~24)	N 108	N 112
		D 113	D 115
	12 (13~23)	N 107	N 106
		D 110	D 108
36	3 (16~25)	N 53	N 61
		D	D
	6 (13~22)	N 120	N 115
		D 116	D 110
37	9 (19~28)	N 116	N 106
		D 105	D 77

表 8.4 パラメータ a , r および不偏分散
(分布パラメータ V_g の電圧単位)

月	年	周波数 KC	昼 間 (06 h ~ 18 h)			夜 間 (19 h ~ 05 h)		
			不偏分散 d/b	a	r	不偏分散 d/b	a	r
3	34	50				2.0	4.2	1.9
	35		1.2	4.8	1.7	0.73	8.2	1.5
	36					2.9	7.5	1.5
	34	100	1.1	4.9	1.8	0.9	4.8	1.7
	35		2.2	4.7	1.8	1.3	8.1	1.5
	36							
6	33	50	0.75	7.3	1.4	0.29	9.0	1.4
	35		0.35	6.3	1.7	0.88	7.2	1.6
	36		1.3	6.1	1.6	1.6	9.1	1.4
	33	100	1.04	5.4	1.6	1.2	7.9	1.5
	35		0.24	5.5	1.7	1.6	7.7	1.6
	36		4.7	3.9	1.8	1.4	8.9	1.4
9	33	50	0.16	6.5	1.7	0.38	8.2	1.4
	34		0.58	6.2	1.5	2.4	9.6	1.4
	37		0.55	4.1	2.1	1.2	7.6	1.5
	33	100	1.5	7.3	1.8	0.59	8.1	1.5
	34		5.7	4.3	1.6	2.2	9.7	1.4
	37					1.0	6.8	1.6
12	33	50	0.67	4.3	1.9	0.48	7.2	1.5
	34		0.60	4.6	2.0	0.75	6.5	1.7
	35		0.88	7.3	1.6	0.95	7.4	1.6
	33	100				0.38	6.4	1.6
	34		1.1	4.0	2.1	1.2	6.4	1.7
	35		1.3	3.2	2.2	1.3	7.7	1.6

8. 5. 3. V_n/V_s の時刻一、季節一、年一変化

図 8.12 (a) は分布パラメータ V_s を単位電圧にとった場合の分布パラメータ V_n ($n=0.8, 0.4, 0.1, 0.05, 0.01$) に対する時刻変化および年変化を示す。ここで変化は 12 月の 3 個年の観測結果に基づき、各年の観測期間 10 日間に得た全測定分布の解析から求めた。時間率 n の各値に対して示す曲線は、おのおの異なる年の観測期間に得た分布データから求めた、 V_n/V_s の時刻値の中央値に対する時刻変化を示す。また、図 8.12 (b) は上に述べた類似なパラメータの 6 月に対する時刻変化および年変化を示す。

上に示した 2 図の諸曲線から分かるように、12 月に対する時刻変化曲線は各時間率に対し、年が変わってもかなり定常であり、 V_n/V_s の中央値の年変化は夜間において 2~3 dB 以下であり、昼間においては最大で 6~7 dB である。

6 月においては 12 月に比べると、 V_n/V_s の年変化は昼間、夜間ともにいっそう大きく、最大の年変化は夜間において 5~7 dB、昼間において 8~9 dB で、かつこのような大きい変化は主に時間率 80% および 0.1% に対して起こる。

なお 3 月および 9 月に対する数個年の分布データに基づき、 V_n/V_s の時刻変化および年変化を調べた結果によれば、その性質は 6 月および 12 月の中間的なものであり、どちらかと言えば 6 月に近いものである。

8. 5. 4. 電圧 V_s の項での中央分布

電圧 V_s を電圧単位にとり、各年各季節の観測期間の昼間および夜間の測定分布に対して求めた中央分布に、最小自乗法による式 (8.7) の当てはめを行なった結果を表 8.3 および表 8.4 に示す。ただし式 (8.7) の \bar{V} は V_s に置き換えられる。パラメータ a , r および不偏分散を示す表 8.4 から分かるように、不偏分散は中央分布全体のうち約 1/7 に対して 2 dB 以上であり、約 6/7 に対して 1.6 dB 以下である。したがって式 (8.7) は電圧 V_s の項での中央分布に対する表現として、満足でない場合を含むけれども、多くの場合は十分に適当なものとする。なお式 (8.7) の表現の適当性について上に述べた事柄は、周波数 50 K C および 100 K C の両方の場合に成り立つ。

図 8.13 は電圧 V_s の項で求めた中央分布の周りに分布の 3/4 が落ちる変域の、一連の時間率の値に対する上限および下限の中央値からの大きさを観測月に対して示し、その季節変化および年変化を明らかにしたものである。示したのは周波数 50 K C の夜間の分布に関する。なお周波数 50 K C の昼間および周波数 100 K C の昼間および夜間に対し、今考察している

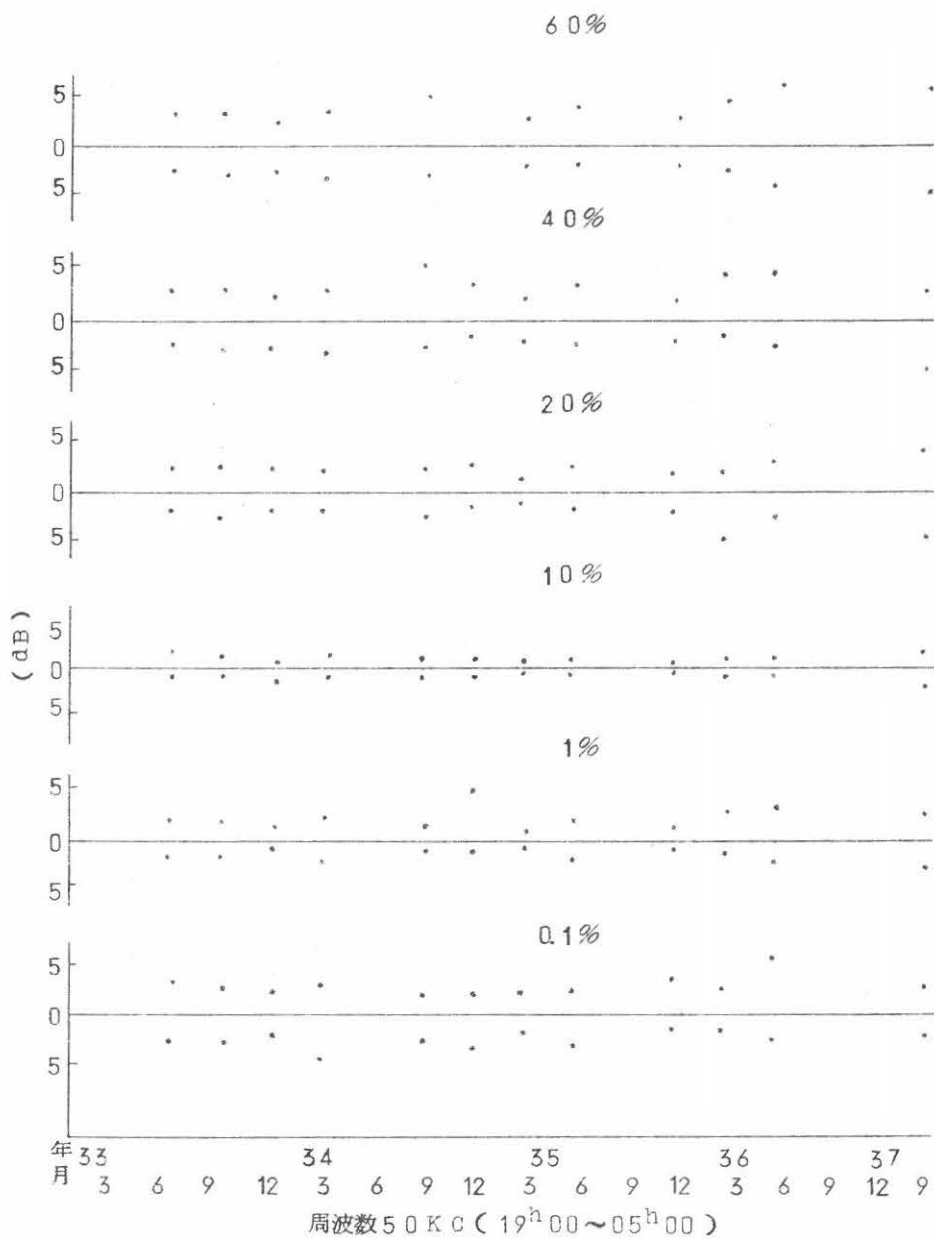


図 8.13 中央分布の周りの分布変動範囲の季節変化
および年変化 (夜間時)

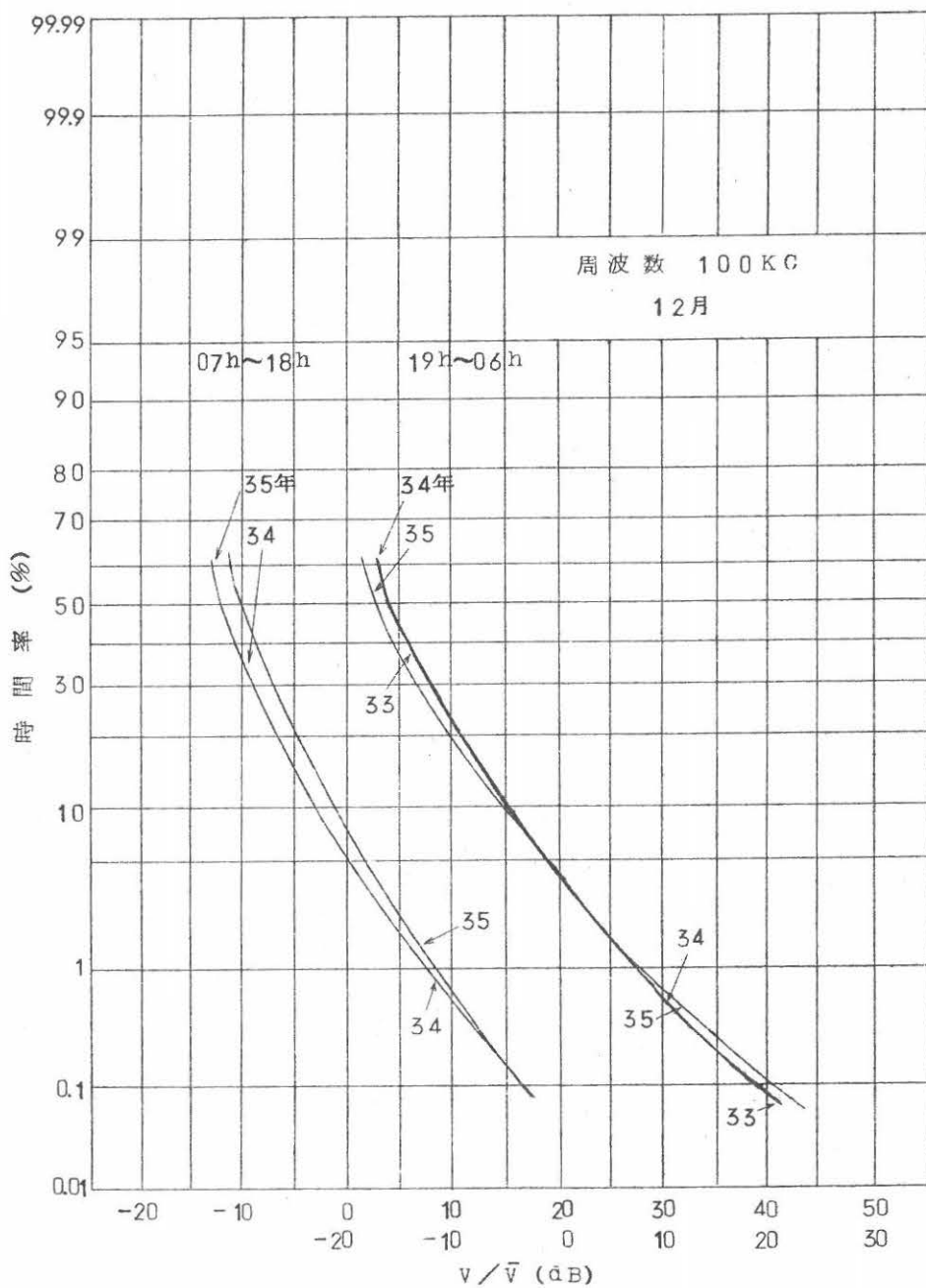


図 8.14 (b) 中央分布の年変化 (12月の昼間, 夜間, 周波数 100 KC)

— 対数正規確率紙

と同じパラメータの大きさ、この季節変化および年変化を調べた結果は、図 8.13 に示したものに概ね類似するものであった。

図 8.14 の (a) および (b) は、周波数 50 K C (9 月) および 100 K C (12 月) の昼間および夜間に対する 3 個年の中央分布曲線を示す。各分布は最小自乗法で求めた計算曲線を示す。示した曲線に対する不偏分散は周波数 50 K C の場合は最大で 2.3 d B で残りは 1 d B 以下である。また、周波数 100 K C の場合は全て 1.6 d B 以下である。各グループの曲線の比較から分かるように、9 月の夜間 (周波数 50 K C) および 12 月の昼間および夜間 (周波数 100 K C) において、中央分布の年変化は小さい。しかし 9 月の昼間においては、3 個年の中央分布曲線のうち一つだけ他の年の中央分布と著しく相異しており、時間率 60% から 0.1% までの電圧 dynamic range の大きさを比べると約 10 d B の差がある。なお周波数 50 K C (3 月, 6 月, 12 月) および周波数 100 K C (3 月, 6 月, 12 月) の昼間および夜間に対し、それぞれ 2~3 個年の中央分布を比べた結果では、各グループの中央分布曲線の間で、時間率の任意の値 (60%~0.1% の範囲内) に対する、電圧に關し 2~3 d B 以内で適合する場合が多く、最も大きい分布特性の変化を生じた場合は、時間率 60% から 0.1% までの電圧の dynamic range の大きさに 5~7 d B の変化があった。

8.6. 分布の周波数特性

昭和 34 年 8 月中の約 1 週間 (測定時刻 10 h, 12 h, 14 h, 16 h) にわたって、中波帯の数個の周波数 (50 K C, 100 K C, 200 K C, 400 K C, 500 K C) に対する分布測定を行なって総数約 130 分布を得た。各周波数に対する分布は測定時刻に始まる 40~50 分の間に、順次に測定したもので、多くの場合は空電雑音状態は 1 サイクルの測定時間中に著しい変化がなかったと考えられ、したがって同一時刻の各周波数に対する測定分布はほぼ同一の空電雑音状態に対応したと考えられる。また、上記の測定期間は局地雷の活発な日およびこれの静穏な日を含み、したがって測定分布は各周波数に対し最も変化的な空電雑音状態を反映したと考えられる。

さて各周波数に対する測定分布から分布パラメータ V_{70} を読み、この電圧の単位で表わした分布全体の中央分布および全分布数の 3/4 が中央分布の周りに落ちる境界を求めた。図 8.15 は周波数 400 K C に対する中央分布および境界の曲線を示す。また、R を付した曲線はレーレ分布を表わす。プロットは各測定分布の分布パラメータ V_{70} の単位電圧で示した測定値である。ここでプロットは非常に分散的であるのは、まえに述べたように、局地雷の活発な時刻お

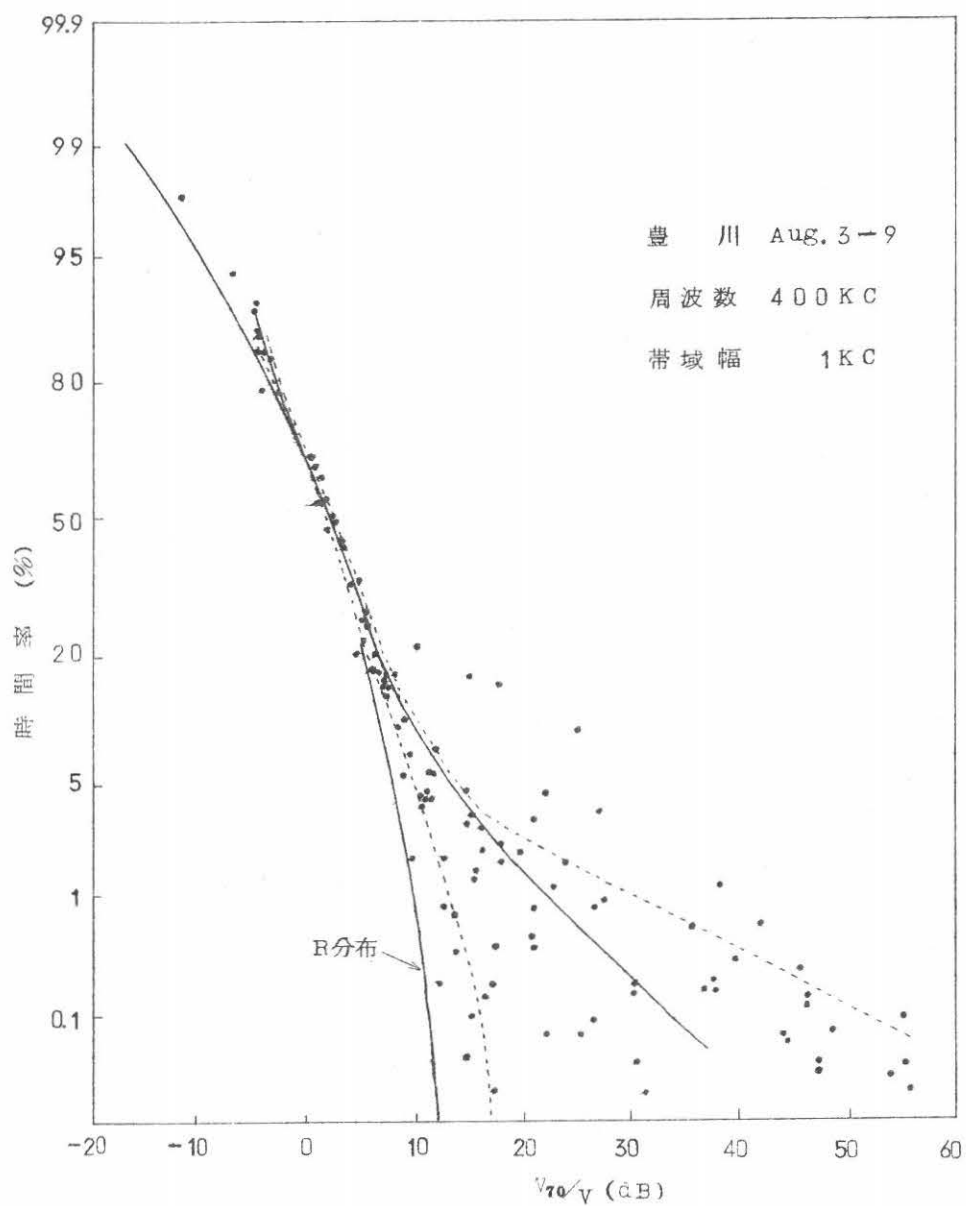


図 8.15 分布パラメータ V_{70} の電圧単位の場合の時間率 (測定) の scatter plots — 対数正規確率紙

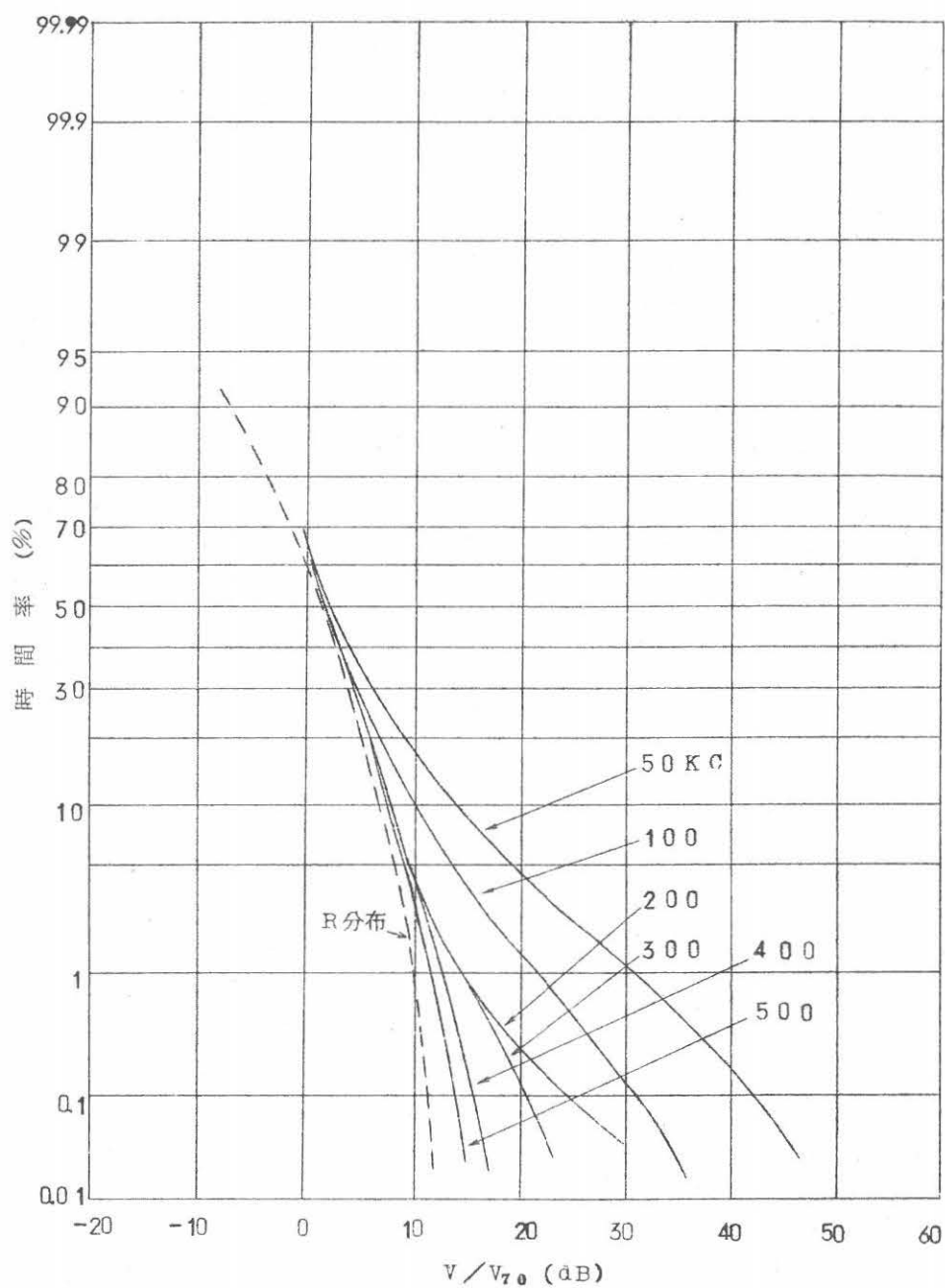


図 8.16 (a) 雑音レベルが低いときの分布の周波数変化 — 対数正規確率紙

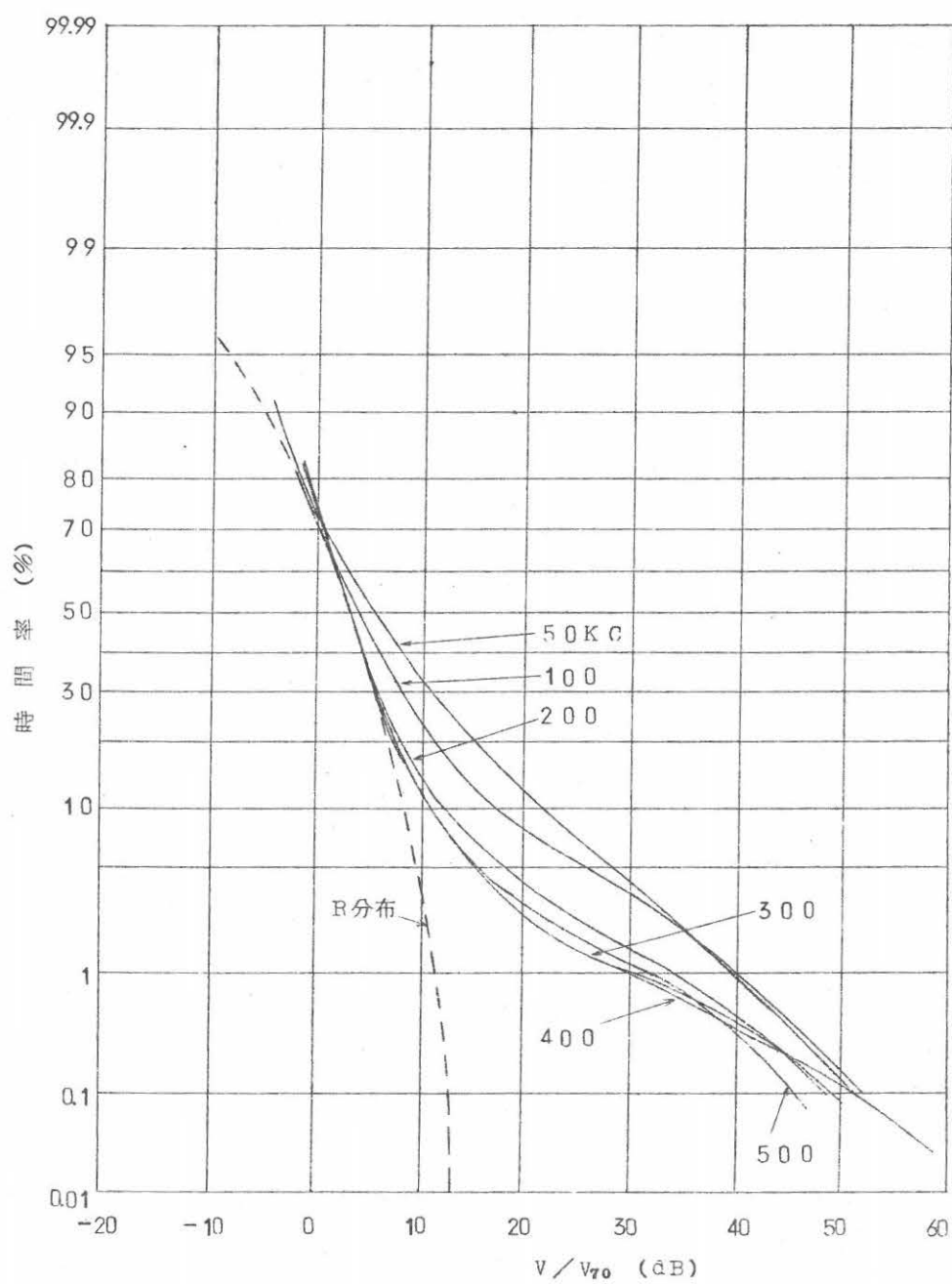


図 8.16 (b) 雑音レベルが高いときの分布の周波数変動 — 対数正規確率紙

よびこれが静穏で遠距離の空電源が主に雑音電界に寄与した時刻の、種々な特性の測定分布全体が図 8.16 に示されるからである。さて図 8.15 の中央分布の左右の境界曲線は、上述のような高雑音レベルおよび低雑音レベルにおける分布特性の大雑っぱな表現と見做せる。図 8.16 の (a) および (b) は各周波数に対する左および右の境界曲線をそれぞれ表わす。ここで図 8.16 の (a) は空電源が遠距離にある場合の分布の周波数特性を、また、図 8.16 の (b) は局地雷が活発なときの分布の周波数特性を、それぞれ表わしたものと考え得る。またレベル分布曲線および各周波数に対する曲線の比較から、熱雑音的性質、周波数、時間率および雑音レベルの間の関係がほぼ理解できる。

8.7. 結 言

以上本文では、空電積分電界強度および振幅確率分布の測定一般について述べるとともに

1. 周波数 50 KC および 100 KC に対する空電積分電界強度の時刻変化および季節変化について述べ、また、振幅確率分布から求めた一連の分布パラメータの時刻変化および空電積分電界強度の時刻変化の間に密接な関連のあることを述べた。
2. 数個の \log -normal 分布の合成関数による振幅確率分布の近似表現について述べ、かつこのような表現の当てはまる分布に対し、平均振幅および実効振幅の計算式を求めた。
3. 3~4 個年にわたり各季節約 10 日間の観測期間に得た非常に多数の分布データを圧縮した形で表現するために、各観測期間の昼間および夜間の測定分布に対する中央分布および全分布数の $3/4$ がその周りに落ちる変域の大きさを求めた。中央分布に対する電圧単位は、分布から求まる平均振幅あるいは分布パラメータ V_5 (周波数 50 KC, 帯域幅 1KC の場合、 V_5 は実効振幅に十分に近い値であると推定される) をとった。ここで中央分布に対する式は、長波帯周波数での類似の中央分布の表現に用いられた同じ関数が用いられ、これは中波帯周波数 (50 KC および 100 KC) での上述のような中央分布に対し、最小自乗法による当てはめを行ない、適合は少数の場合を除いてほぼ満足なものであることが分かった。
4. 一連の分布パラメータ V_n を V_5 の単位電圧で表わし、 V_n/V_5 の各年、各季節の時刻変化 (V_n/V_5 の時刻値の中央値の項による) を調べ、同じ時刻に対する V_n/V_5 の中央値の年変化は、昼間で最大 8~9 dB, 夜間で最大 6~7 dB 以下であり、一日の全時刻を通じての比較では、年変化は 12 月に最小、6 月に最大、そうして 3 月および 9

月は12月および6月の中間の大きさであることが分かった。

5. 中央分布の項で各季節の分布特性の年変化を調べた結果では、時間率60%から0.1までの電圧の dynamic range の大きさを最大10 dB の変化が生ずる場合もあったが、多くの場合は2~3 dB以内の変化であり、各季節の昼間および夜間の分布特性はかなり安定した傾向をもつことが分かった（電圧 V_5 の項での中央分布から）。
6. 分布の $3/4$ が中央分布の周りに落ちる変動の大きさの季節変化および年変化を調べた結果では、一年を通じ、また数個年にわたって、その大きさに著るしい変化はないことが分かった。
7. 中波帯の諸周波数（50 KC, 100 KC, 200 KC, 300 KC, 400 KC, 500 KC）に対する振幅確率分布のデータに基づいて、局地雷が雑音電界に大きく寄与するときには、各周波数に対する分布は全て、レーレ分布から著るしくかたより、衝撃雑音が卓越する性質を示し、他方局地雷のない主に遠距離の空電源の影響の大きいときは、中波帯の下側の周波数（50 KC, 100 KC）に対して、分布は衝撃雑音がなお卓越する性質を示すが、中波帯のその他の周波数に対して、分布は熱雑音に近い性質を示す、ことなどが明らかになった。

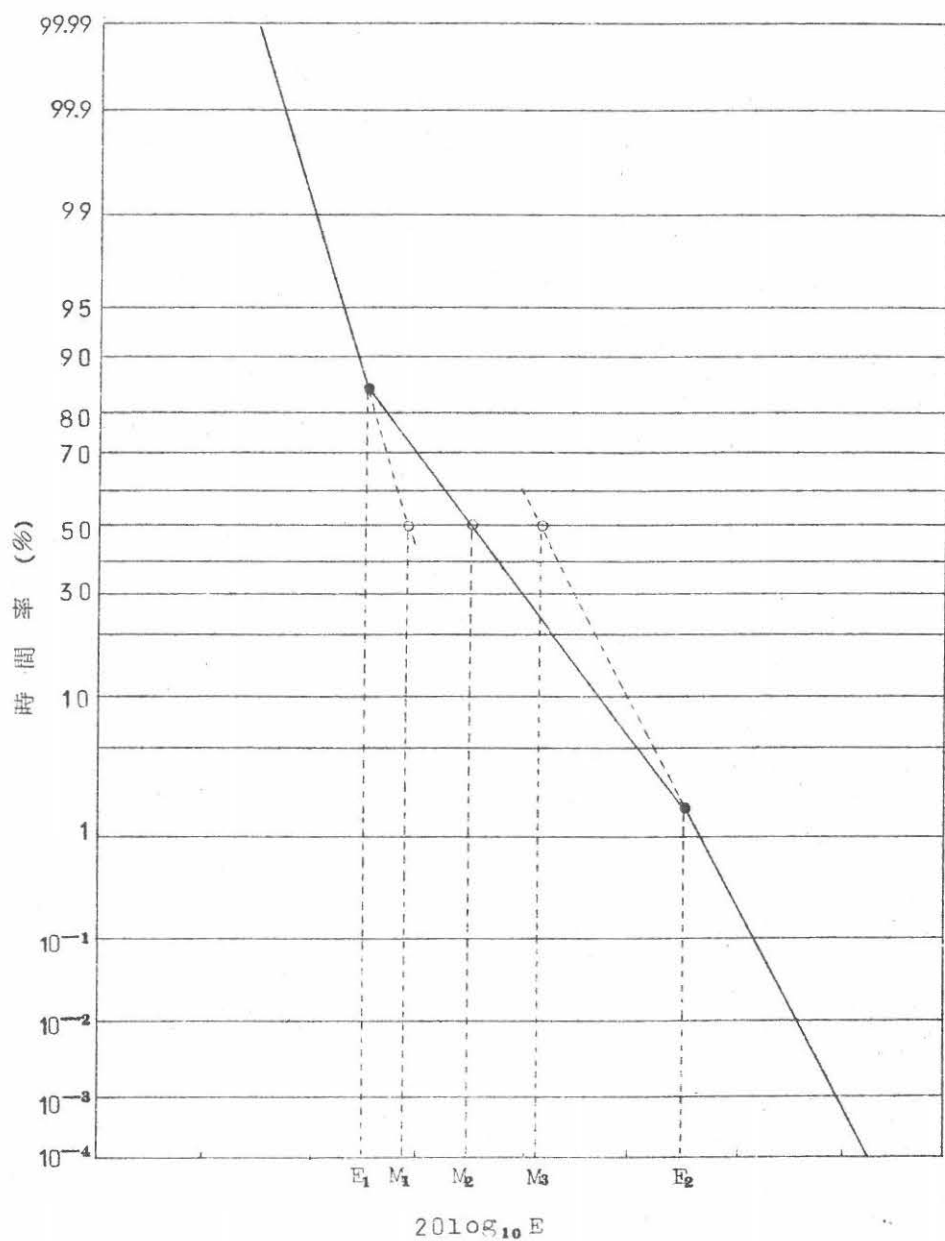
付 録

雑音包絡線の平均振幅、実効振幅を求める計算式

雑音包絡線の振幅確率分布が数個の log-normal 分布の合成関数で表わされる場合、雑音包絡線の平均振幅および実効振幅を計算する方法は、分布を構成する log-normal 分布の数に原理的に依存しないから、図付 8.1 に示す3個の log-normal 分布の合成関数に対する計算法を述べる。ここで正規確率紙の横軸および縦軸はそれぞれ包絡線電圧（対数単位）および時間率を表わす。いま3個の log-normal 分布に対し、標準偏差（dB）および包絡線が時間率50%に対して超える電圧を低圧方向から順に、 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ならびに M_1, M_2, M_3 とし、異なった標準偏差の log-normal 分布の接続点に対する電圧を E_1 および E_2 とすると、平均振幅および実効振幅はそれぞれ次式となる。

$$\begin{aligned} \bar{E} = & \int_0^{E_1} E \cdot P_1(E) dE + \left(\int_0^{E_2} E \cdot P_2(E) dE - \int_0^{E_1} E \cdot P_2(E) dE \right) \\ & + \left(\int_0^{\infty} E \cdot P_3(E) dE - \int_0^{E_2} E \cdot P_3(E) dE \right) \end{aligned} \quad (\text{付 8.1})$$

および



図付 8.1 3つの log-normal 分布からなる分布 — 対数正規確率紙

$$\sqrt{\overline{E^2}} = \sqrt{\int_0^{E_1} E^2 P_1(E) dE + \left(\int_0^{E_2} E^2 P_2(E) dE - \int_0^{E_1} E^2 P_2(E) dE \right) + \left(\int_0^\infty E^2 P_3(E) dE - \int_0^{E_2} E^2 P_3(E) dE \right)} \quad (\text{付8.2})$$

ここで $P_1(E)$, $P_2(E)$ および $P_3(E)$ は、低圧方向から数えた順の log-normal 分布の確率密度関数を表わし、 $P_s(E)$ ($s=1, 2, 3$) は次式となる。

$$P_s(E) = \frac{0.4343}{\sqrt{2\pi} \sigma_s E} e^{-\frac{(\log_{10} E - \log_{10} M_s)^2}{2\sigma_s^2}} \quad (\text{付8.3})$$

さて式 (付8.1) に現われる次の型の積分

$$Q_s = \int_0^{E_r} E \cdot P_s(E) dE = M_s \int_0^{E_r/M_s} \frac{E}{M_s} P_s(E/M_s) d(E/M_s) \quad (\text{付8.4})$$

は $E_r/M_s = R_r$ とおくと

$$Q_s = M_s \int_0^{R_r} R \cdot P_s(R) dR \quad (\text{付8.5})$$

となる。ここで次の変換

$$\log_{10} E - \log_{10} M_s = \sigma_s t \quad (\text{付8.6})$$

を行なうと、式 (付8.3) から

$$P_s(E) dE = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (\text{付8.7})$$

また、式 (付8.6) は

$$R = 10^{\sigma_s t} \quad (\text{付8.8})$$

となる。さらに

$$P_s(E) dE = P_s(R) dR \quad (\text{付8.9})$$

であるから、式 (付8.5) は式 (付8.3), (付8.4) および (付8.5) を用いると、

$$Q_s(E) = M_s \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{t_r} 10^{\sigma_s t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (\text{付8.10})$$

ここで $t_r \rightarrow \infty$, したがって $R \rightarrow \infty$ とすると

$$Q_S = M_S e^{\frac{2.65}{2} \sigma^2} \quad (\text{付8.11})$$

となる。式(付8.1)は式(付8.10)および(付8.11)を用いると

$$\begin{aligned} \bar{E} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} & \left[M_1 \int_{-\infty}^{t_1} 10^{\sigma_1 t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt + M_2 \left(\int_{-\infty}^{t_2} 10^{\sigma_2 t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt - \right. \right. \\ & \left. \left. \int_{-\infty}^{t_1} 10^{\sigma_2 t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \right) + M_3 \left(e^{\frac{2.65}{2} \sigma_3^2} - \int_{-\infty}^{t_2} 10^{\sigma_3 t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{付8.12})$$

となる。また、式(付8.2)は次式に変換できる。

$$\begin{aligned} \sqrt{\bar{E}^2} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \left\{ M_1 \int_{-\infty}^{t_1} 10^{2\sigma_1 t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt + M_2 \left(\int_{-\infty}^{t_2} 10^{2\sigma_2 t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \right. \right.} \\ \left. \left. - \int_{-\infty}^{t_1} 10^{2\sigma_2 t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \right) + M_3 \left(e^{\frac{5.3}{2} \sigma_3^2} - \int_{-\infty}^{t_2} 10^{2\sigma_3 t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \right) \right\}} \end{aligned} \quad (\text{付8.13})$$

ここで式(付8.6)，(付8.12)および(付8.13)に基づいて平均振幅および実効振幅は次の如く求める。まず

$$e^{\frac{2.65}{2} \sigma^2} \quad \text{および} \quad e^{\frac{5.3}{2} \sigma^2}$$

ならびに次の2種の積分

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t 10^{\sigma t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad \text{および} \quad \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t 10^{2\sigma t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt$$

の数表あるいはグラフを、 σ および t の十分小さい間隔の値に対して作成する。もしこのような数表あるいはグラフが利用できれば、いま考察している分布から M_S 、 σ_S ($S=1, 2, 3$) および E_1 および E_2 を測ると、式(付8.6)から t_1 および t_2 が求まるので、その後は式(付8.12)および(付8.13)の簡単な計算によって、包絡線の平均振幅および実効振幅を求めることができる。

第9章 空電雑音の交さ率分布

9.1. 序 言

雑音包絡線の交さ率分布および振幅確率分布は、雑音振幅の変化を完全に記述するための重要な統計的パラメータである。このような二つの統計的パラメータの間の関係はどうか。このような関係は興味があり、かつ密接な関連が知れば実際上有益である。

受信機の set noise のような連続性雑音の場合は、その振幅確率分布は、所謂、レーレ分布である。また、これを電圧に関して微分し、ある帯域幅因子を掛けたものは、この雑音包絡線の交さ率分布である。この関係から交さ率分布の最大交さ率点および振幅確率分布の時間率60.3%の点は、同じ電圧レベルにあることも知れている。^{(1.26), (9.1), (9.2)}

空電雑音の場合は、交さ率分布および振幅確率分布の間に、連続性雑音の場合のような電圧の全範囲内で成り立つ変換関係は存在しないが、低圧方向における両分布部分に限れば、連続性雑音の場合の変換関係がいぜん成り立つことが知れている。

また、第7章において長中波帯周波数での空電雑音包絡線の交さ率分布に対するある知識から、空電インパルスの振幅分布の適当なモデルを考え得るとし、このようなモデルに対し空電雑音包絡線の振幅確率分布の理論式を導いた。

本章ではIGY以来、豊川の空電研究所で測定した中波帯諸周波数での空電雑音データを用い、交さ率分布の諸性質を詳しく調べた結果を述べる。また、第3章での所論に関係した解析を行なって、空電雑音の交さ率分布および振幅確率分布の間の関係を調べた。この解析において、両分布上おのおの特定の2点間の電圧の dynamic range の間に、帯域幅に依存した密接な関連のあることが分かった。本章ではこのような解析結果を述べるとともに、これに基づいて振幅確率分布データから推測できる、交さ率分布に関する上述のような電圧の dynamic range の大きさに対し、これの時刻、昼夜、季節ならびに周波数に対する変化についても述べる。また、第7章で導いた振幅確率分布の理論式の計算結果および振幅確率分布データの、上述のような電圧の dynamic range の項での対応が、交さ率分布の性質と密接な関係をもつことを述べる。

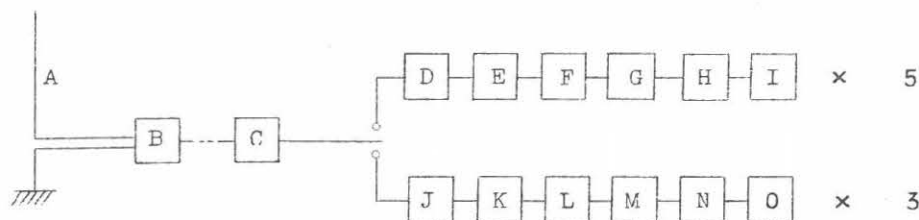
9.2. 測定装置の概略

本文で述べる交さ率分布および振幅確率分布の測定装置の概略を図9.1に示す。受信アンテナに無指向性垂直アンテナを用い、そのすぐ下にカソードホロワ段の前置増幅器を置き、これ

をしゃへいケーブルで観測室内の受信機につないだものである。受信機および時間率回路は第8章で述べたと同じである。ただし時間率回路は Sullivan 式原形回路に比べ約50倍の感度増の直流増幅器をつけ加え、低時間率に対する測定感度の増大をはかっている。

交さ率測定回路は、受信機出力につづく包絡線検波回路、参照電圧設定回路、パルス形成回路、フアンタストロン形回路、振幅弁別回路およびデカトロン計数回路からなる。包絡線検波回路からパルス形成回路までは、空電雑音包絡線が与えた参照電圧レベルを越えた部分から方形波パルスの時系列を作る働きをなす。また、フアンタストロン形回路以降の働きについては第4章で述べた。

本文に述べる交さ率分布のデータは本測定装置を用い、かつ50 μ sec 以上の幅のパルスを計測して得たものである。



A : アンテナ

B : 前置増幅器

C : 受信機

D : 包絡線検波および参照電圧設定回路

E : 直流増幅器

F : 振幅制限器

G : 電流積分回路

H : 直流増幅器

I : 記録計

J : 包絡線検波および参照レベル設定回路

K : 直流増幅器

L : パルス形成回路

M : フアンタストロン形回路

N : 振幅弁別および参照電圧設定回路

O : デカトロン計数器

図 9.1 空電雑音測定器の系統図

9. 3. 交さ率分布の性質

9. 3. 1. 交さ率分布の分類

本章で述べる交さ率分布のデータは第4章で述べたパルス幅の測定回路を用い、 $50\ \mu\text{sec}$ 以上の幅の全パルスを対象とし、与えた一連の電圧レベルを越えるパルス数を測定して得たものである。

一般に中波帯の諸周波数で観測される空電雑音の交さ率分布の形は複雑である。しかし大体3つの型に分類できる。ここでこれらをA型、B型およびC型と名付ける。図9.2に3つの型の代表的な測定分布を示す。AおよびB型とくにA型分布は、長波帯周波数で観測されよく知られている分布の性質に最も類似したものである。この分布型の特徴は、分布上の最大交さ率の右側でなめらかに減少しほとんど直線的な部分につながることである。図9.2に示した座標系に関していえば、グラフ上の直線部分は横軸の電圧のべき関数で表わすことができる。B型分布は直線的な部分を有するけれども、これがA型分布から区別される主な相異をあげると、分布の直線的な部分を延長した場合、これが分布上の最大交さ率点より下側を通り分布曲線に交わることである。C型分布は上述の2分布型に比べると、長い直線的部分を欠いたむしろ曲線形で、少数の高振幅インパルスが受信機の内部雑音および少振幅雑音に加わったようなものと解釈され、この型の分布曲線は一般にきわめて変化に富んでいる。

図9.3は中波帯の4個の周波数に対する約170の測定分布から、上述のような分布型、周波数および時刻の間に見出された関係を示す。この図からわかるように、夜間の分布は多くの場合A型であり、かつ周波数に依存しない。他方、午後の分布は著しく周波数に依存して型が変化し、周波数50 Kcおよび100 Kcの場合は大部分がA型あるいはB型であり、周波数300 Kcおよび500 Kcの場合はほとんどC型である。

分布型、周波数および昼夜の時刻の間の図9.3に示した関係を、もし空電雑音強度、周波数および昼夜の時刻の間の知れている関係に対比すれば、分布型は空電雑音強度に依存し、分布A、BおよびCの順に空電雑音強度の高いときに観測されることは、ほとんど確実に推定できる。さらに同じような推定を行えば、図9.3に示した諸周波数の場合は空電雑音強度は午前の方が午後 비해低いので、午前の分布は午後観測した分布型に比べいっそう低い空電雑音強度に対応する型へ移行すると考えられる。また、長波帯周波数の場合は、空電雑音強度は中波帯周波数に比べ一日を通じてはるかに高いので、この周波数での分布は一日の時刻にほぼ無関係にA型であろうと考えられる。

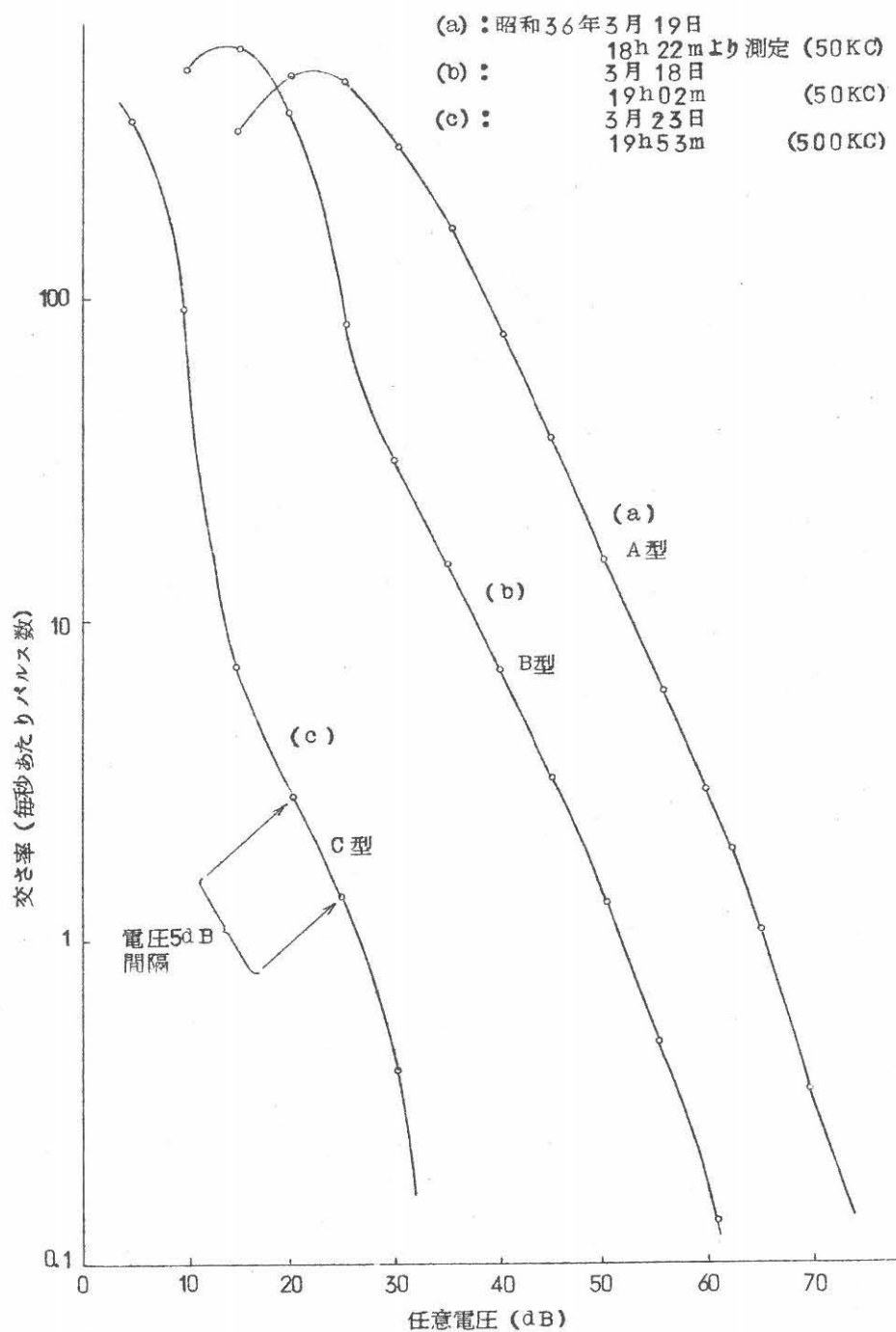


図 9.2 交さ率分布の3型

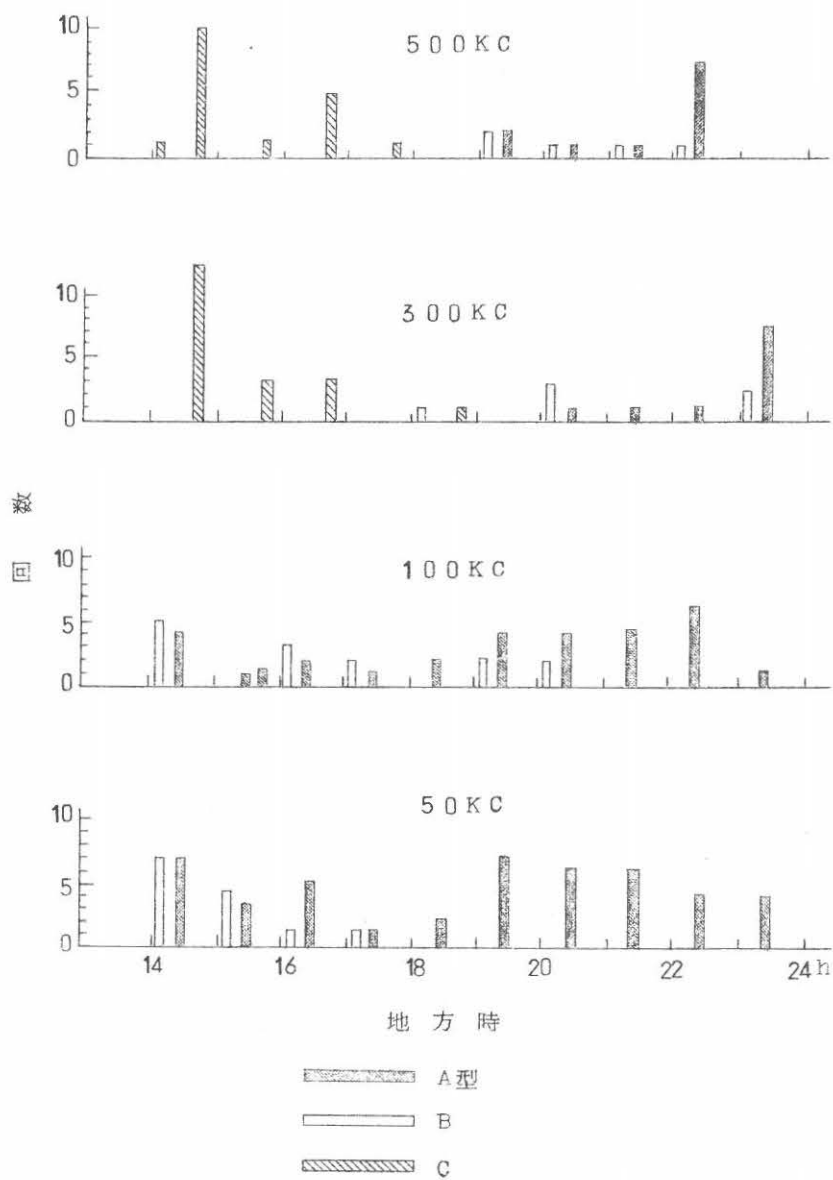


図 9.3 交さ率分布の時間分布

9.3.2. 複べき関数による分布の表現

既に第7章でも述べたように、図9.2に示したような座標系を用いた場合は、最大交さ率点より右側の交さ率分布部分は電圧のべき関数で表わされ、同時に時間的に遅れて起こったインパルスレスポンスが分離して生ずるような電圧範囲内、言い換えれば長波帯周波数あるいは今考察している中波帯周波数に対し、最大交さ率点より右側の直線的部分に対応した受信空中線での電圧範囲内では、上述の関数は空電インパルスの振幅分布を表わしうる。第7章で示した式を再掲するとこれは次式となる。

$$n = \left(\frac{P}{A} \right)^{-r} \quad (9.1)$$

ここで n は空中線において与えた電圧レベル P を越える空電インパルスの毎秒あたり平均回数、 A はちょうど1個の空電インパルスが越える空中線における電圧レベル、 r は交さ率分布の直線部分の傾斜の絶対値、などを表わす。

さて式(9.1)の空電インパルスの振幅分布の表現は電圧のどんな範囲に対して成り立つか、また、分布型のどんな型に応用できるかなどについて検討する。

まず、インパルスレスポンスの間の重ね合わせ効果が著しいために、交さ率の測定値がインパルスの実際の到着回数を表わさない低圧方向に対しては、式(9.1)は空電インパルスの振幅分布を正確に表わしているかどうかは分からない。しかし上述の事柄を分布型に関連して言い直すと、各分布型の特徴に基づいて次のように考えられる。式(9.1)はA型分布の場合は低圧方向を含めて成り立つと仮定しても一応矛盾は生じない。B型分布の場合は明らかに分布の直線的な範囲内に限るべきである。また、C型分布の場合は式(9.1)は一般に成り立たない。

つぎにインパルスレスポンスの間の重ね合わせ効果がほとんど無視できる高圧方向に対しては、第7章で述べた事柄に関係するけれども、AおよびB型の分布の多勢に対して、今考察している式(9.1)の表現に対応する交さ率分布の直線的部分は、高圧方向のある点で折れ、他の異なった傾斜の直線的部分に接続し移行することは、後述の通りである。このような場合は、式(9.1)のパラメータに対応した (r_1, A_1) (r_2, A_2) の各組の値によってそれぞれ特性づけられる二つの電圧べき関数を用いることにより、空電インパルスの振幅分布を適当に表わすことができる。図9.4は交さ率分布の詳しい性質に関係した最大交さ率 n_m 、接続交さ率 n_c 、最大交さ率の電圧レベル A_m 、接続交さ率の電圧レベル A_c 、 r_1 、 r_2 、 A_1 、 A_2 および最大交さ率から交さ率1までの電圧の dynamic range A_2/A_m などを示す。

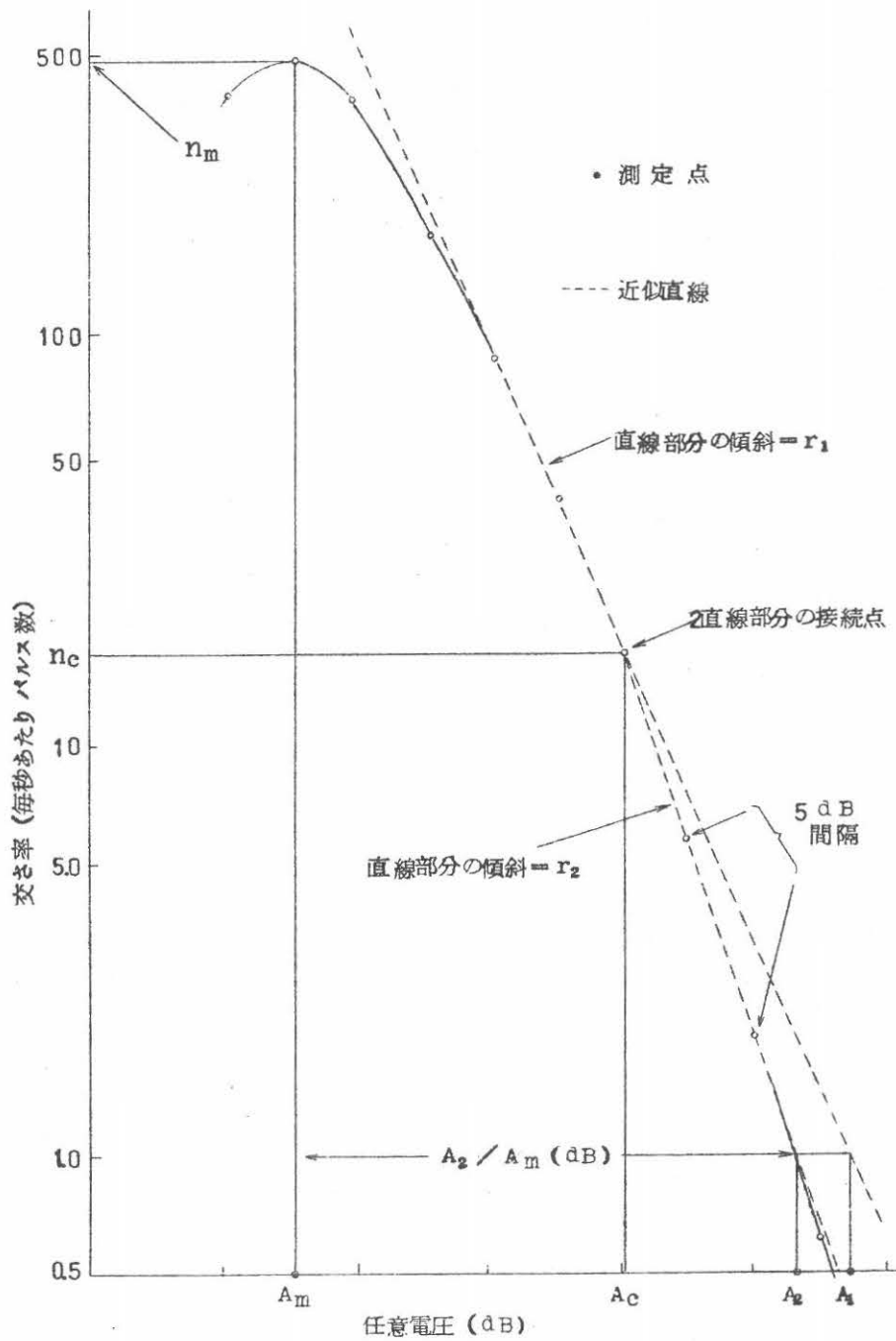


図 9.4 交差率分布にぞくする諸パラメータ

つぎに周波数 50 K C, 帯域幅 1 K C の受信機で測定した空電雑音包絡線の交さ率分布に基づいて, 上述のような諸パラメータについて調べた結果を述べる。

9.3.3. 接 続 交 さ 率

昭和35年から36年の間に数回行なった空電雑音の交さ率分布の測定結果から, AあるいはB型に属する約150分布を調べた結果によれば, 多くの場合は上に述べたような二つの電圧べき関数による表現が適当と考えられ, 残り小数の場合は高圧方向における分布部分が非直線的であるために, 二つの電圧べき関数による表現は不適当であった。

3月約50および6月約40の測定分布から接続交さ率の値およびその回数を求め, 図9.5(a)および(b)に示す。3月の場合は接続交さ率は約10以下であり, そのうち50%は約2以下である。これに類似した傾向は, 昭和35年7月(測定分布数約35)および同年9

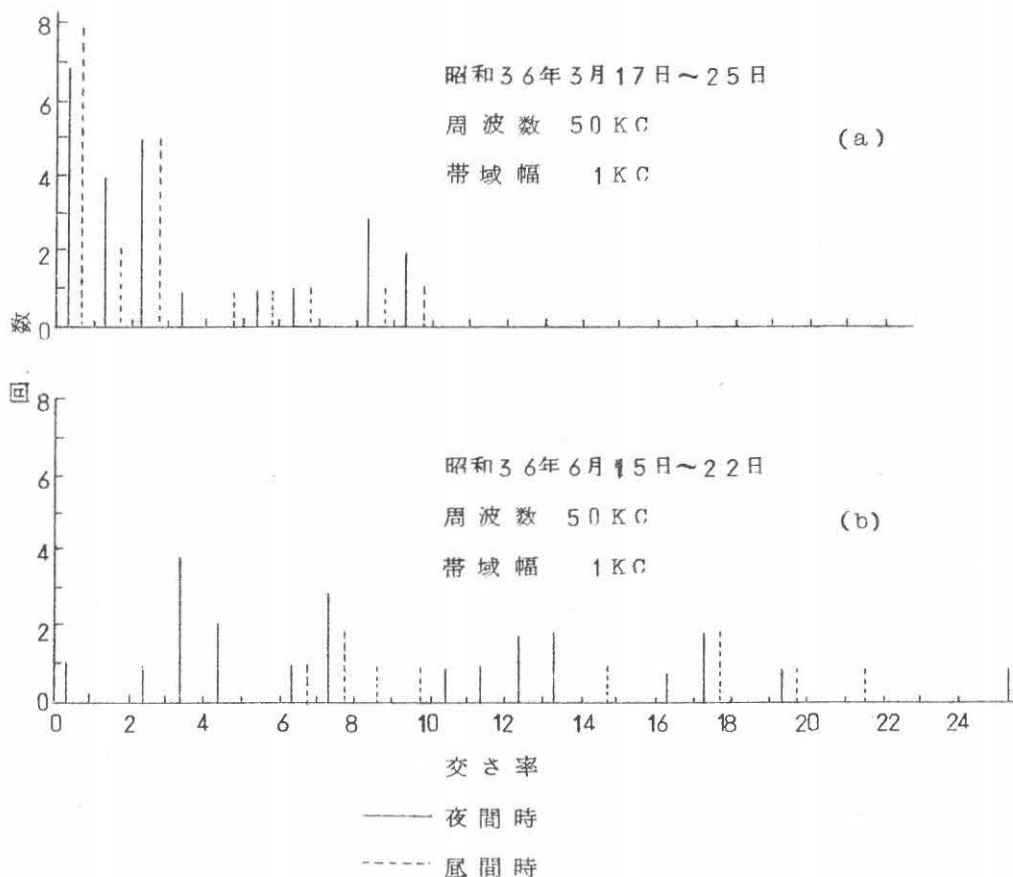


図 9.5 接続交さ率の回数

月（測定分布数約30）における観測結果からも得られた。6月の場合は図9.5（b）に示すように、上に述べた他の月における傾向と異なり、接続交さ率は約25以下、そのうち50％は約8以下である。また、昼夜間の差が接続交さ率の大きさに対する影響ははっきりとは分らない。

9.3.4. パラメータ r_1 , r_2

各月の測定交さ率分布のうち二つの電圧べき関数により近似が可能な場合に対し、各電圧べき関数に属するパラメータ r_1 および r_2 を求め、月別および時刻区間別に中央値のまわり80％の変化範囲を示したのが表1である。

表 9.1 r_1 および r_2 の80％の変化範囲

月	r_1, r_2	r_1 および r_2 の80％の変化範囲		
		時刻区間	時刻区間	時刻区間
		13h～16h※ 13h～18h	18h～24h	9h～12h
3	r_1	1.35～1.65	1.2～1.6	
	r_2	1.8～2.2	1.65～2.5	
6	r_1	1.01～1.54	1.14～1.4	
	r_2	1.9～2.85	1.8～2.8	
7	r_1	0.8～1.5※		1.0～1.35
	r_2	1.6～2.65※		1.9～2.65
9	r_1	1.3～1.55	1.0～1.5	1.15～1.4
	r_2		1.6～2.2	

9.3.5. 最大交さ率

図9.6の（a），（b）および（c）は3，6および8（分布数約35）の諸月の測定分布から各分布の最大交さ率の値を求め、これの時刻に対する関係を示す。これらの図から分かるように、最大交さ率は最大約600（3月）から最小約300（8月）までの値をとることや月の影響に対しては3月，6月，8月の順に大きい傾向があるとともに、6月の場合ははっきりと分らないが、3月の場合は夜間の方が午後に比べて小さい傾向がある。このような諸傾

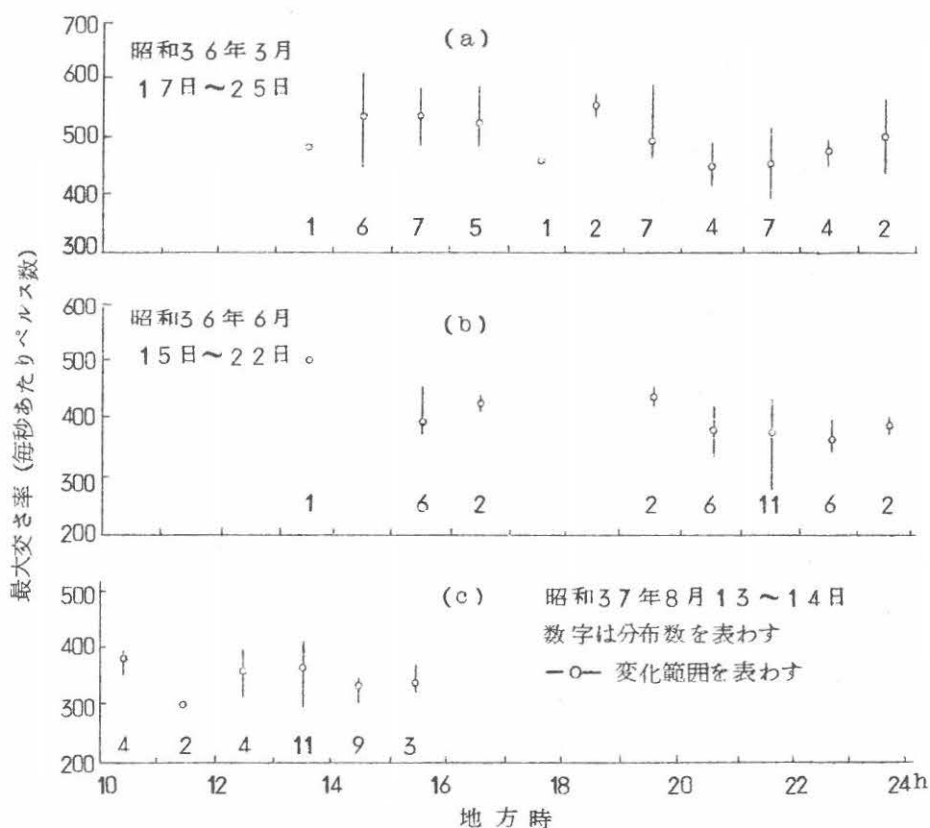


図 9.6 最大交さ率値と時刻の関係

向および空電雑音強度の各月における強弱とを対比して考えれば、空電雑音強度が3月、6月、8月の順に低く、夜間の方が午後に比べて高い普通の傾向によく合う。これは分布の最大交さ率の大きさと空電雑音強度との間に密接な関係のあることを示すものである。

9.3.6. A_2 / A_m

分布の最大交さ率から1の交さ率までの電圧の dynamic range A_2 / A_m を測定分布から求め、月別にこれの時刻に対する関係を示したのが図9.7である。 A_2 / A_m の大き

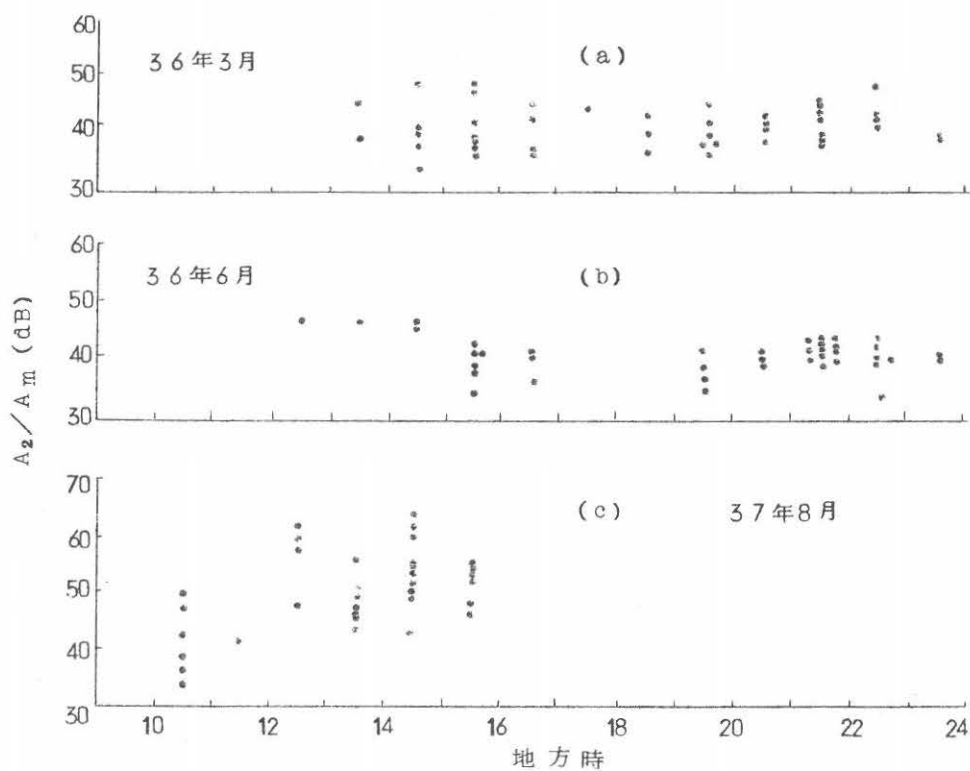


図 9.7 A_2/A_m と時刻の関係

きは3月および6月の午後および夜間の場合は、分布数の80%に対して約 40 ± 5 dBであり、8月の場合は午後において午前におけるよりいっそう大きく、かつ分布数の80%に対して約 54 ± 7 dBである。上に示した8月に対する値を他の月の値と比べると約 10 dBの差があり、これは8月の場合、受信点から近距離で発生した空電の影響であることは明らかである。

9.4. 解 析

9.4.1. 交さ率分布の近似式

まえに第7章で空電雑音の振幅確率分布の近似式

$$P(v_0, B, r) = 1 - \exp \left\{ - \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 A} \right)^{-r} \int_{v_0/(2\pi B G_0)}^{\infty} \frac{1}{\pi B} \right. \\ \left. \cdot \log e \left(\frac{2\pi B G_0 P}{v_0} \right) w(P) dP \right\} \quad (7.33), (9.2)$$

$$\text{ただし} \quad w(P) = r \frac{P_0^r}{P^{r+1}} \quad (7.4), (9.3)$$

を導出した。そこでの所論に關係した方法で、空電雑音の交さ率分布の近似式を求めることができる。ここではこの近似式の導出について述べる。

与えた電圧レベルを越える空電雑音包絡線の交さ率は、このレベルを越えた包絡線部分を増幅し、振幅制限を行なって方形波パルスの時系列に変換した後で、毎秒あたり平均パルス数を測定する方法で求まる。今上述のような観測する方形波パルスの時系列は、指数分布にしたがって到着した元のパルス（幅は一樣に τ ，毎秒あたり平均回数は ν ）の間の重ね合わせ効果によって生じたものと仮定すると、観測する方形波パルスの時系列に対し、毎秒あたり観測パルスの平均回数 R は次式となることは第3章で述べた。

$$R = \nu e^{-\nu \tau} \quad (3.3), (9.4)$$

これより後の誘導の方法は、第7章での振幅確率分布の誘導の方法にほとんど同じである。すなわち

空電インパルスの振幅分布は式(9.1)の電圧のべき関数で表わされるとし、かつ受信機の周波数特性を同一の3 dB周波数帯域幅をもつ単一共振回路の共振周波数特性曲線で等価的に表わせると仮定する。そうして式(9.4)の ν および τ に対してそれぞれ次の関数を与える。

$$\nu = \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 A} \right)^{-r} \quad (7.32), (9.5)$$

および

$$\tau = \int_{v_0/(2\pi B G_0)}^{\infty} \frac{1}{\pi B} \log e \left(\frac{2\pi B G_0 P}{v_0} \right) w(P) dP \quad (7.30), (9.6)$$

上の2式を式(9.4)に代入すると、

$$R(v_0, B, r) = \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 A} \right)^{-r} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 A} \right)^{-r} \right. \\ \left. \int_{v_0/\infty}^{\infty} (2\pi B G_0) \frac{1}{\pi B} \cdot \log_e \left(\frac{2\pi B G_0 P}{v_0} \right) w(P) dP \right\} \quad (9.7)$$

となる。ここで上式の左辺は包絡線電圧レベル v_0 、帯域幅 B およびパラメータ r の関数、かつ求めている交さ率を表わす。なお G_0 は受信中央周波数での受信機利得を表わす。

さて $R(v_0, B, r)$ は帯域幅 B およびパラメータ r を与えた場合は v_0 のみの関数となり、空電雑音包絡線の交さ率分布の近似的な表現と考えられる。しかし高圧方向への包絡線電圧 v_0 に対してはきわめて正確な表現となる。

9.4.2. 最大交さ率および時間率の関係

上の解析および第7章での解析において、 v および τ に対し式 (9.5) および式 (9.6) の各右辺の関数を用いて、一般に近似的な表現として、空電雑音の交さ率分布および振幅確率分布の式を求めた。今交さ率分布の誘導の際に用いた式 (9.4) および第7章で振幅確率分布の式の誘導の際に用いた式

$$P = 1 - e^{-v\tau} \quad (3.10), (9.8)$$

に現われる v および τ のかわりに、 $v(v_0)$ および $\tau(v_0)$ を用いた場合にそれぞれ正しい交さ率および時間率が v_0 の関数として求まると仮定しよう。ただし帯域幅 B およびパラメータ r は与えられたとする。もしこのような $v(v_0)$ および $\tau(v_0)$ の関数が存在すると仮定すれば、交さ率分布上の最大交さ率点に対応する振幅確率分布上の時間率の大きさを含む興味ある関係が導かれる。

今考察している二つの関数を式 (9.4) の v および τ のかわりに代入した後で v_0 について微分すると

$$\frac{dR}{dv_0} = \left\{ 1 - v(v_0) \tau(v_0) \right\} \frac{dv(v_0)}{dv_0} \cdot e^{-v(v_0) \tau(v_0)} \\ - v^2(v_0) \frac{d\tau(v_0)}{dv_0} \cdot e^{-v(v_0) \tau(v_0)} \quad (9.9)$$

上式において $\tau(v_0)$ の v_0 に関する変化が十分小さく、第1項に比べ第2項が無視できる場合は、式 (9.9) を零に等しいと置くと、

$$v(v_0') \tau(v_0') = 1 \quad (9.10)$$

これを式(9.4)に用いると最大交さ率は次式となる。

$$R_{\max} = 0.368 \nu(v_0') \quad (9.11)$$

また、式(9.10)および式(9.11)から

$$\nu(v_0') = 2.72 R_{\max} \quad (9.12)$$

$$\tau(v_0') = 0.367/R_{\max} \quad (9.13)$$

最大交さ率 R_{\max} に対応する時間率 $P(R_{\max})$ は、式(9.8)および(9.10)より次式となる。

$$P(R_{\max}) = 0.632 \quad (9.14)$$

また、空電雑音包絡線が電圧レベル v_0' をちょうど越える部分の幅の平均 w は、おのこの v_0' の電圧レベルにある時間率および交さ率の比に等しい。したがって式(9.14)から次式となる。

$$w = 0.632/R_{\max} \quad (9.15)$$

上の解析にしたがうと、最大交さ率は63.2%に対応することが分かる。これは最大交さ率が時間率60.3%に対応することを示す連続性雑音理論ならびに長波帯および短波帯周波数の空電雑音に対する類似の関係を示す実験結果と比較すれば、解析の妥当性はじゅうぶん認められると思う。また、式(9.10)を求める際の仮定は、パルス幅のある数値計算結果によれば、じゅうぶん成り立つと考えられる。

さてまえに述べたAおよびB形の交さ率分布に関連して、式(9.12)から導ける3つの関係

$$n(v_0') < 2.72 R_{\max} \quad (9.16)$$

$$n(v_0') = 2.72 R_{\max} \quad (9.17)$$

および

$$n(v_0') > 2.72 R_{\max} \quad (9.18)$$

についてその意味を考えてみる。ここで $n(v_0')$ は、いま考察している2つの分布形の場合、最大交さ率の右側の直線的分布部分を低圧方向へ外挿したとき、電圧 v_0' に対する値である。図9.8は式(9.16)以下3つの関係に対応する分布をそれぞれ示したもので、式(9.1)が低電圧方向のどの点までなりたつかの目安を与える。たとえば分布が式(9.17)を満たす場合は、式(9.1)によるインパルス振幅分布の表現は、少なく共時間率63.2%付近までなりたつと考えられる。このような事柄は、雑音の低電圧方向への性質の理解に関連して、無視できない重要なをもつと考えられる。

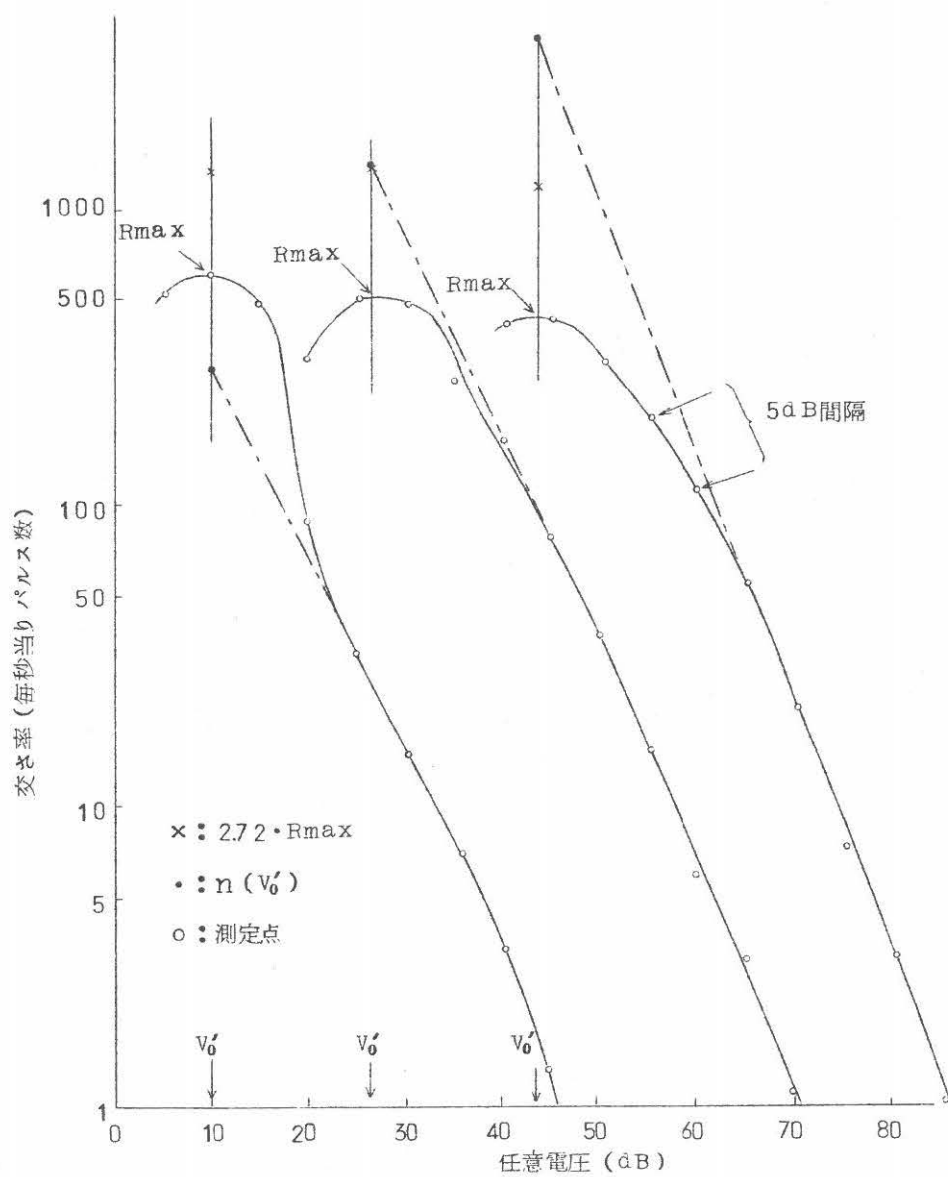


図 9.8 分布の 3 型

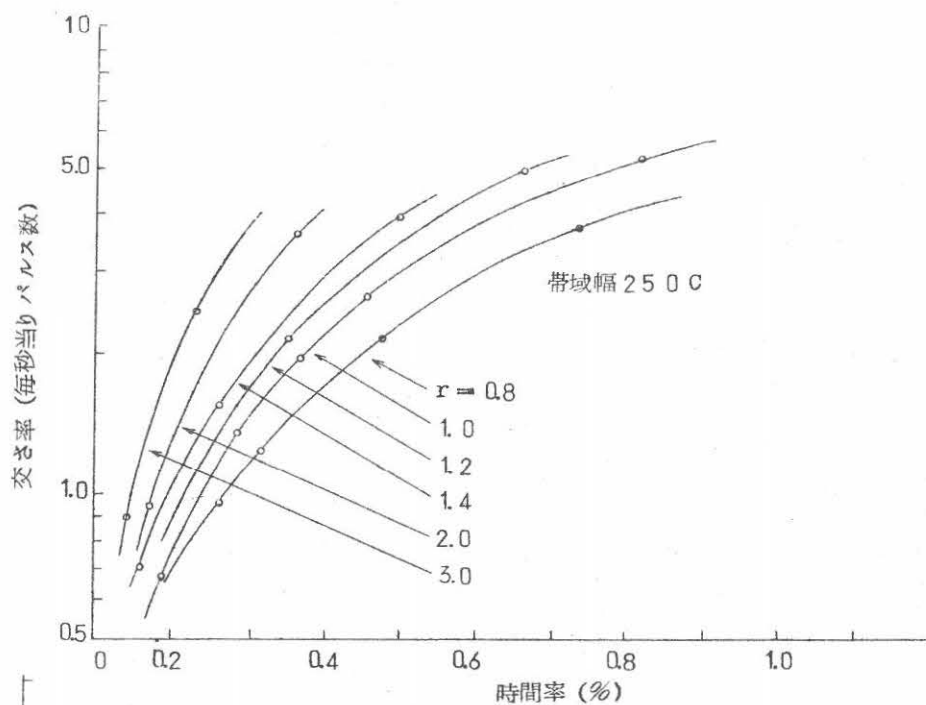


図 9.9 交差率と時間率の関係

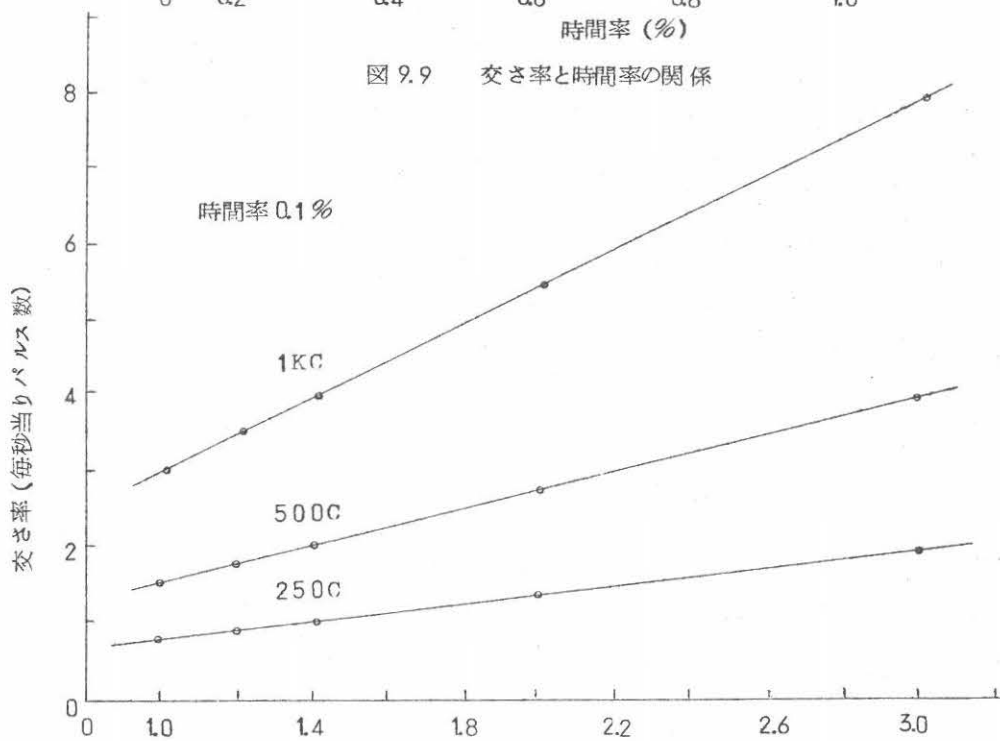


図 9.10 交差率とパラメータ r の関係

9. 4. 3. 高圧方向における交さ率と時間率の関係

高圧方向において同じ電圧レベルにある交さ率および時間率の間の関係を、パラメータ r のいろいろの値について式 (9.2) および式 (9.7) の数値計算によって求めた。帯域幅 250 c の場合の計算結果を図 9.9 に示す。この図から時間率 0.1 % に対応する交さ率を読むことができる。図 9.10 は帯域幅のいろいろの値に対し、時間率 0.1 % に対応する交さ率をパラメータ r に対して示したもので、プロットは計算値を示す。

ここで表 9.1 から高圧方向におけるパラメータ r_2 の 80 % の変化範囲を大体 1.6 ~ 2.6 とできるので、このような空電雑音状態の変化に関して、時間率 0.1 % に対応する交さ率の変化を図 9.10 から調べると、帯域幅 250 c, 500 c および 1,000 c の順に 1.5 ± 0.3 , 2.9 ± 0.6 および 5.7 ± 1.2 となる。このような数値例から分かることは、空電雑音の可能な変動に対して、時間率 0.1 % と同じ電圧レベルにある交さ率は、帯域幅に依存したある交さ率の値を中心に小変化を生ずることである。たとえば帯域幅 250 c の場合は中心の交さ率は 1 に近い。したがって式 (9.14) の解析結果およびこれに関連した実験結果などを直ぐ上に述べた事柄に結び付けて考えられることは、空電雑音状態の変化を通じて、時間率 63.2 % から 0.1 % までの電圧の dynamic range の大きさは、最大交さ率から交さ率 1 までの電圧の dynamic range の大きさに比べほぼ相等しい。上述の事柄に関連した帯域幅効果については、上述の数値例から分かるように、時間率 0.1 % と同じ電圧レベルにある交さ率は、パラメータ r の変化に伴って 1 より大きいある値のまわりに小変化を示す。したがって帯域幅が 250 c より大きい場合は、時間率 63.2 % から 0.1 % までの電圧の dynamic range の大きさは、最大交さ率から交さ率が 1 より大きいある値までの電圧の dynamic range の大きさに比べほぼ相等しい。ここでこの大きさを最大交さ率から交さ率 1 までの電圧の dynamic range の大きさに比べると、上述の数値例にしたがって帯域幅が 500 c および 1,000 c の場合は、時間率 0.1 % と同じ電圧レベルにある交さ率はそれぞれ 2.9 ± 0.6 および 5.7 ± 1.2 であるから、今考察しているパラメータ r の変動の大きさに対し、それぞれ 4.8 ± 0.8 dB および 7.5 ± 1.5 dB 小さいことになる。

9. 5. $V_{0.1} / V_{63.2}$

9. 5. 1. 周波数 50 KC と 100 KC の測定結果

上の解析結果によれば、もし空電雑音の振幅確率分布データから、時間率 63.2 % から時間率 0.1 % までの電圧の dynamic range の大きさが分かれば、これから交さ率分布の最

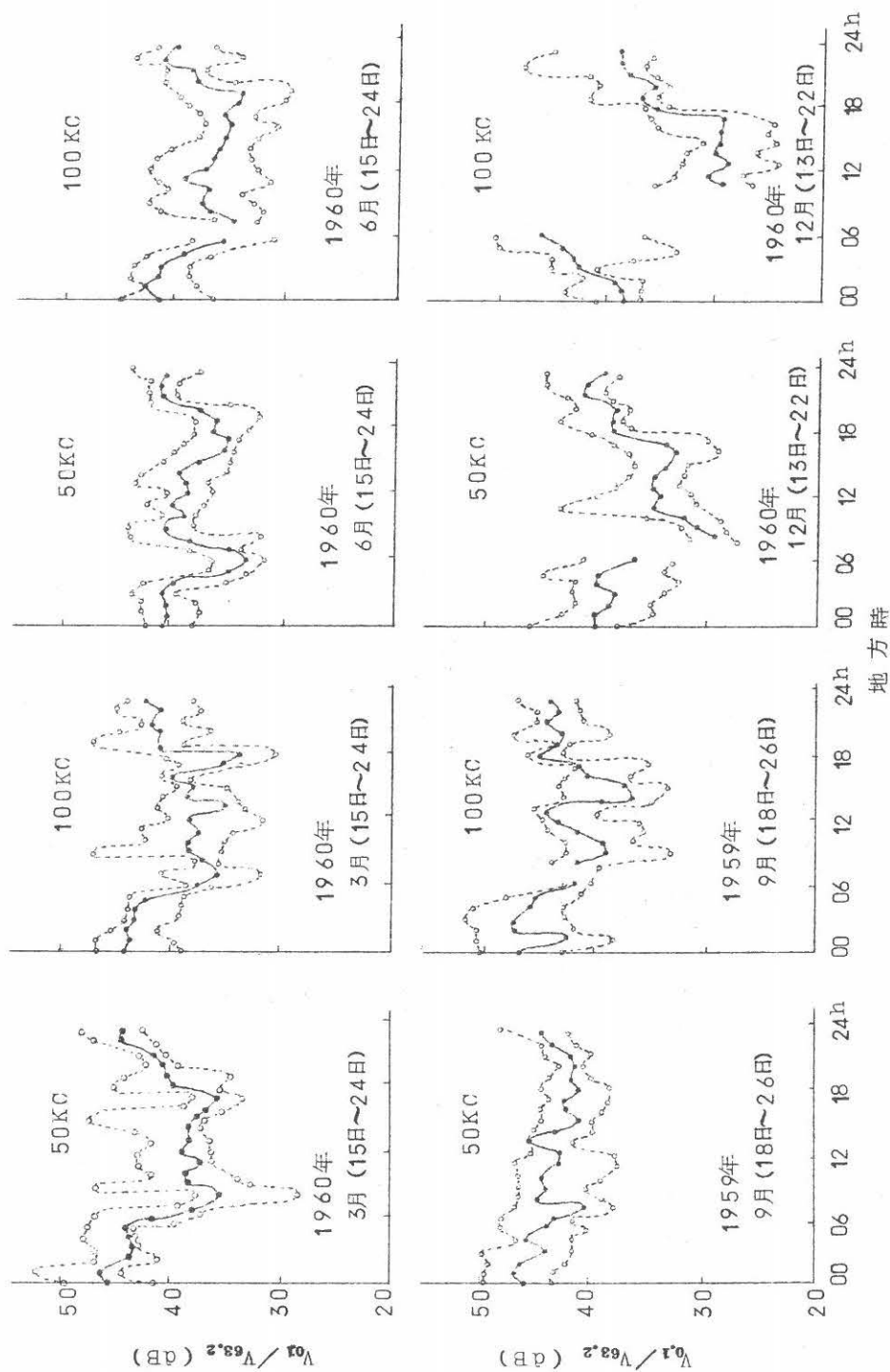


図 9.1.1 $V_{01}/V_{63.2}$ の時刻変化, 季節変化 (50 KC, 100 KC)

大交さ率から交さ率1までの電圧の dynamic range を推定できるはずである。

図 9.11 は豊川で得た周波数 50 K C および 100 K C (周波数 3 d B 帯域幅はおのおの 1 K C) に対する空電雑音の振幅確率分布データに基づいて、時間率に関する上述の dynamic rang を求め、各月に対するこれの時刻変化を示す。各月の各時刻の測定分布数は普通 10 分布で、約 10 日間にわたって測定したものである。図 9.11 に示す中央の曲線は時刻値の中央値、上方の曲線は時刻値の最大値を除いた次の大きさの値、下方の曲線は時刻値の最小値を除いた残りの最小値、などの時刻変化をそれぞれ表わす。

つぎに 1 日を 07 h ~ 18 h および 19 h ~ 06 h の 2 つの時刻区間に分け、各月に対し各時刻区間内にはいる $V_{0.1} / V_{63.2}$ の時刻値の全体から中央値, upper decile (時刻値全体から大きい方の 1/10 を除いた残りの最大値) および lower decile (時刻値全体から小さい方の 1/10 を除いた残りの最小値) を求め、おのおのの月に対する変化を示したのが図 9.12 である。ここで明りょうな事柄は、 $V_{0.1} / V_{63.2}$ の月に対する変化は、今考察している 2 周波数に対してほぼ平行的であり、周波数差の影響の小さいことである。例えば周波数 50 K C の方が昼間は 2 ~ 3 d B 高いが、夜間における差はいっそう小さい。最も大きい差は 12 月の昼間で起こる。とくに $V_{0.1} / V_{63.2}$ の大きさは両周波数の場合ともに、12 月の昼間は一年を通じて最低である。

$V_{0.1} / V_{63.2}$ の時刻および月に対する変化は、まえに述べたように、最大交さ率から交さ

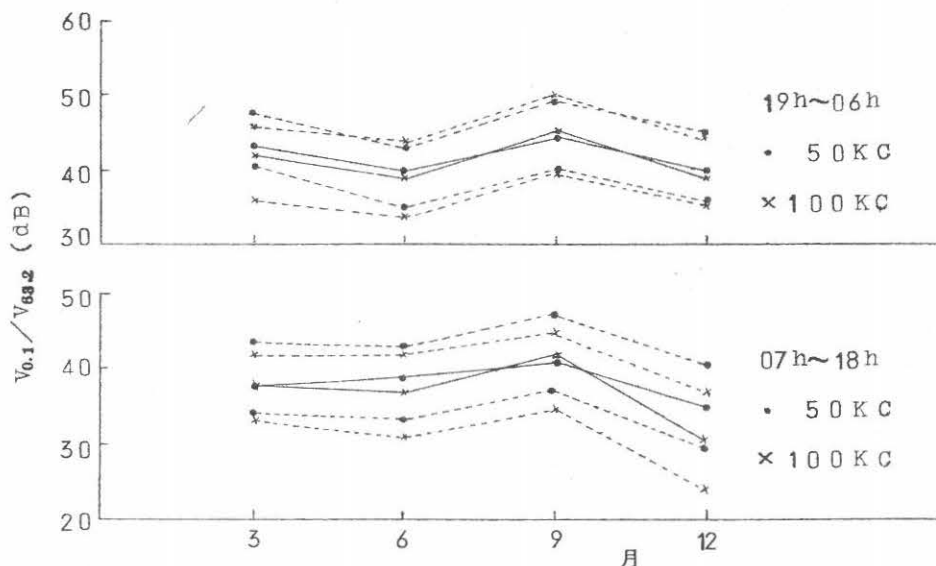


図 9.12 $V_{0.1} / V_{63.2}$ の季節変化

率1までの電圧の dynamic range の時刻および月に対する変化に強く類似すると期待できる。また、12月の交さ率分布の性質は測定データに不足するためまえに触れなかったが、図 9.12 の $V_{0.1} / V_{63.2}$ のこの月における時刻変化およびこの大きさから推定すると、両周波数の場合とも、夜間はAあるいはB型分布であり、昼間はB型あるいはC型分布であろう。

9.5.2. $V_{0.1} / V_{63.2}$ の理論値および測定値の比較

さて第7章において、空電インパルスの振幅分布が単一の電圧べき関数および複べき関数で表わされる場合、空電雑音包絡線の振幅確率分布の理論式を導いた。このような理論式に基づくと、単一のべき関数および複べき関数を特性付けるパラメータ r およびパラメータ r の組 (r_1, r_2) に対して理論分布曲線を求めることができる。ここでは r および (r_1, r_2) のいろいろの値に対する数値計算により求めた一連の理論分布曲線から、 $V_{0.1} / V_{63.2}$ の大きさを読み取り、これを振幅確率分布データから求めた $V_{0.1} / V_{63.2}$ と比較した結果について述べる。なお上述の数値計算では r_2 は2.0とし r_1 にいろいろの値を与えた。また、複べき関数を完全に定義するには上述の r_1 および r_2 の値を示すとともに、異なったべき関数の接続点を示さねばならない。ここでは第7章で述べたような各種の接続のうち、 $V_{0.1} / V_{63.2}$ が最小となるように、接続点が交さ率1の電圧レベルからちょうど24 dB低いレベルで起こると仮定した。

図 9.13 は $V_{0.1} / V_{63.2}$ の理論値および振幅確率分布データから求めた $V_{0.1} / V_{63.2}$ の測定値の比較を示す。ここで実曲線は単一べき関数に対する理論分布曲線から求めた $V_{0.1} / V_{63.2}$ を示し、したがって横軸はパラメータ r の値を示す。また、点曲線は複べき関数に対する理論分布曲線から求めた $V_{0.1} / V_{63.2}$ を示し、したがって横軸は $(r_1, 2)$ の一対のパラメータのうちの r_1 の値を示す。また、横軸に平行な実直線および点直線の各組は、図 9.13 に示した $V_{0.1} / V_{63.2}$ の各月の時刻値中央値を夜間時(19h~06h)および昼間時の2つの時刻区間に分けた場合の、時刻値中央値の最大から最小までの変域を示す。ここでこのような変域は周波数50 KCおよび100 KCを含めたもので、変域の大きさは縦軸で読まれる。また、各組の2直線が $V_{0.1} / V_{63.2}$ の上述のような理論曲線と交わる両端の点は、今考察している空電インパルスの振幅分布モデルに関して、 $V_{0.1} / V_{63.2}$ の測定値から推定されるパラメータ r およびパラメータ r_1 の変域の限界を示すはずである。上に述べたような交点のうち最も右寄りの点および最も左寄りの点に対応するパラメータ r あるいは r_1 の変域は大体1~1.6である。推定された変域は周波数50 KCでの交さ率分布のパラメータ r_1 の測定値の変

域にほぼ合うことは、表 9.1 から見られる通りである。

以上は理論分布曲線および中波帯の周波数（帯域幅 1 K C）での測定データから求めた $V_{0.1} / V_{63.2}$ の比較結果を示した。このような理論分布曲線は中波帯ならびに長波帯の周波数での振幅確率分布の測定データに対し、空電インパルスの振幅分布モデルに関連して物理的な対応のあることは第 7 章で述べた通りである。しかし理論分布曲線および短波帯の周波数での振幅確率分布の測定データとの間に、このような対応を考えるには、空電インパルスの振幅分布モデルに関連して多少の疑問がある。これは短波帯周波数で測定した交差率分布が、分離して起こるような空電インパルスの到達回数を良く反映しないために、測定した交差率分布から空電インパルスの振幅分布を合理的に求め得ないためである。他方、パラメータ r および $(r_1, 2)$ のいろいろの値に対して求めた理論分布曲線のうちには、短波帯の周波数での測定した振幅確率分布の性質に良く類似したものがあるようである。以上の理由から図 9.13 に示したと類似な方法で、 $V_{0.1} / V_{63.2}$ の理論値および測定値の比較からパラメータ r あるいは r_1 の変域が求められるなら、このような値は短波帯周波数の場合は長中波帯周波数の場合とは異なり、明りょうな空電インパルスのモデルに関係づけるにはあいまいさを免れない。しかし $V_{0.1} / V_{63.2}$ の大きさの等価的な表現と考えることはできる。

図 9.14 は理論分布曲線および短波帯から長波帯にわたる数個の周波数での振幅確率分布データから求めた $V_{0.1} / V_{63.2}$ の比較結果を示す。ここで理論分布曲線は帯域幅 250 c に対して求めたもので、実曲線および点曲線の区別は図 9.13 に述べたと同じである。また、分布データは Clark⁽¹²⁴⁾ の報告に基づく。この報告において分布データは、一年の 4 つの月ブロック（1 ブロック 3 個月）および一日の 6 つの時間ブロック（1 ブロック 4 時刻）毎に、各周波数に対し一連の時間率値に対する電圧の中央値が示される。これから各周波数に対して $V_{0.1} / V_{63.2}$ を求め、一年間の変域を図 9.14 の横軸に平行な一対の直線で示す。なお測定帯域幅は 370 c であるため、比較結果に若干の影響があるはずであるが、その効果は以下の議論に対しては小さいと考えられる。

この図から分かるように、 $V_{0.1} / V_{63.2}$ の大きさは長波から短波へ、周波数の増加に伴って減少しており、20 M C に対してはそれの変域の下限では、 $V_{0.1} / V_{63.2}$ の値にほとんど近い値である。また、図 9.13 において行なったと同じように横軸のパラメータ r あるいは r_1 の変域を求めると、周波数 24 K C, 135 K C, 11 M C および 20 M C の順に、0.8 ~ 1.4, 1.0 ~ 1.8, 1.2 ~ 1.9 および 1.6 以上の範囲である。

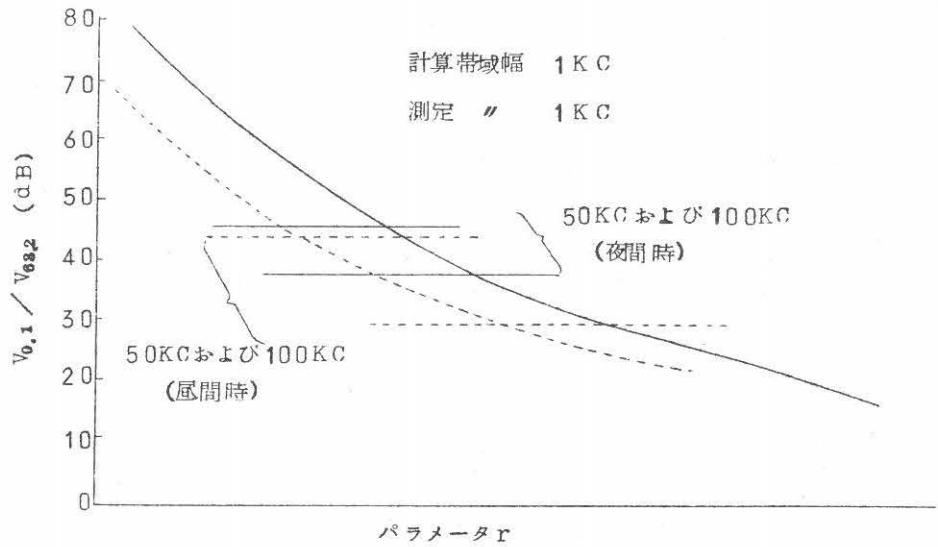


図 9.13 $V_{0.1}/V_{63.2}$ と r の関係 (50 KC, 100 KC)

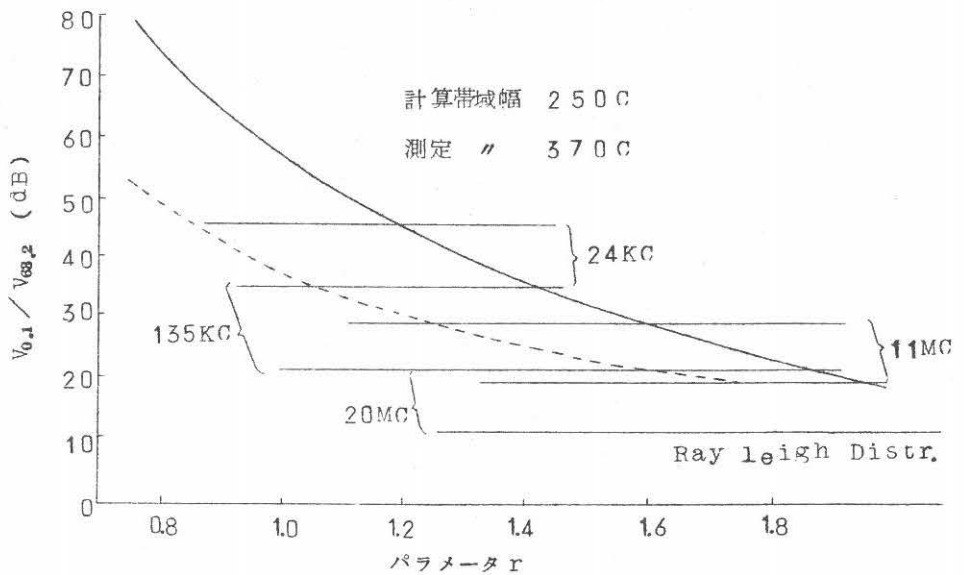


図 9.14 $V_{0.1}/V_{63.2}$ と r の関係
(24 KC, 135 KC, 11 MC, 20 MC)

9. 6. 結 言

以上本文で述べた事柄を要約すると次の如くである。

1. 中波帯諸周波数に対する交さ率分布は A, B および C の 3 分布型に大別でき, 分布型は周波数および雑音レベルとの間に密接な関係をもっている。A および B 型の分布は単一あるいは複の電圧べき関数で近似的に表現でき, 同じ関数は長中波帯周波数での空電インパルスの振幅分布の表現に用いる, ことなどを述べた。
2. 交さ率分布あるいは空電インパルスの振幅分布を電圧のべき関数で表わす場合, この関数を明確に決めるに必要な諸パラメータ, すなわちパラメータ (r_1, r_2), 接続交さ率などの観測値範囲を示すとともに, 最大交さ率の観測値の範囲, 最大交さ率から 1 の交さ率までの電圧の dynamic range の観測値の範囲など, 交さ率分布の詳しい性質について述べた。
3. 時間率 63.2% から 0.1% までの電圧の dynamic range の大きさは, 空電雑音電界の可能な変動に対し, 最大交さ率から 1 の交さ率までの電圧の dynamic range の大きさにほぼ等しい (帯域幅 250 c), また, 上述の交さ率に関する dynamic range の大きさから数 dB 小さいかたよりを生ずる (500 c, 1 KC), ことを解析的に導いた。
4. 交さ率分布に関する上述の dynamic range の時刻変化および季節変化を振幅確率分布データから推定した。
5. 空電インパルスの振幅分布の電圧の単一および複べき関数による表現に関連し, 振幅確率分布の理論および実験データに基づいて, 長中波 および短波の周波数に対するパラメータ r および r_2 (短波の場合は等価的な意味である) の値の変化範囲を推定した。

第10章 高圧方向における空電雑音振幅の

統計的性質の解析

10.1. 序 言

まえに第7章で、空電インパルス振幅分布が単一あるいは複のべき関数で表わせる場合に対し、振幅確率分布および帯域幅変化のこれらの分布に及ぼす効果に関する厳密な式をそれぞれ導き、また、高圧方向に対しとくに正確な振幅確率分布の近似式を導出した。第9章では高圧方向に対しとくに正確な交さ率分布の近似式を導くと共に、交さ率分布および振幅確率分布にそれぞれ属するある dynamic range の間に密接な関連のあることを示した。本章では上に述べた諸章での所論に基づき解析ならびに数値計算を行なうことにより、同一の電圧レベルに著目した場合の、帯域幅変化が振幅確率分布および交さ率分布の間の変換について明らかにした。

以上に述べた事柄の詳細を本文で述べる。

10.2. 解 析

10.2.1. 帯域幅変化の振幅確率分布効果

まず同一の電圧レベルに著目した場合の振幅確率分布に対する帯域幅変化効果を求める。これの解析のため既に示した諸式のうち必要なものを再掲する。時間率および交さ率は帯域幅 B 、パラメータ r および包絡線電圧レベル v_0 の関数でそれぞれ式(10.1)および(10.2)で表わされる。

$$P(v_0, B, r) = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 A}\right)^{-r}\right\}.$$

$$\int_{v_0/2\pi B G_0}^{\infty} \frac{1}{\pi B} \log_e \left(\frac{2\pi B G_0 p}{v_0}\right) w(p) dp \quad (7.33), (10.1)$$

$$R(v_0, B, r) = \left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 A}\right)^{-r} \exp\left\{-\left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 A}\right)^{-r}\right\}.$$

$$\int_{v_0/2\pi B G_0}^{\infty} \frac{1}{\pi B} \log_e \left(\frac{2\pi B G_0 p}{v_0}\right) w(p) dp \quad (9.7), (10.2)$$

$$\text{ただし} \quad w(p) dp = r \frac{p_0^r}{p^{r+1}} \quad (7.4), (10.3)$$

つぎに帯域幅変化の振幅確率分布に及ぼす効果は、第7章で述べたように次式となる。

$$20 \log_{10} R_2 = 20 \log_{10} R_1 + 20 \frac{r-1}{r} \log_{10} \frac{B_2}{B_1} \quad (7.37), (10.4)$$

また、 R_1 および R_2 は帯域幅 B_1 および B_2 に関する各分布の、同じ時間率値に対する包絡線電圧をそれぞれ表わす。式 (10.4) に等価な意味をもち、かつ同一の包絡線電圧レベルに関する帯域幅変化の分布効果は、第7章の式 (7.35) および式 (7.36) から求められ次式となる。

$$20 \log_{10} \rho_2 = 20 \log_{10} \rho_1 - 20 \frac{r-1}{r} \log_{10} \frac{B_2}{B_1} \quad (10.5)$$

ここで ρ_1 および ρ_2 は帯域幅 B_1 および B_2 に関する各分布の、同じ包絡線電圧値に対する一般包絡線電圧をそれぞれ表わす。式 (10.5) を書き直すと次式となる。

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{-\frac{r-1}{r}} \quad (10.6)$$

さて第7章の式 (7.28) により示されるように、一般包絡線電圧は時間率に対して複雑な依存関係にあるので、式 (7.28) に基づいて ρ_1 および ρ_2 のかわりに、時間率および帯域幅を陽に含む簡単な関係を解析的に求めることは一般に困難である。しかし本章の後の部分で述べるように、式 (10.1) に関する数値計算結果に基づいて、高圧方向への包絡線電圧レベルに対して次の関係

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{r-1} \quad (10.7)$$

が求まる。ここで p_1 および p_2 は帯域幅 B_1 および B_2 に関する各分布の、同じ包絡線電圧値に対する時間率値をそれぞれ表わす。

さて上に求めた式 (10.6) および式 (10.7) はそれぞれの成立範囲は異なり、式 (10.6) の方は電圧の全範囲に対して成り立ち、式 (10.7) は高圧方向への電圧範囲にだけ制限された関係である。今これら2式から帯域幅のパラメータを消去すると、高圧方向への電圧に対して成り立つ次式が求まる。

$$\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right) = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{-\frac{1}{r}} \quad (10.8)$$

この式は高圧方向に対する一般包絡線電圧および時間率の関係を示す。

10.2.2. 帯域幅変化の交さ率分布効果

つぎに高圧方向への同じ包絡線電圧レベルに著目した場合の、帯域幅変化の交さ率分布効果を求める。単一の電圧べき関数なる空電インパルスの振幅分布は次式で表わせる。

$$n = \left(\frac{p}{A} \right)^{-r} \quad (7.1), (10.9)$$

上式に現われる諸記号は第7章で述べた通りである。

今3dB帯域幅が B_1 および B_2 なる受信機で空電を受信し、各受信機出力でそれぞれ包絡線電圧 R_1 および R_2 をこえる交さ率を測った場合、これをそれぞれ n_1 および n_2 としよう。交さ率分布の近似式は式(10.2)に示した。もし包絡線電圧 R_1 および R_2 が十分に大きく、これ等の電圧レベルを越えるインパルスレスポンスの間の重ね合わせ効果がきわめて小さいなら、式(10.2)に比べいっそう簡単な交さ率の式を求めることができる。すなわち交さ率 n_1 および n_2 は式(7.32)から

$$n_1 \simeq \left(\frac{R_1}{2\pi B_1 G_0 A} \right)^{-r} \quad (10.10)$$

$$n_2 \simeq \left(\frac{R_2}{2\pi B_2 G_0 A} \right)^{-r} \quad (10.11)$$

となる。ここで $R_1 / (2\pi B_1 G_0)$ および $R_2 / (2\pi B_2 G_0)$ は包絡線電圧 R_1 および R_2 に対応する各受信空中線における電圧レベルである。また、 $R_1 = R_2$ とすれば二つの交さ率の比は式(10.10)および式(10.11)から次式となる。

$$\frac{n_1}{n_2} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{-r} \quad (10.12)$$

10.2.3. 時間率および交さ率の間の変換

つぎに時間率および交さ率の間の変換を求める。

まず式(10.7)および式(10.12)から直ちに次式が求まる。

$$\left(\frac{p_2}{n_2} \right) \left(\frac{n_1}{p_1} \right) = \frac{B_1}{B_2} \quad (10.13)$$

ここで (p_1 / n_1) および (p_2 / n_2) は、帯域幅 B_1 および B_2 にそれぞれ対応し、同じ電圧値に対する時間率対交さ率比を表わす。このような比は与えた包絡線電圧レベルを越える包絡線諸部分の幅の平均であり、また、このような平均幅は一般に帯域幅、パラメータ r お

よび包絡線電圧レベルの関数で、式(10.1)および式(10.2)から次式となる。

$$w(v_0, B, r) = \frac{P(v_0, B, r)}{R(v_0, B, r)} \quad (10.14)$$

ここで $w(v_0, B, r)$ は平均幅を表わす。したがって式(10.13)の左辺の二つの乗因子は次のように置くことができる。

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{p_2}{n_2} \right) &= \frac{K(r, v_0)}{B_2} \\ \left(\frac{p_1}{n_1} \right) &= \frac{K(r, v_0)}{B_1} \end{aligned} \right\} \quad (10.15)$$

ここで $K(r, v_0)$ はパラメータ r および包絡線電圧レベル v_0 の関数を表わす。しかし後で示すように数値計算結果によれば、 $K(r, v_0)$ は高圧方向に対して包絡線電圧レベルに依存せず、単にパラメータ r だけの関数に近似的に等しいことが分かる。したがってこのような場合は、高圧方向における時間率および交差率の間の変換係数を表わす式(10.15)の右辺は、帯域幅およびパラメータ r の関数となる。

10.2.4. 重ね合わせ効果

本章での解析において上に求めた諸式の正確に成り立つ範囲は、これら諸式の誘導の仕方から分かるように、インパルスレスポンスの重ね合わせ効果の大きさに依存する。このような重ね合わせ効果はつぎのような量で適当に表わせると考えられる。すなわち重ね合わせ効果を無視した場合の与えた電圧レベルを越えるインパルスの毎秒あたり平均回数に比べ、包絡線雑音過程におけるインパルスレスポンスの間の重ね合わせ効果のため、元のインパルス数から減ったインパルスレスポンスの数の比である。

上に定義した量は、時間率を表わす式(10.1)を変形したものに等しい。すなわち式(10.1)は次のように書き直おせる。

$$\begin{aligned} P(v_0, B, r) &= 1 - \frac{R(v_0, B, r)}{\left\{ -\left(\frac{v_0}{2\pi B G_0 A} \right)^{-r} \right\}} \\ &= \frac{n - R(v_0, B, r)}{n} \end{aligned} \quad (10.16)$$

ここで上式右辺の分母 n は、包絡線電圧レベル v_0 を越えるインパルスの毎秒あたり平均回数また、上式右辺の分子は重ね合わせ効果のため元のインパルスのうちから消失したパルスの毎

秒あたり平均回数を示す。

したがって今考察している諸式の成立範囲は、時間率の値によって大体の推定は可能である。しかし式(10.1)が既に近似式であり、かつ近似の良さはパラメータ r の値に依存するから、同じ時間率の値が全ての r の値に対し、同じ重ね合わせ効果を必ずしも意味しないことを付言して置く。

10.3. 数値計算結果

以下に述べる事柄は主に式(10.1)および式(10.2)に基づく数値計算結果である。これに関連して上の解析において仮定した式(10.7)の関係および式(10.15)に現われる $K(r, v_0)$ の関数形を示す。また、帯域幅変化の交さ率分布および振幅確率分布に対する影響を数値計算結果に基づいて示す。

10.3.1. 振幅確率分布に関する数値計算結果

時間率を表わす式(10.1)の数値計算結果を図10.1以下の3図に示す。このうち図10.1は帯域幅変化の分布効果に対する計算例を示す。これから分布は帯域幅の変化に伴って電圧軸の方向へほぼ平行移動することが分かる。これは帯域幅変化の分布効果を正確に表わす式(10.4)によれば、異なる帯域幅の分布は電圧軸に沿って完全に平行移動の関係にあることにほぼ合う。

図10.2は帯域幅 $1KC$ を基準にとり、この帯域幅およびこれと異なる帯域幅に関する二つの計算分布曲線の数組について、各組の計算分布曲線毎に同じ電圧値に対する時間率比を求め、これを電圧に対して曲線で示したものである。ここで各曲線に付した数値は帯域幅比を表わす。また、帯域幅 $1KC$ に対する他方の帯域幅に属する計算分布曲線上で、時間率が10%および0.001%の点に対し、図10.2の各曲線上にこれらの対応点を求め、これらの点を結んで10%および0.001%の各時間率線を示している。さてこの図から分かるように、各帯域幅比に対する時間率比は、二つの時間率線で限られた時間率の範囲内、したがって対応する電圧範囲内でほぼ定常である。そこでこのような電圧範囲内での平均時間率比を各帯域幅比について求めれば、これは今考察している電圧範囲内の任意電圧に対する時間率比を表わすとしても、このために生ずる誤差はほとんど無視できる。

図10.3は各帯域幅比に対して求めた平均時間率比をパラメータ r に対してプロットしたもので、同時に同じ帯域幅比に属する平均時間率比を表わすプロットは、全て同一の直線上にあ

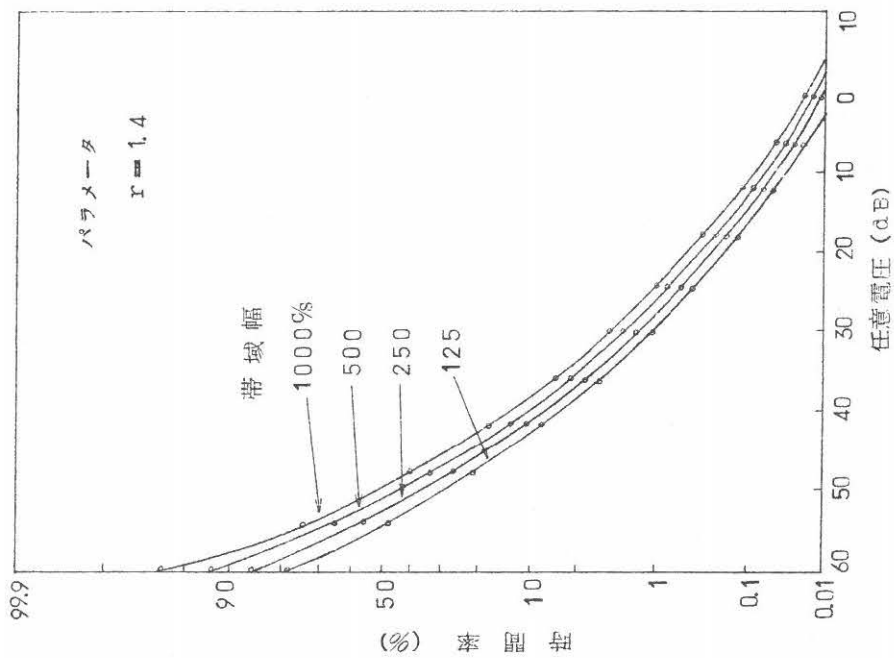


図 10.1 振幅確率分布に対する帯域幅の変化効果 — 対数正規確率紙

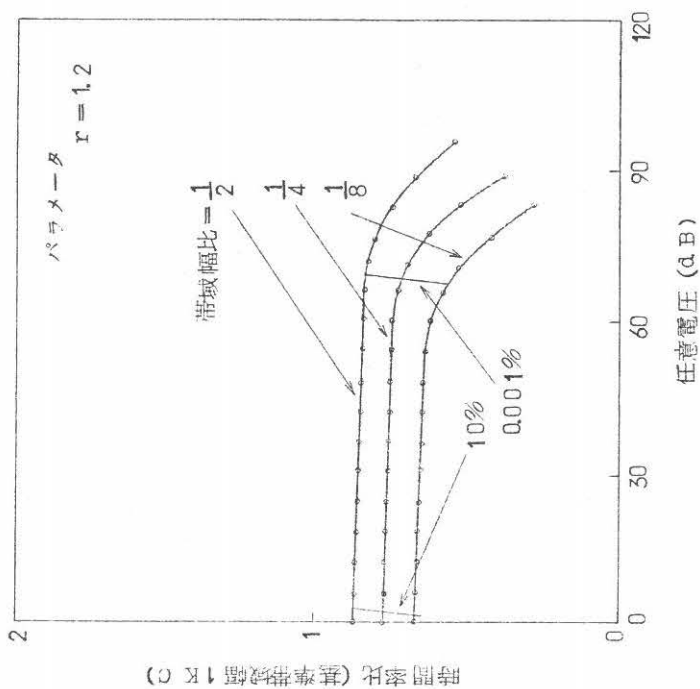


図 10.2 時間率比と電圧の関係

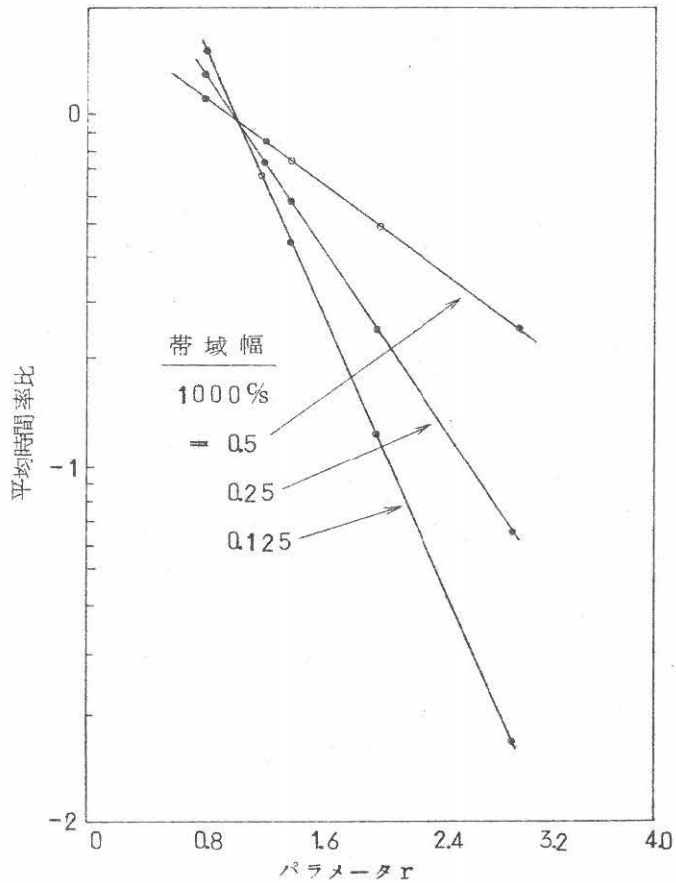


図 10.3 平均時間率比と r の関係

ることを示す。ここで直線は全て縦座標 0 および横座標 1 の点を過ると共に、かつ直線の傾斜は帯域幅比の対数に等しいので、平均時間率比は次式で表わせる。

$$\log_{10} \frac{p_1}{p_0} = (r-1) \log_{10} \frac{B_1}{1000} \quad (10.17)$$

ここで p_0 および p_1 は帯域幅 1000 c および B_1 c に対する平均時間率比をそれぞれ表わす。さらに帯域幅 B_2 c に対する平均時間率比を p_2 で表わせば、式 (10.17) に基づいて次式を求めることは容易である。

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right) = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{r-1} \quad (10.18)$$

これは本章の始めの方で解析の際に仮定した式 (10.7) に他ならない。

10.3.2. 交さ率分布の数値計算結果

図 10.4 以下の 4 図は交さ率を表わす式 (10.2) の数値計算結果を示す。図 10.4 は計算交さ率分布曲線 (パラメータ $r = 0.8$, 帯域幅 500 c) と共に, パラメータ $r = 0.8$ の単一べき関数を示す。ここで直線は単一べき関数の空電インパルスの振幅分布である。また, 横軸は包絡線電圧あるいは受信空中線における電圧を表わし, 縦軸は横軸の電圧の種類に対応し交さ率あるいはインパルスの平均回数 (毎秒あたり) を示す。高圧方向における空電インパルスおよび交さ率分布の各部分は重なるように描いている。この図から, 交さ率分布形がインパルスの振幅分布形から電圧の変化に伴ってかたよりを生ずる有様が明らかに示される。また, 交さ率分布形は実際に空電雑音を測定した場合の交さ率分布形に対し類似の傾向を示す。

図 10.5 は帯域幅変化の分布効果に対する計算例を示す。ここで各分布曲線の最大交さ率は帯域幅の増加と共に増大する。また, 分布曲線は中位から高圧方向にわたり帯域幅の変化と共に, 電圧軸に沿う平行移動をなす。このような傾向は交さ率分布の測定結果に合うようである。⁽⁷²⁾

図 10.6 は帯域幅 1 KC を基準にとり, この帯域幅およびこれと異なる帯域幅に関する二つの計算分布曲線の数組について, 各組の計算分布曲線毎に同じ電圧値に対する交さ率比を求め, これを電圧に対して曲線で示したものである。ここで各曲線に付した数値は帯域幅比を表わす。また, 図 10.2 に関して述べたと類似な, しかし交さ率分布曲線に関して求めた 10% および 0.001% の時間率線を示している。さてこの図から分かるように, 二つの時間率線で限られた時間率の範囲内, したがって対応する電圧範囲内で, 各帯域幅比に関する時間率比はほとんど一定である。そこでこのような電圧範囲内での平均交さ率比を各帯域幅比について求めれば, これは今考際している電圧範囲内の任意電圧に対する交さ率比を表わすとしても, このために生ずる誤差はほとんど無視できる。

図 10.7 はパラメータ r のいろいろの値について, 各帯域幅比および平均交さ率比の間の関係を示したもので, 縦軸は平均交さ率比の対数を, 横軸は帯域幅比の対数をそれぞれ表わす。ここで同じパラメータ r に属するプロットは全て一直線上にあり, かつこれらの各直線は縦座標および横座標が 0 なる点を過ぎり直線の傾斜は各パラメータ r の負の値に等しいことが分かる。したがって平均交さ率比は次式で表わせる。

$$\frac{C_1}{C_0} = \left(\frac{B_1}{1000} \right)^{+r} \quad (10.19)$$

ここで C_0 および C_1 は帯域幅 1000 c および B_1 c に対する平均交さ率比をそれぞれ表わす。さて帯域幅 B_2 c に対する平均交さ率比を C_2 とすれば, 式 (10.19) に基づいて次式

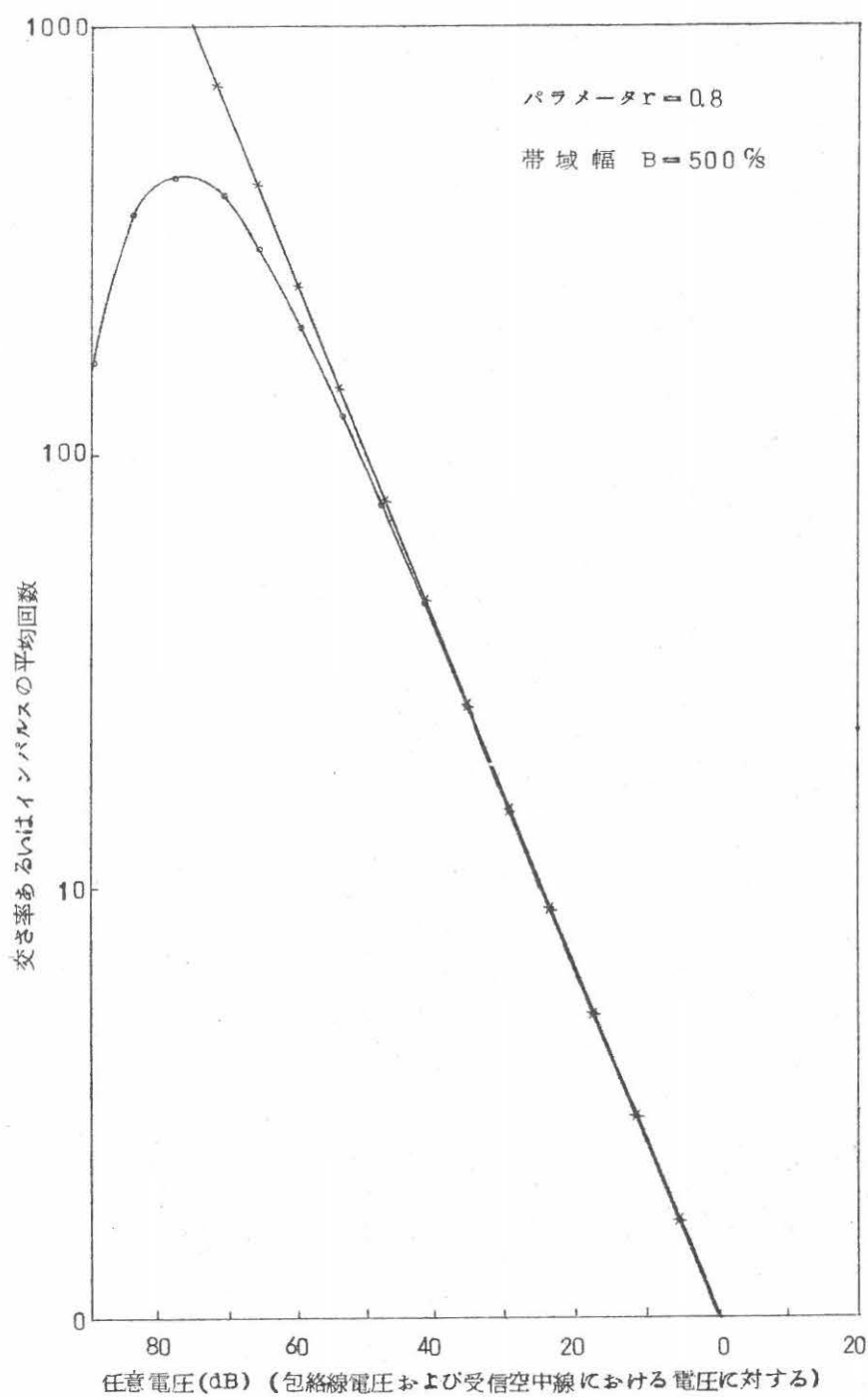


図 1 Q. 4 インパルスの振幅分布および交さ率分布の関係

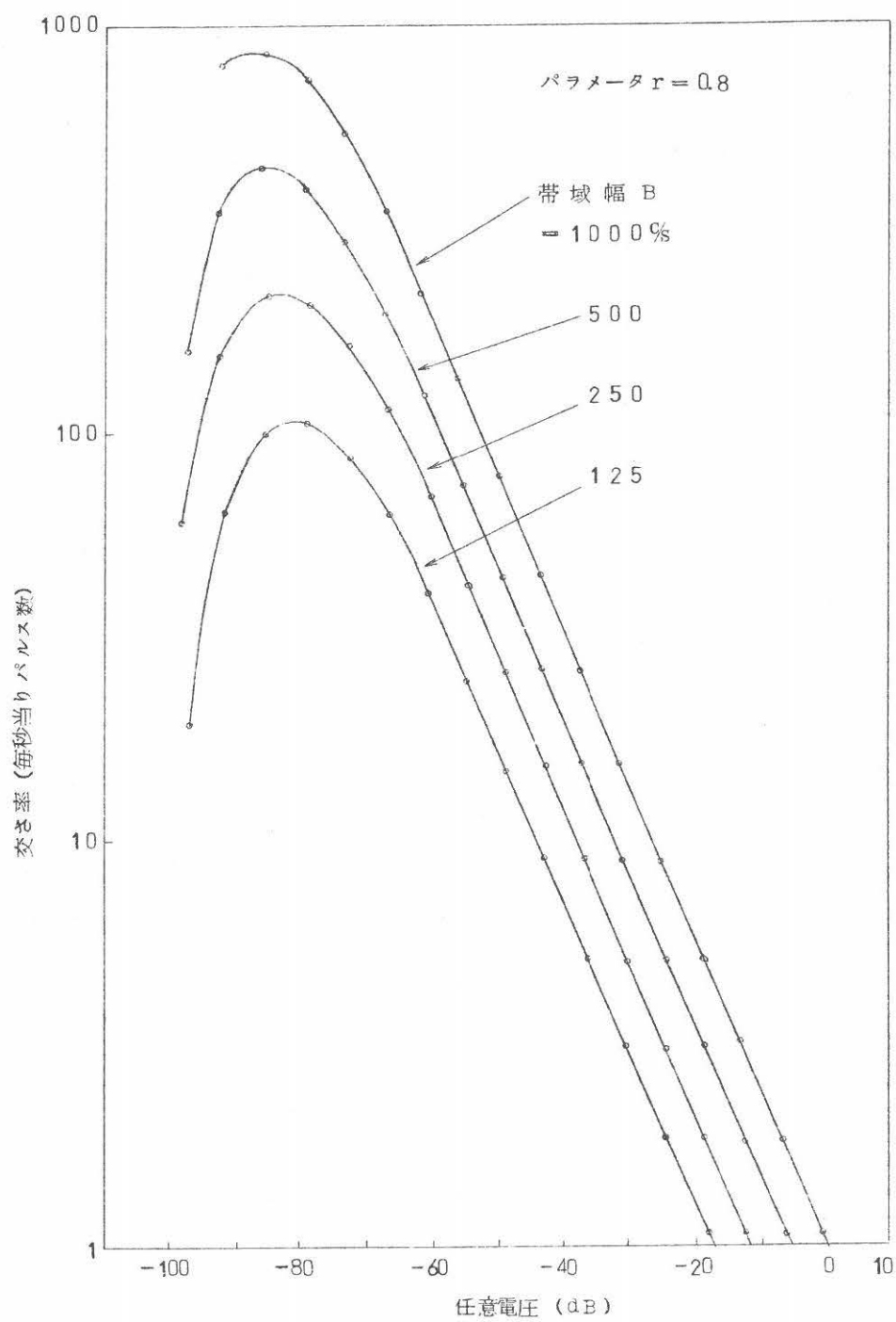


図 10.5 交さ率分布に対する帯域幅の変化効果

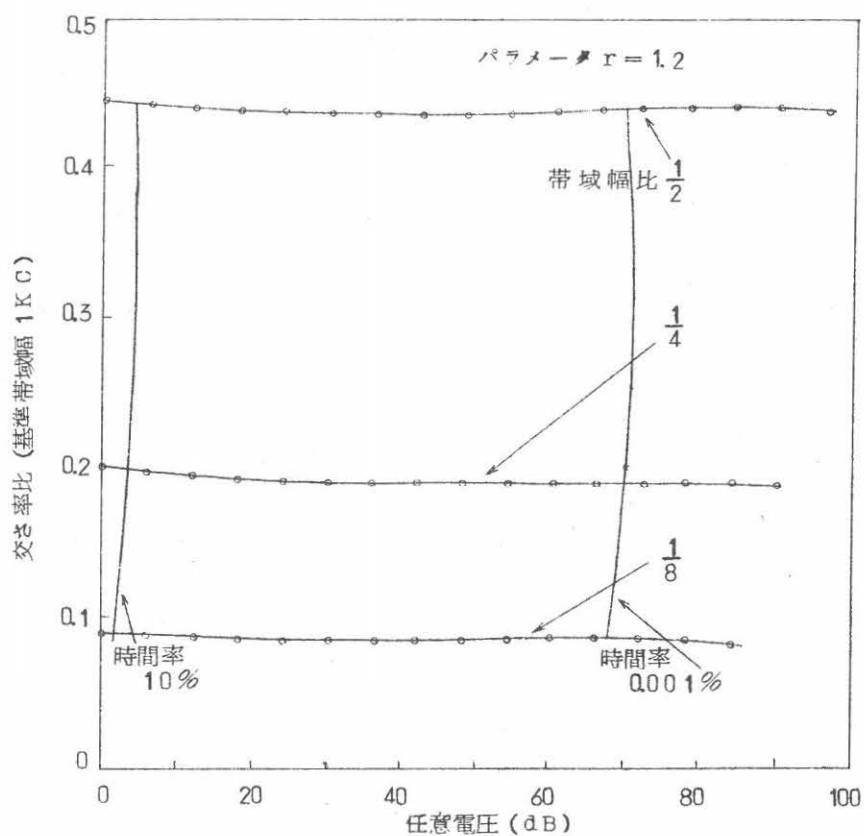


図 10.6 平均交さ率比と電圧の関係

を求めることは容易である。

$$\frac{C_1}{C_2} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{-r} \quad (10.20)$$

これはまえに解析で求めた式 (10.12) に対応し、かつ式 (10.12) が与えたある電圧値に関する関係だけを示すのに比べ、いっそう広い電圧範囲にわたって成り立つ関係である。

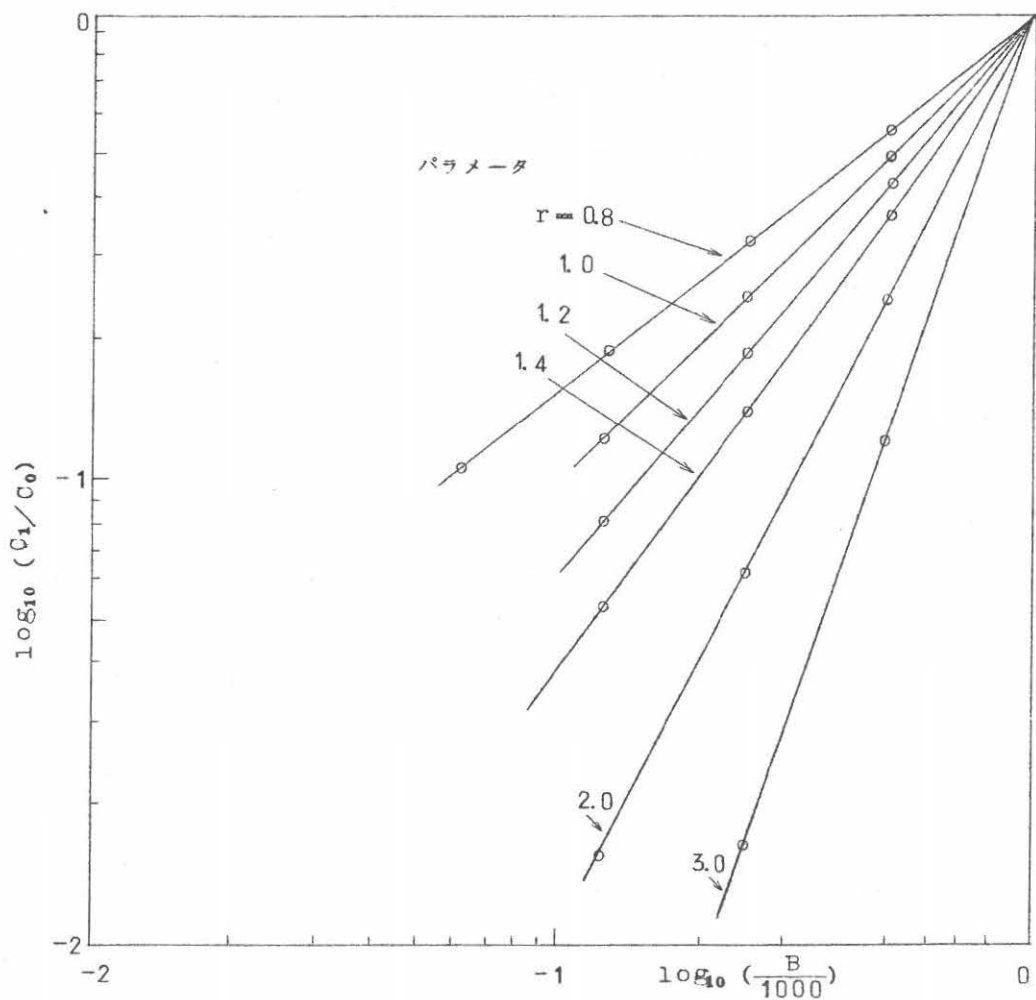


図 10.7 平均交さ率比と帯域幅比の関係

10.3.3. 変換係数に関する数値計算結果

与えた電圧レベル V_0 を越える包絡線諸部分の平均幅を表わす式(10.14)の数値計算結果を図10.8以下の3図に示す。このうち図10.8は、パラメータ r のいろいろの値について平均幅を電圧の関数として求め、これを曲線で示す。また、各曲線上の対応点を結んで10%および0.001%の各時間率線を示す。ここでパラメータ r の各値に対する平均幅は、二つの時間率線で限られる範囲内したがって対応する電圧の範囲内でパラメータ r の値が小さい場合の曲線の一部を除いてほぼ一定である。したがってこのような電圧範囲内でパラメータ r の各

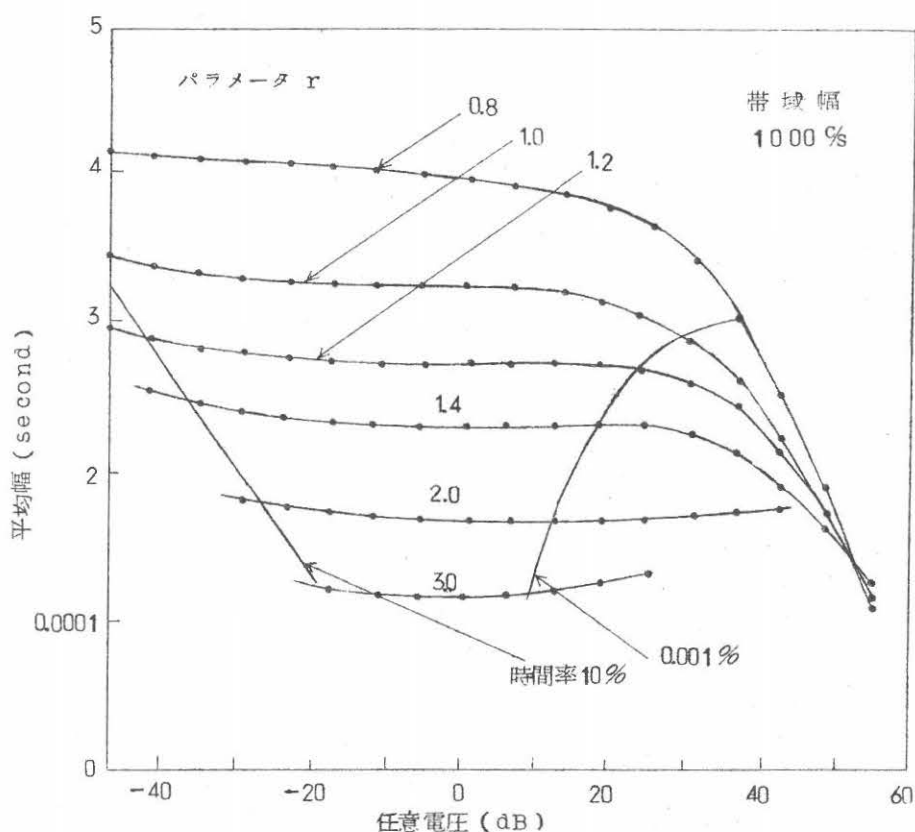


図 10.8 平均パルス幅と電圧の関係

値に対する平均幅の平均を、時間率および交さ率の間の変換係数 T_c で表わすと、 T_c は今考察している電圧範囲内の任意電圧に対する平均幅と考えると、パラメータ $r = 0.8$ の場合の低時間率方向への曲線部分を除けば、これによって生ずる誤差は無視できる。

図 10.9 は変換係数 T_c をパラメータ r のいろいろの値に対し、帯域幅の関数として示したものである。また、図 10.10 は帯域幅のいろいろの値に対し、変換係数 T_c をパラメータ r の関数として示す。ここで 2 図におけるプロットは計算点を示す。図 10.9 に対してはパラメータ r の同じ値に属するプロットは全て直線上にあり、また、図 10.10 では帯域幅の同じ値に属するプロットは全て直線上にある。さらに図 10.9 および図 10.10 に示す直線の傾斜は全て -1 にほとんど等しい。

したがって変換係数 T_c は次式で表わせる。

$$T_c = \frac{K}{B \cdot r} \quad (10.21)$$

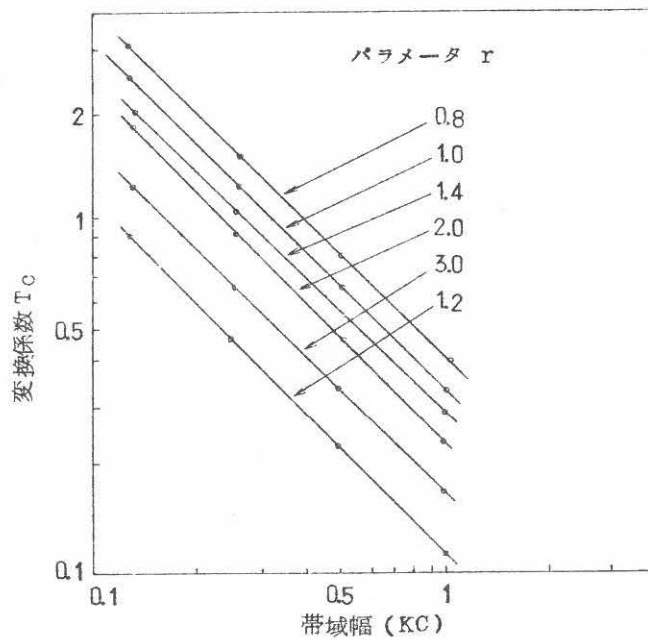


図 10.9 T_c と帯域幅の関係

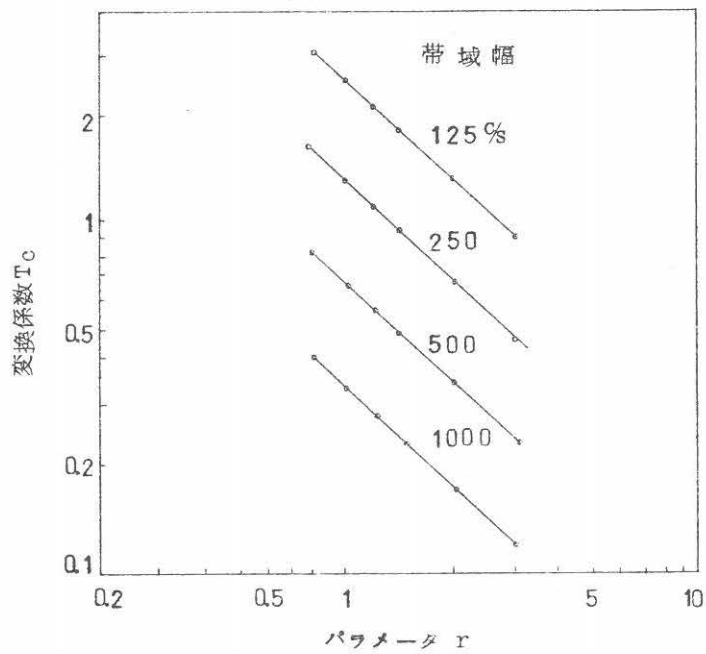


図 10.10 T_c と r の関係

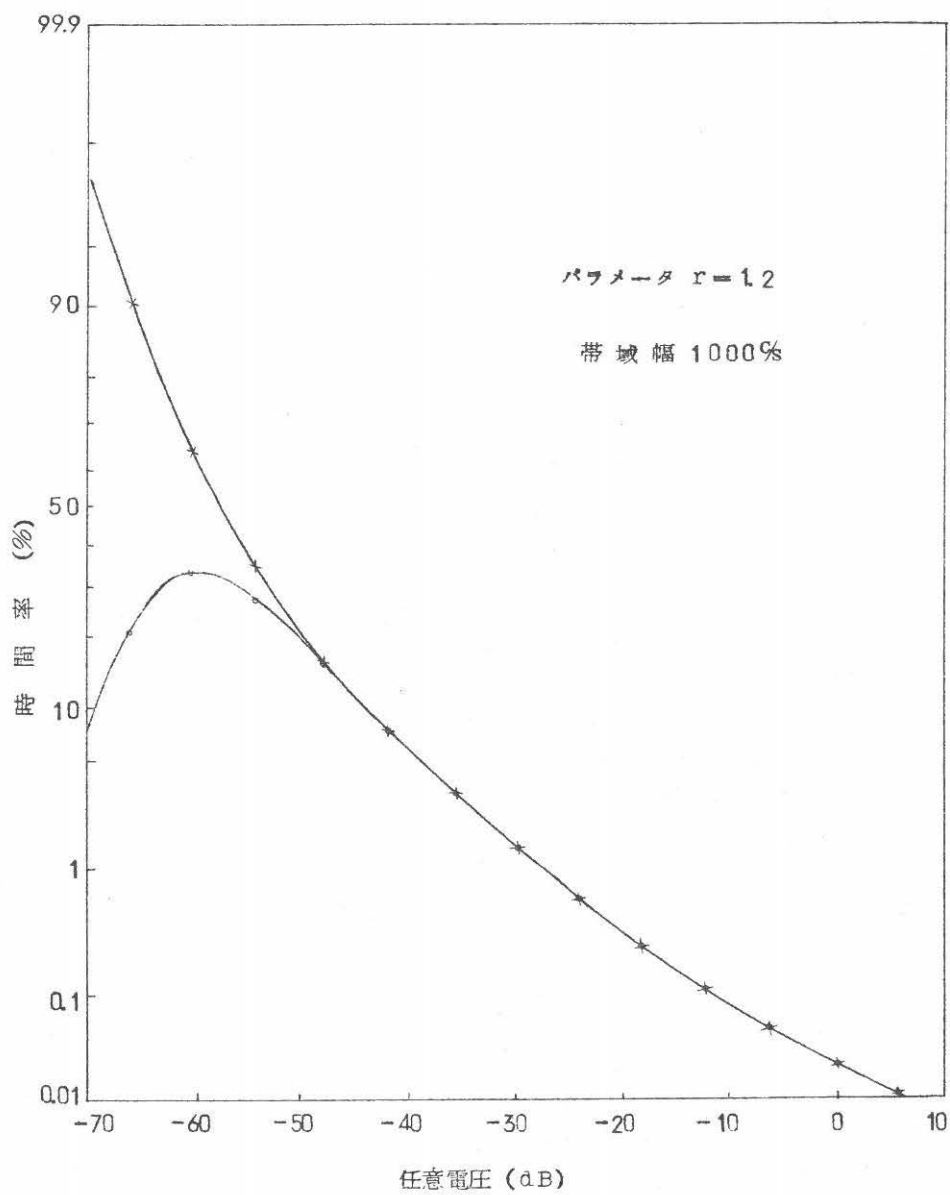


図10.11 交さ率分布に T_c を掛けたものと振幅確率分布の関係

ここでBはサイクルで表わされ、Kは比例常数であり、その値は0.33である。

つぎに図10.11はパラメータ $r = 1.2$ および帯域幅1000cに対する変換係数 T_c を式(10.2)に掛けたものを電圧の関数として示したもの、および式(10.1)の時間率を電圧の関数として示したものである。図から分かるように両曲線は約10%以下の時間率範囲内での一致は非常に良い。

10.4. 結 言

以上本文では、主に高圧方向における空電雑音振幅の振舞いに関連した解析結果を述べた。このうち高圧方向における交さ率分布および振幅確率分布の間の変換について述べた事柄、すなわち時間率63.2%から0.1%までの電圧のdynamic rangeおよび最大交さ率から1なる交さ率までの電圧のdynamic rangeの間の比例対応関係に結びつけると、振幅が一般に衝撃性の空電雑音の場合にも、両分布の間には電圧の広い範囲にわたって密接な関係の存在することが分かる。これは今後における空電雑音の振幅的性質の測定の簡易化のための有益な関係と考えられる。すなわち今まで世界各国の研究者により最も重点的に行なわれた振幅確率分布の測定は、これを長期間にわたって連続的に行ないかつ迅速にデータ整理を行なうことは必ずしも容易でないで、もし交さ率分布から実際上有用な振幅確率分布の情報が求まるなら、上述のような連続測定およびデータ整理が比較的容易な交さ率分布の測定を振幅確率分布の測定にかえることは、今後における測定法を考慮する場合に十分有望な方法である。

第 1 1 章 結 論

11.1. 研究結果の概要および今後の問題

本研究は、空電雑音が存在するときの通信妨害機構を確立することを究極の目的とし、通信妨害に密接な関連をもつと考えられる空電雑音の重要なパラメータの測定および理論的解析を行ない、まづ空電雑音の完全な記述を当面の目的として行なったものである。

本論文の各章で詳細に述べた事柄およびこれに関連した今後の問題を以下に簡単に述べる。

1. 空電積分電界強度および帰還形直線検波器

本研究で空電雑音レベルの一般的指標として測定した種類の空電積分電界強度に関連し、これの測定に使用した帰還形直線検波器の理論的解析を行なって、今まであいまいであった充電および検波の諸性質を明らかにし、同時に設計に必要な諸データを求めた。なお本論文の第2章で述べなかったが、そこで示した理論的解析から明らかのように、この種類の空電積分電界強度はこれの測定値と共に、電圧帰還比、帰還点における電圧レベルなどの回路の諸定数を併記すれば、後日になって平均振幅との間の関連を検討することは可能である。また筆者の行なった試験観測では、今考察している空電積分電界強度の測定値は、平均振幅に等しいかあるいは数dB高い値の範囲内にあると考えられる。したがって第4章および第6章において、相対参照レベル（空電積分電界強度の単位で示した参照レベル）に関するパルス幅およびパルス生起時刻間隔の各分布の変動について述べたときの、相対参照レベル0dBは平均振幅に近い値であるとして考えて良い。なお今後この種類の空電積分電界強度を使用する場合は第2章で述べたように、完全平均値計あるいはこれに近い状態に対応した回路設計に基づいて、測定の行なわれることが最も望ましい。

2. 時 間 関 数

空電雑音包絡線の雑音過程のモデルとして Poisson 雑音過程をとり、観測パルスのパルス幅およびパルス生起時刻間隔の各分布に対する理論式を導出し、かつこれに基づいて、空電雑音のパルス幅およびパルス間時間間隔（零電界）の測定分布に対比し得る理論分布曲線を求めた。パルス幅分布の場合は、高圧方向への参照レベルに対するパルス幅の測定分布を除けば、理論分布および測定分布の間には、低確率方向でかたよりが生ずるが、残りの確率範囲内で良好一致があることが分かった。なおパルス幅の理論分布および測定分布の比較を行なった中波帯周波数（周波数50Kc, 3dB帯域幅1Kc）以外は、異なった周波数および帯域幅に関するパルス幅分布の測定は殆んど行なわれていない。したがってパルス幅分布の周波数お

よび帯域幅変化に伴った諸性質のいっそう満足な理解と記述のために、まづパルス幅分布データの集積が望ましい。とくに短波の場合、パルス幅分布は振幅確率分布に対比し得る重要なパラメータである、とある著者の示唆していることは注目に値する。パルス生起時刻間隔分布の場合は、これの理論分布とパルス生起時刻間隔分布に近似なパルス間時間間隔（零電界）分布との間に良い適合はない、すなわち測定したパルス間時間間隔分布に部分的な周期性が認められた。第6章において中波帯周波数でのパルス間時間間隔（零電界）分布の参照レベルに対する変動の性質を述べると共に、とくに周期性の著しい高圧方向における参照レベルに対し、このような周期性が対地放電の際の多重放電間時間間隔に対応することを述べた。また、低圧方向における参照レベルに対するパルス間時間間隔（零電界）分布は、低確率方向を除いた場合は概略指数分布にしたがうことが分かった。この場合の測定分布は理論的解析に従えば、パルス生起時刻間隔分布から著しくかたよるものであり、普通はパルス間時間間隔（零電界）分布の測定した性質から、空電インパルスの生起時刻間隔分布を推定し得ないが、この場合（指数分布）に限り、空電インパルスの生起時刻は指数分布に従うと推定できることを述べた。なお本研究で測定した中波帯周波数（50 K C）でのパルス間時間間隔（零電界）分布の性質は、長波帯周波数（22 K C）での同じパラメータの測定された性質に大体類似のものである。しかしこのパラメータの周波数依存を明らかにするためには、雷放電の諸過程に伴う電波雑音の発生の方は、長中波および短波の間で明らかな相異のあることが近距離雷の研究において知られておるので、今まで測定されていない短波に対するこのパラメータのデータの集積はとくに望ましい。

3. 振 幅 関 数

空電雑音の交さ率分布の長波帯および中波帯での測定結果に基づいて、空電インパルスの振幅分布は電圧の単一あるいは複べき関数で適当に表現し得ると考えられる。このような電圧べき関数に対する空電雑音の振幅確率分布の理論式を導出し、理論分布曲線と中波帯周波数（周波数 50 K C, 3 dB 帯域幅 1 K C）での測定分布曲線との間に良い適合のあることを述べた。なおここで使用した空電インパルス振幅分布のモデルは長波帯周波数の場合にも妥当なものであるから、この周波数での測定分布に対しても理論分布との間に良い適合があると期待できる。また、帯域幅変化の振幅確率分布に及ぼす効果を理論的に導き（単一の電圧べき関数の場合）、複べき関数の場合は全確率範囲になりたつ簡単な関係はないが、数値計算を前述の理論的解析に併せ用いれば、帯域幅変化の分布効果を求め得ることを述べた。なお、Spaulding, Crichlow および協力者の提案した一連の probable な分布曲線（長中短波の各周

波数での振幅確率分布はこれらの分布曲線に合うと期待される)と上述の理論分布曲線との比較を行なうことは今後における興味ある研究問題である。

つぎに数個年にわたり各季節(3月, 6月, 9月, 12月)約10日間毎時刻各周波数(50 KCおよび100 KC)に対し1分布の測定を行なった結果に基づき, 全測定結果を圧縮して表現する目的により, かつ中波帯周波数での空電雑音特性を考慮した上で, 各年各季節および昼夜別に, 全測定分布の中央分布およびその周りの分布変動の大きさを求めた。ここで中央分布は平均振幅および分布パラメータ V_0 の項で表現でき, とくに平均振幅の項での中央分布の式は, 長波帯周波数で知られた式がこの場合にも応用でき, ただこの式に現われるパラメータの値が異なることを述べた。また分布パラメータ V_0 の項での中央分布の式は, 上に述べた平均振幅の項での中央分布式に対し, 平均振幅を V_0 で置きかえた形をとり, 周波数 50 KCおよび100 KCの場合ともに大体妥当な表現であることを述べた。このような圧縮した表現法をとったために, 数個年にわたる各季節昼夜間の分布特性の季節変化および年変化を明らかにすることができ, とくに各季節昼間および夜間の分布特性は数個年にわたってかなり安定した性質を示し, 時間率 60%から0.1%までの電圧の dynamic range の大きさに対し, 最大 10 dBまでの変化を示した場合もあったが, 多くの場合は2~3 dB以内の変化であることを述べた。なお周波数 50 KCの場合は, 分布パラメータ V_0 は実効振幅に十分近い値であると推定できるので, かつ世界雑音強度の予報値に無損失アンテナにおける雑音指数 F_a が使用されており, これが実効振幅に換算できるので, 第8章で述べた V_0 の項での中央分布は, 強度の予報に加え振幅確率分布の推定に有効であると考えられる。また, 振幅確率分布は, 受信空中線における空電雑音電界に対する寄与が主に遠距離の源からの伝はんに基づくときには, 50 KCから500 KCの周波数範囲内で周波数に依存して著しく変化し, 他方空電雑音電界に対する寄与が近距離の源からの影響のあるときには, 上述の周波数範囲内での分布特性は異なる周波数に対しても相似た衝撃性を示すことなどを述べた。

つぎに他の振幅関数である交さ率分布に対し, 中波帯諸周波数に対する測定分布がA, BおよびCの3形に大別できることや, 交さ率分布の詳しい諸性質について述べた。また, 交さ率分布および振幅確率分布の間には, 連続性雑音の場合のような全確率範囲にわたってなり立つような変換関係は存在しない。しかし最大交さ率および1なる交さ率の2特定交さ率の間の電圧の dynamic range の大きさに著目すれば, これは空電雑音電界の可能な変化にかかわらず, 振幅確率分布の63.2%および0.1%の2特定時間率の間の電圧の dynamic range の大きさにほぼ比例することを解析的に導き, これに基づいて振幅確率分布データ

から、交さ率分布に関する上述の電圧の dynamic range の大きさの時刻変化および季節変化を推定した。さらに第7章で述べた空電インパルス振幅分布の電圧の単一および複べき関数での表現に対する振幅確率分布の理論、および長中波ならびに短波の振幅確率分布のデータに基づいて、空電インパルス振幅分布特性をきめるパラメータ r および r_2 （短波の場合は等価的な意味をもつ）の期待変域を求め得ることを述べた。

また、第7章および9章において導出した振幅確率分布および交さ率分布の各近似式（とくに高圧方向に対しては各パラメータの正確な表現である）に基づく解析および数値計算によって、帯域幅変化の分布効果の式およびこれの数値計算結果を示すとともに、高圧方向における交さ率分布および振幅確率分布の間は極めて密接であり、変換係数 T_c を一方のパラメータに掛けるかあるいは割ることによって他方のパラメータを導き得ることを述べた。なお、今後における空電雑音研究の測定に対し最も影響があると考えられることは、直ぐ上に述べたように高圧方向では、交さ率分布および振幅確率分布の間に相互変換の関係がなりたち、かつ前に述べたように時間率 63.2% から 0.1% および最大交さ率から 1 なる交さ率までの、各電圧の dynamic range の大きさの間に密接な関係の存在することである。

これにより交さ率分布から振幅確率分布の相当に広い時間率範囲にわたる情報を求めうるので、測定およびデータ処理の面倒な振幅確率分布にかえ、これが比較的に容易でありしたがって長期間連続測定が容易な交さ率分布を測定することは、空電雑音の振幅的性質の研究上最も有力な方法であると考えられる。

以上において本研究成果の概要およびこれに直接関連した空電雑音研究の 2, 3 の問題点をあげた。さらに本研究成果を補完する上で、全く同一の空電雑音に対する各種パラメータの測定およびこれによって可能となる各種パラメータの間の関連の直接的研究、および時間関数のいっそう厳密な理論的研究は、今後における重要な研究課題である。さらに空電雑音の通信妨害機構の研究は全くその緒についたばかりで、これに関する理論的および実験的研究を促進することが必要である。

1.1. 2. 謝 辞

本研究は I G Y 以来、筆者が豊川の空電研究所で主として行なった研究をまとめたものである。この間本研究に対しご興味とご関心をもたれご指導を得た前空電研究所長金原教授に深く謝意を表わす。本論文の各章にわたって有益なご教示をいただいた名古屋大学教授（併任）滝東大教授に深く謝意を表わす。種々のご助言を得た佐尾助教授始め空電研究所の方々に深く謝

意を表わす。本論文の準備にご協力下さった長谷正博氏、伊藤芳子嬢に心から謝意を表わす。
空電研究所在任中測定機の試作および観測に労を共にされた鈴木義弘氏、面倒なデータ整理に
労を惜しなかった小島宜子氏、伊藤みつえ氏に心から謝意を表わす。

電学誌上に発表した筆者の論文“帰還形直線検波器”に関し貴重なご討論を寄せられた電波
研究所の秋間浩氏に深く謝意を表わす。

本研究に関しご討議を戴いた URSI 第4分科会の方々に深く謝意を表わす。

なお本論文の各章において述べた数値計算結果の多くは、名古屋大学の電子計算機 NEAC
- 2203 を使用して得たものであることを付記して置く。

文 献

- (1.1) 関 英 男 : 雑 音 (昭29) 岩波書店
- (1.2) J. R. Herman: Journal of Geomagnetism and Geoelectricity, xv, 2, P152 (1964)
- (1.3) M. I. Large: Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 10, P245 (1957)
- (1.4) J. A. Pierce: Proc. IRE 45, P794 (1957)
- (1.5) H. A. Thomas: Proc. Instn Elect. Engrs. pt. 3. 97, P329 (1950)
- (1.6) J. Harwood and B.N.Harden: Proc. Instn Elect. Engrs. 107B, P53 (1960)
- (1.7) R.S. Hoff and R.C.Johnson: Proc. IRE, N.Y. 40 P185 (1952)
- (1.8) Recommendation of U.R.S.I. Com. W to C.C.I.R., U.R.S.I. Information Bulletin, Sept-Oct (1957)
- (1.9) W.Q.Crichlow: Proc. IRE 45, P778 (1957)
- (1.10) J. Harwood and C. Nicolson: Electronic Radio Engineer 35, P183 (1958)
- (1.11) C. Clark: Electron Technol 37, P197 (1960)
- (1.12) 養 妻 二三雄 : 通信と雑音 P65 (1956)
- (1.13) S.V.Chandrashekhar Aiya: Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics 5, P230 (1954)
- (1.14) S.V.Chandrashekhar Aiya and K.R.Phedke: Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics 7, P254 (1955)
- (1.15) H.T.Friis: Proc. IRE 32, P419 (1944)
- (1.16) W.H.Ahlbeck, W.Q.Crichlow, R.T.Disney, Jr, Fulton and C.T.Samson: Construction book for ARN-2 radio noise recorder Ser.No1 to 10 N.B.S. Report, No 5549 (1958)

- (1.17) H.A.Thomas and R.E.Burges : Radio Research Special Report No 15, H.M.S.O. London, Code No 47-29-15 (1947)
- (1.18) IRPL radio propagation handbook (Dept. of Comm, National Bureau of Standards (1943)
- (1.19) Ionospheric radio propagation, N.B.S. Circular 462, Supt. of Doc, Washington. D.C. (1948)
- (1.20) W.Q.Crichlow, D.F.Smith, R.N.Morton, and W.R.Corliss : U.S.Dept. of Commerce, Circular 557 (1955)
- (1.21) Revision of atmospheric radio noise data. report No 65, Los Angeles (1959)
- (1.22) Revision of atmospheric radio noise data (Complement to Report No 65) Radio Consultative Committee, Xth plenary Assembly, New Delhi (1963)
- (1.23) C.A.Mckerrow : Proc. IRE 45, P782 (1957)
- (1.24) C.Clark : Proc. Instn Elect. Engrs. Pt B, 109, 47, P393 (1962)
- (1.25) J.R.Herman : Jour. N.B.S, 65D, 6, P565 (1961)
- (1.26) 石田 享 : 電波研究所季報, 8, P387 (1962)
- (1.27) W.Q.Crichlow, G.Foldes, F.J.Hewitt, E.Horner, H.Shinkawa and A.W.Sullivan : Special report on characteristics of terrestrial radio noise prepared for a subcommittee commission N, URSI (1960)
- (1.28) F.Horner : monograph on radio noise of terrestrial origin XIIIth general assembly of URSI, London P100 (1960)
- (1.29) F.Horner : Advance in radio research vol.2 P121, Academic Press, London. New York (1964)
- (1.30) Progress in radio science in Japan, published by the Japanese National Committee for URSI P81 (1963)

- (1.31) W.Q.Crichlow, et al : Jour. Res. N.B.S., 64D, No 1, P 49
(1960)
- (1.32) W.Q.Crichlow, et al : Monograph. N.B.S., No 23, U.S. Govern-
ment prington office, Washington, D.D (1960)
- (1.33) A.D.Spaulding, et al : Jour. Res. N.B.S., 66D, No 6, P 713
(1962)
- (1.34) K.A.Norton : Proc. IRE 41, P146 (1953)
- (1.35) A.D.Watt and E.L.Maxwell : Proc. IRE 45 P1255 (1957)
- (1.36) G.F.Montgomery : Proc. IRE, 42, P447 (1954)
- (2.1) 仲 井, 鈴 木 : 空電研究所報告 9, No 1-2, 12 (昭 34)
- (2.2) 仲 井, 鈴 木 : 空電研究所報告 11, No 1-2, P 61 (昭 36)
- (2.3) E.F.Gardner : Phil. Mag. 41, P1259 (1950)
- (2.4) 阪本, 滝, 田宮 : 昭 27 連大 11.7
- (2.5) 秋 間 浩 : 電波研究所季報 3, No 12, P 147 (昭 32)
- (2.6) 秋 間 浩 : 電波研究所季報 6, No 22, P 12 (昭 35)
- (3.1) S.O.Rice : B.S.T.J., 23, P282 (1944); 24, P46 (1945)
- (3.2) Middleton : J.A.Phys, 23, 9, P282 (1951)
- (4.1) Chance, et al : Waveforms, M.I.T. Radiation Laboratory
Series, 19, P195 (1949)
- (4.2) D.J.Malan : Recent Advance in Atmospheric Electricity,
Pergamon Press, P557 (1959)
- (4.3) F.Horner : Jour, Atmo. Terr. Phys. 13, P140 (1953)
- (4.4) F.Horner and C.Clark : nature, Lond, 181, P688 (1958)
- (5.1) W.R.Bennet : Proc. IRE, 44, 5, P609 (1956)
- (6.1) C.E.R.Bruce and R.H.Golde : Jour. Instn Electro. Engrs.
88, P487 (1941)
- (7.1) H.E.Dinger : Proc. IRE 46, P1366 (1958)
- (7.2) J.Harwood : Proc. Instn Elect. Engrs. 105, Pt B, P743
(1958)
- (7.3) C.Clark : Proc. Instn Elect. Engrs. 107, Pt B, P311 (1960)

- (7.4) A.W.Sullivan, et al : Scientific Rep.No8. Florida State Univ(1956-6)
- (7.5) E.F.Fulton : Jour. N.B.S. 65D, No 3, P299(1961)
- (7.6) 古津, 石田 : 電波研究所季報 7, No28,(昭36)
- (7.7) 森口, 宇田川, 一松 : 数学公式Ⅲ P192~198(昭38)岩波書店
- (8.1) 仲井, 鈴木 : 空電研究所報告8, No1-2, P33(昭33)
- (9.1) V.D.London : Proc. IRE 29, P50(1941)
- (9.2) 滝保夫 : 信学誌, 30, No8, P13(1947)
- (9.3) A.W.Sullivan and J.D.Wells : Electronics, 30, P208 (1957)
- (9.4) F.Horner and J.Harwood : Proc. Instn Elect. Engrs. 103 B, P 743(1956)

なお、本論文の基礎となった筆者の論文は上掲のものを除けば下記の通りである。

- (1) "The study of the amplitude probability distributions of atmospheric radio noise" Proc. Res. Inst. Atmospherics, Nagoya Univ. vol. 7, P12(1960)
- (2) "Calculated statistical characteristics of atmospheric radio noise", Proc. Res. Inst. Atmospherics, Nagoya Univ. vol. 10, P13(1963)
- (3) "ポアソン雑音過程におけるパルス幅分布理論", 電気通信学会雑誌, 3月号 (昭和39年)
- (4) "帰還形直線検波器" 電気学会雑誌, 3月号 (昭和39年)
- (5) "ポアソン雑音過程におけるパルス生起時刻間隔分布", 電気通信学会雑誌, 9月号 (昭和39年)
- (6) "空電雑音の振幅確率分布", 電気学会雑誌, 11月号 (昭和39年)
- (7) "空電雑音の交さ率分布", 電気通信学会雑誌, 3月号 (昭和40年) 掲載予定