

研 究 紀 要

第 3 号

昭 和 4 2 年

奈 良 工 業 高 等 専 門 学 校

目 次

Renaturation of Denatured Protein	Nobutaka ITO.....	1
ねじ追い車の研究	加 賀 勝 也.....	5
新形式伝熱管の性能研究	中 谷 洵.....	13
X-Ray Investigation of Stress Measurement	Jyunichi ARIMA.....	19
Slit-Coupled Strip Transmission Lines	Takashi AZAKAMI.....	29
電動発電機の動特性について	木 村 伊 一.....	43
オプトロニック A-D変換器	高 橋 晴 雄.....	49
Mössbauer 効果による温度測定の試み	上 田 勝 彦.....	57
広帯域等長伝送線誘導M型LPフィルタにおける縦続素子の寄与効果	高 岡 光 男.....	65
α -フリルジオキシムによるパラジウム(II)の定量分析	石 川 光 二.....	71
最高善について	三 鼓 慶 蔵.....	75
マーク・トウェインにおける子供の目 一夢と幣と一	渡 部 定 雄.....	81
Nambu-Salpeter-Bethe 方程式の解法と核子-核子散乱の 3P_1 Phase Shift	田 中 富士男.....	91
高調波 ($n_i\lambda_{go}/2$) 空洞共振器型フィルタのミリ波帯 (k-band) における誘導性反射素子値の検討と試作実験	野 口 泰 正.....	103
中世村落の形成と動向 一大和龍口を中心とする一	朝 倉 弘.....	109

奈良工業高等専門学校研究紀要 第3号

正 誤 表

頁	行(列)	誤	正
25	Fig. 4 の縦軸	X-ray stress cange	X-ray stress change
68	図 7	×印は測定値を示す)	×印は測定値を示す)
	図 9	Direcitional Coupler	Directional Coupler
	"	ブロッダイヤグラム	ブロックダイヤグラム
88	左上から 22	錯線した	錯綜した
91	左下から 1	10g	log
92	左上から 3	$\frac{-1}{2\pi}$	$\frac{-i}{2\pi}$
	" 15	$\phi^J(p, p_0) = \frac{g^2}{(2\pi)^2} O_J(p, \hat{p}, p_0)$	$\phi^J(p, p_0) = \frac{g^2}{(2\pi)^2} Q_J(p, \hat{p}, p_0)$
	左下から 8	$\emptyset^J(p, p_0) = \int 2\Omega d\Omega \frac{p}{\Omega^2 - p_0^2} x^J(p, \Omega)$	$\emptyset^J(p, p_0) = \int 2\Omega d\Omega \frac{P}{\Omega^2 - p_0^2} x^J(p, \Omega)$
	" 1	$W(x) = \sqrt{x^2 + \mu^2}$	$w(x) = \sqrt{x^2 + \mu^2}$
	右上から 7	for $W(p-q) \leq \omega \leq W(p+q)$	for $w(p-q) \leq \omega \leq w(p+q)$
92及び 93	" 13及び 左上から 5	$-\frac{g^2}{(2\pi)^2} \int d\hat{p} d\Omega' \dots$	$-\frac{g^2}{(2\pi)^2} \int dq d\Omega' \dots$
92	右下から14及び18	$\Omega = W(p \pm \hat{p})$	$\Omega = w(p \pm \hat{p})$
93	右上から 13	$N_A(\Psi) = \{S(p; E) \int dr V(p, r) \Psi(r, q)\}$	$N_A(\Psi) = \{S(p; E) \int dr V(p, r) \Psi(r, q)\}$ $\times \{ \int dr \Psi(p, r) S(r; E) V(r, q) \}$
	右下から 12	$N_C(T) = \{N(p, q) + \dots$	$N_C(T) = \{V(p, q) + \dots$
94	左下から 10	$\times \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{g^2 \gamma_5 \tau'_5(\tau, \tau')}{(p-q)^2 + \mu^2 - (p_0 - q_0)^2 - i\epsilon} \Psi(\vec{q}, q_0)$	$\times \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{g^2 \gamma_5 \tau'_5(\tau, \tau')}{(p-q)^2 + \mu^2 - (p_0 - q_0)^2 - i\epsilon} \Psi(q, q_0)$
	右上から 29	$P_H = (-1)^I \frac{1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}'}{2} \frac{1 + \vec{\rho} \cdot \vec{\rho}'}{2} \pi p_0$	$P_H = (-1)^I \frac{1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}'}{2} \frac{1 + \vec{\rho} \cdot \vec{\rho}'}{2} \Pi p_0$
95	右下から 16	$\times F^J - \frac{pq}{2J+1} (JF_{J+} + (J+1)F_{J-1})] \quad (4.10)$	$\times F^J - \frac{pq}{2J+1} (JF_{J+1} + (J+1)F_{J-1})] \quad (4.10)$
103	上から 4	Laboratry	Laboratory
107	図 5 及び図 6	$n_i \lambda g_0 / 2$	$n_i \lambda_{g_0} / 2$
108	図 9 の横軸	35.95	34.95
117	上段 9	築瀬村	築瀬村

教官研究活動状況一覧表 (続き)

昭和41年4月～42年9月

学科	氏 名	論文テーマ, 又は講演テーマ	学 会 名 (誌)	発表年月	掲載	講演
電気	T.Azakami et al.	H-Guide Mode Superposed by Surface-Wave Mode	大阪大学工学紀要, Vol.16, No.706	41.5	○	
	阿座上 孝 他	不均一分布結合線路のマトリクス表示	電気通信学会雑誌, 10月号	41.10	○	
	T.Azakami et al.	Focusing Lens for Electromagnetic Waves	大阪大学工学紀要, Vol.16, No.707	41.10	○	
	T.Azakami et al.	Coupled strip Transmission Line with Three Center Conductors	IEEE. PG-MTT-14, No.10	1966.10	○	
	T.Azakami et al.	Slit-Coupled Strip Transmission Lines	IEEE. PG-MTT-14, No.11	1966.11	○	
	阿座上 孝 他	スリット結合ストリップ線路	電気通信学会雑誌, 3月号	42.3	○	
	T.Azakami	Coupled Nonuniform Transmission Line and Its Applications	IEEE. PG-MTT-15, No.4	1967.4	○	
	阿座上 孝 他	スリット結合ストリップ線路を用いた方向性結合器	電気関係学会連合大会, No.1461	42.4	○	○
	阿座上 孝 他	マイクロ波照射による臨床的效果について	日本ME学会大会, 第6回	42.5	○	○
	阿座上 孝 他	分布結合3導体ストリップ線路の設計公式について	電気通信学会雑誌, 5月号	42.5	○	
	阿座上 孝 他	不均一分布結合線路とその応用	電子通信学会雑誌, 6月号	42.6	○	

RENATURATION OF DENATURED PROTEIN^(*)

Nobutaka Ito, Toshizo Isemura, Katuhide Yutani
Nobuo Okabe, Asako Yutani and Akira Imanishi

The Institute for Protein Research, Osaka University, Osaka, Japan.

It was formerly believed in general that the renaturation of the denatured protein should be a function of the extent of denaturation. However, in 1961, White⁽¹⁾ has first demonstrated using Ribonuclease as an example that the denatured and completely randomized protein by splitting the disulfide bonds in concentrated urea can be regenerated to the native conformation. A little later, in the same year, our group⁽²⁾ also succeeded in renaturing Taka-amylase A and lysozyme from their denatured and reductively-cleaved disulfide bond forms by removing denaturant and reducing agent and by the following air-oxidation. After these findings, work along the same line has been carried out in various places using different kinds of proteins. Consequently, it now seems to be established that the complete spatial structure of the protein should be determined by the primary structure of the respective proteins.

The investigation of refolding of the linear polypeptide chain into a biologically active conformation is a fascinating problem from the view point of knowing the mechanism of the folding of polypeptide chain synthesized within living cells.

The present report describes the conformational change of the denatured protein during the course of renaturation and the accelerating effe-

ct of the presence of some indifferent proteins against renaturation. The conformational change during the course of renaturation was pursued mostly the measurement of optical rotatory dispersion and circular dichroism.

In the reduced state after removing the denaturing agent, Taka-amylase A molecule assumes a rather expanded conformation. The difference spectrum of the reduced Taka-amylase against native one was measured and found to be similar to that of the Taka-amylase A which was carboxymethylated after reduction of disulfide bonds. The fluorescent depolarization experiment also led to the same conclusion. By the reoxidation of sulfhydryl groups to disulfide bonds, the compact structure is regenerated. Calcium ion is known to be essential for the display of the enzymatic activity of Taka-amylase A.⁽³⁾ In the renaturation experiment, if the calcium ion does not exist in the renaturing system, no enzymatic activity can be recovered from the denatured-reduced Taka-amylase A by air oxidation after removing the denaturing and reducing agents. The conformation of reoxidized Taka-amylase A shows no significant difference by ORD or CD measurement irrespective of the presence or absence of calcium ion. However, in the absence of calcium ion, the last sulfhydryl group does not readily disappear in the course of reoxidation. Consequently, a wrong couple of sulfhydryl groups may be oxidized to a disulfide bond. The gross structure of the reoxidized one may

(*) This paper was presented on
SEVENTH INTERNATIONAL CONGRESS
OF BIOCHEMISTRY, TOKYO, AUGUST
19-25, 1967

be nearly the same as the native one. Nevertheless, the active sites including a specific sulfhydryl group should be different to some extent.

From the results of CD measurement, there are some evidences of a small amount of helical structure remaining in the molecule, even if lysozyme is denatured in such a concentrated urea solution as 8M. However, when all disulfide bonds were reduced, the helical structure was completely destroyed. After removing urea and the reducing agent, almost all helical structure was immediately reformed. However, the intrinsic viscosity was found to be rather high, suggesting some extension of the molecule. By air oxidation of reduced lysozyme, the native conformation was gradually recovered. If the mercaptoethanol was first removed by passing through the IRA 400 column and then the eluate was diluted about forty times and reoxidized by air in the presence of heavy metal ion, the regeneration of lysozyme was found to be satisfactory. Not only ORD curves but also CD spectrum were identical with those for native lysozyme. No UV difference spectrum against the native lysozyme was observed, and the enzymatic activity was recovered completely. The extent of regeneration depends considerably on the renaturing procedure.

On the other hand, if ribonuclease was treated with 8M urea, the helical structure was com-

pletely destroyed even without splitting the disulfide bonds in the molecule. It can be concluded from CD measurement at 200–230m μ that almost all helical structure was recovered immediately after removing denaturing and reducing agent. However, the CD absorption at the longer wavelength region, 270–290m μ , was quite different from that of the native one. Under conditions of oxidation by aeration, the negative CD absorption at 270–290m μ was gradually restored with time. The enzymatic activity was also regenerated with the increase of CD absorption at this region. After 24 hours the CD curve for the regenerated ribonuclease became almost completely identical with that of the native one. Then, the recovery of the enzymatic activity was satisfactory. CD curves at the spectral range between 200–310 m μ show the relative location between chromophores beside the helicity or randomness of the polypeptide chain. Accordingly, the identity of CD curves should be a strong support for the recovery of the conformation. In the accompanying table, ORD parameters, specific rotation intrinsic viscosity, sedimentation constant of the reduced and the native forms of the above-mentioned enzymes are listed. In the reduced state the molecules are expanded. The disulfide bonds are necessary to form a rigid, compact and active conformation.

Protein	Taka-amylase A		Lysozyme		Ribonuclease	
	native	reduced	native	reduced	native	reduced
$[\alpha]_{365}$	-60.5	-201	-176	-295	-239	-414
a.	-60	-340	-270	-510	-429	-758
b.	-96	-78	-155	-130	-80	-100
	0.033	0.096	0.036	0.20	0.033	0.252
S'.	4.2	3.1				

It was found that a so-called disulfide interchange enzyme microsomal fraction of rat liver accelerates the regeneration of denatured ribonuclease by air-oxidation.⁽⁴⁾ However, the amount of this enzyme to be added to the denatured enzyme is rather large. We therefore wondered whether this enzyme has another function than catalysis of the interchange of disulfide bonds. We tried to observe the effect on the denatured α -amylase of *Bacillus subtilis*, which has no disulfide bonds in the molecule, and it was found to be regenerated only by removing urea or by diluting the solution. It was found that the regeneration of this denatured protein containing no disulfide bonds can be remarkably accelerated in the presence of this disulfide interchange enzyme. The mechanism is not clear. However, it seems to accelerate the

refolding of the denatured amylase in a correct manner. It can be replaced by bovine serum albumin. From these findings, involving calcium ion in the case of Taka-amylase A and bovine serum albumin in this case, it would seem that factors other than the polypeptide chain should be taken into consideration when we discuss the folding of polypeptide chain into correct conformation.

Reference

1. F.H. White, *J. Biol. Chem.*, **236** 1353(1961)
2. T. Isemura, T.Takagi, Y.Maeda, K.Imai, *Biochem. Biophys. Res. Comm.*, **5** 373 (1961)
3. T.Isemura, T.Takagi, Y.Maeda, K.Yutani, *J. Biochem.*, **35** 155 (1963); K.Imai, T.Isemura, *ibid.*, **35** 1 (1963)
3. T.Takagi, T.Isemura. *J.Biochem.* **57** 89(1965)
4. D.Givol, R.F.Goldberger, C.B. Anfinsen, *J. Biol. Chem.*, **234** pc 3114

ねじ追い車の研究

加 賀 勝 也

Research and Investigation on Thread Chasing Dial

Katsuya KAGA

概 説

本研究は普通旋盤に於ける同種ねじ切りの場合（親ねじと工作物のねじが共にメートルねじ及び共に吋ねじの場合）について、ねじ追い車装置のダイヤルの目盛の省略の問題を中心に、ウォームホイルの歯数の決定方法、ダイヤルの目盛数とウォームホイルの歯数との関係等の基本的事項の解明と取組み、目盛の省略の問題については出来るだけ省略しない方がよいことを明らかにしたものである。

序

普通旋盤によるねじ切りの場合には、バイトを何回か往復させて、逐次ねじ山を成形して行くのであるが、第2回目以後の切込みに於いては、バイトを正しい位置に導入しなければねじ山を成形することが出来ないため、そのために第1表のような各種の方法が使われている。

〔第1表〕 バイトをねじ山に正しく
合わせる方法の分類

- | | | |
|---|---|------------------------------------|
| ①印を合わせる方法
（半割ナットと
親ねじの噛合い
を外す方法） | { | •ねじ追い車 ⁽¹⁾⁽²⁾ |
| | | •星形インジケータ ⁽¹⁾⁽²⁾ |
| ②親ねじの逆転による方法（半割ナットと親ねじの噛合いを外さずに終始する方法） | { | •ダブルスレッドインジケータ ⁽¹⁾ |
| | | •スピンドルと親ねじに合印をつける方法 ⁽²⁾ |

従来同種のねじ切りの場合（親ねじと工作物のねじとが共に吋ねじ又は共にメートルねじの場合）には、通常第1表①の方法によって来ているが、その代表的なのがねじ追い車による方法で、親ねじのついている旋盤には、ねじ追い車は欠くことの出来ぬものとされている。ところが各社のねじ追い車を調べてみると、中には正し

く設計されていないものもある。

かつて国際見本市にてねじ追い車のダイヤルの目盛数を調べたことがあるが、2線のついているものが1機種、3種が5機種といったように可成り思い切った目盛線の省略をしているものもあり、更に親ねじに噛み合っているウォームホイルとの関係も合理的でないものもあるので、本稿ではダイヤルの目盛の省略の可否の問題を中心に、ねじ追い車についての基本的な事柄の解明と取組んだ次第である。

本稿に記載の調査及び実験結果については、工作物のねじとして、1965年4月から改正のJIS規格によるメートル並目・細目ねじ及びユニファイ並目・細目ねじ更に管用ねじを加えて行ったものであり、親ねじもJISによる台形ねじの範囲に限定している。更にねじ切り速度については、将来現行の速度以上に早められる可能性があるため、現在実用の有無にとらわれずに考察した。

§1. ウォームホイルの歯数決定方法

一般にねじ追い車は親ねじに噛合っているウォームホイルと同軸に、その位置を示すためのダイヤルがとりつけられているが、ウォームホイルの歯数は親ねじのピッチと工作物のピッチとをもとにして決定する。即ち

$$\begin{aligned} \frac{\text{一定時間に於ける親ねじの回転数}}{\text{一定時間に於ける工作物の回転数}} &= \frac{\text{工作物のピッチ } p}{\text{親ねじのピッチ } P} \\ &= \frac{\text{親ねじ1吋についての山数 } W}{\text{工作物1吋についての山数 } w} = \frac{a}{b} \end{aligned}$$

この式に於いて明らかなように、工作物（即ち主軸）が b 回転すれば、その間に親ねじは a 回転するのであるから、いま a/b を既約分数にすれば、 a はバイトを正しいねじ山に切込ませるために、半割ナットを親ねじに噛合わせるべき時期より次に再び噛合わせるべき時期迄の回転数を示しているため、 a を基にしてねじ追い車のウォームホイルの歯数を決めればよい。

いま設計に組入れるべきねじのピッチを $p_1, p_2, p_3 \dots$ (或いは山についての山数を $w_1, w_2, w_3 \dots$) としたとき、それに対応する a の値を夫々 $a_1, a_2, a_3, \dots$ とすると、ウォームホイルの歯数はこれら $a_1, a_2, a_3, \dots$ の最小公倍数を基準にして決めればよい。

1-1 親ねじ・工作物のねじが共にメートルねじの場合

ウォームホイルの歯数は $a/b=p/P$ の計算式によればよいが、 p を既約分数 c/d の形にあらわすと $a/b=c/Pd$ となり、 P は c と公約数をもつこともあるので、 a は c に等しいか又は c の約数になる。従っていま c の値を求める範囲のねじについて調べた結果、その種類が $c_1, c_2, c_3, \dots$ であったとすると、 P の値によって a の値の種類は減少する。即ち c_k/P が約分出来るとき、 c_k/P を既約分数にしたときの分子が a_k であるならば、 $c_1, c_2, c_3, \dots$ のうち a_k は残すことにし、約分する前

第2表 ピッチを既約分数に直した場合の分子

c	1	2	3	4	5	6	7	9	11
ピ	0.1	0.08	0.075	0.8	1.25	6	0.175	0.09	5.5
ッ	0.125	0.4	0.15	4	2.5		0.35	0.225	
チ	0.2	2	0.3		5		0.7	0.45	
%	0.25		0.6				1.75	0.9	
	0.5		0.75				3.5	4.5	
	1		1.5						
			3						

第3表 ウォームホイル歯数決定表 (一例)

c	1	2	3	4	5	6	7	9	11
$P=6$	○	○	○	×	○	×	○	×	○

の数 c_k をはずした数列を基準にしてウォームホイルの歯数を決めればよい。これを簡単に行う一つの方法を次に示す。即ち第2表は J I S に規定されたメートルねじのピッチを既約分数に直したときの分子の数によって配列したもので、この表中で設計に組入れるピッチに印をつけ、印のついている欄の分子 c を抽出して第3表の c の欄に移す。次に第3表中右側より順次 c の値を P でわり、約分出来なければそこに○印をつけ、約分出来ればそこに×印をつけて既約分数にしたときの分子の数に該当する c の欄に○印をつけると、ウォームホイルの歯数は○印をつけた c の値をもとにして決めればよい。但し逐次右側より c を P で割って行く場合に、既に○印をつけた箇所は×印になっても○印のまゝにしておけばよい。

一般に親ねじ・工作物のピッチが共にメートルねじの場合には、 $a_1, a_2, a_3, \dots$ の最少公倍数が非常に大きな数

になるので、いくつか分割しなければならない。その一例を第4表に示した。但し設計に組入れるねじのピッチによって変化するものであり、ねじのピッチの組方が同一であっても分割の仕方は一通りでないことは申すまでもない。

第4表 ウォームホイルの歯数表 (一例)

親ねじ ピッチ %	$p=5.5\%$ を 除いた場合	$p=5.5\%$ を含めた場合
3	20T, 21T	20T, 21T, 22T
4	18T, 25T	18T, 22T, 35T
5	18T, 28T	18T, 22T, 28T
6	14T, 15T	15T, 21T, 22T
8	18T, 35T	18T, 22T, 35T

1-2 親ねじ・工作物のねじが共に吋ねじの場合

ウォームホイルの歯数は $a/b=W/w$ によって求めればよい。設計に組入れるべきねじの選び方によって変わってくるが、第5表は考察の範囲のすべてのねじに対して調査をした結果で、ウォームホイルの歯数は表中○印のついた箇所の a の値の最小公倍数 (即ち * 印のついたところの a の値) $2W$ を基準にして決めればよい。これをみても明らかなように、この場合には親ねじ及び工作物のねじが共にメートルねじの場合に比して非常に整然としており、ダイヤルは申すまでもなく一個で足りる。

第5表 ウォームホイルの歯数決定表

☆: 親ねじ 山/吋

a	1	2	3	4	5	6	7	8	10	12	16	20	24
☆													
2	○	○		○*									
2½	○				○*								
3	○	○	○				*						
3½	○						○*						
4	○	○		○	○			○*					
5									○*				
6	○	○	○	○		○				*			
8	○	○		○				○			○*		
10	○	○			○				○			○*	
12	○	○	○			○		○		○			*

§2. ダイヤルの目盛数とウォームホイルの歯数との関係

いま親ねじ a 回転毎に半割ナットを親ねじに噛み合わせるとき (以下単に時期ということにする) がくるものとする。親ねじは通常一条ねじであり、親ねじ一回転でウォームホイル一歯を送るから、親ねじ a 回転ではウ

ウォームホイール a 歯を送ることになる。従ってウォームホイール a 歯毎に時期が到来することになり、ダイヤルの目盛数がウォームホイールの歯数 z と同数のときには、ダイヤルの a 目盛毎に時期が到来することになる。

またダイヤルの目盛数が z の $1/i$ のときには、もし $a = ij$ (i, j は自然数) であるならば、ウォームホイールで ij 番目はダイヤルの方では目盛数がその $1/i$ であるから、 j 番目毎即ち a/i 番目毎の線に合わせればよい。

更に a が i の倍数でないならば、 $a = ij + r$ ($i > r > 0$) とおくと $z = aq = (ij + r)q$ また $q = is$ (s, q は自然数)、ダイヤルの目盛数は z/i であるから $(ij + r)s$ となる。ところが z のうち時期の到来する場合は $z/a = q$ 箇所あり、そのうちに目盛のあるのは $q = is$ と $(ij + r)s$ の $G.C.M.$ の s となり、 $s = q/i = z/ia$ 箇所の目盛で半割ナットを親ねじに噛合わせる事が出来る。故に $z/i \div z/ia = a$ 、即ちダイヤルの目盛の a 番目毎の線で合わせることが出来る。

以上をまとめると次のことが云える。

- (1) ダイヤルの目盛の数がウォームホイールの歯数と同数のときは、ダイヤルの a 目盛毎に目盛線をねじ追い車本体の基線に合わせればよい。
- (2) ダイヤルの目盛の数がウォームホイールの歯数の $1/i$ のとき、
 - ① a が i の倍数ならば、ダイヤルの目盛線の a/i 番目毎の線に合わせればよい。
 - ② a が i の倍数でないならば、合わせるべき線はダイヤルの目盛線の a 番目毎の線に入ればよい。

時期より次の時期までの時間については①の場合には(1)とかわりがないから問題はないが、②の場合にはダイヤルに於いて合わせるべき二つの目盛線間の i 等分点に半割ナットを親ねじに噛合わせるべき位置があり、この方は目盛上にあらわれて来ない。従って半割ナットを親ねじに噛合わせてから次に噛合わせるべき時期迄の時間は(1)の場合の i 倍になる。

§3. ダイヤルの目盛の合わせるべき時期とねじの切削長との関係

ねじの切り終りの位置で半割ナットの噛合いをはずして往復台をもとの位置に戻した場合に、ダイヤルの目盛の位置は丁度半割ナットを親ねじに噛合わせるのに都合のよい位置にある場合とそうでない場合とがあり、これはねじの切削長や作業者の動作の遅速により左右される。しかし普通旋盤に於いては、種々の長さのねじ切りに対して都合のよいことが大切であり、又作業者の動作の遅速に無関係に都合よくつくられていることが大切で

あるから、原則として目盛は出来るだけ省略しない方がよいことになる。

しかし現在使用されているねじ追い車のダイヤルの目盛の殆どが省略されており、その理由については半割ナットを噛合わせるべき時期間の時間が同種ねじ切りに於いては短いことにあり、§4 では調査の結果を示すと共に、参考までに異種ねじ切り（即ち親ねじが吋ねじで工作物がメートルねじ、又は親ねじがメートルねじで工作物が吋ねじの場合）との比較をしておいた。

§4. 親ねじ a 回転に対する所要時間

§2, §3 では目盛は出来るだけ省略しないことの望ましいことを述べたが、同種のねじ切りでは a に対する所要時間は非常に少い。第6表・第7表は a に対する所要時間 t を求める数字 α の分布を示したもので、これはねじ切り速度 v (m/min) が決まると $t = \alpha/v$ (分) より求めることが出来る。

D : 工作物の直径 m/m

n : 工作物の毎分の回転数

n_b : 半割ナットを親ねじに噛合わせるべき時期より次の時期迄の主軸の回転数

とすれば

$$t = \frac{n_b}{n} = \frac{\pi D n_b}{1000 v} = \frac{\alpha}{v} \text{ (分)}$$

$$\left[\text{但し } \alpha = \frac{\pi D n_b}{1000} \right]$$

第6表 親ねじがメートルねじの場合の α の分布
(同種ねじ切り)

親ねじピッチ $\frac{mm}{\alpha}$	2	3	4	5	6	8	10
1 未 満	31	30	28	23	24	14	16
1 以上 2 未 満	2	2	3	5	7	14	7
2 " 3 "		1		2	2	1	5
3 " 4 "			2	1		2	1
4 " 5 "				2			2
5 " 6 "							
6 " 7 "						2	
7 " 8 "							2

第7表 親ねじが吋ねじの場合の α の分布
(同種ねじ切り)

親ねじ山/吋 α	2	2½	3	3½	4	5	6	8	10
1 未 満	26	13	26	11	26	24	27	26	26
1 以上 2 未 満	1	12	1	13	1	3		1	1
2 " 3 "		2		2					

第8表 親ねじがメートルねじの場合の α の分布
(異種ねじ切り)

親ねじピッチ α	2	3	4	5	6	8	10
3 以上 4 未満	1						
4 " 5 "	9						
5 " 7 "	7	8					
7 " 10 "	7	7	10	1			
10 " 15 "	2	8	9	12	10		
15 " 20 "		1	5	6	5	10	1
20 " 30 "		2	2	4	9	9	12
30 " 40 "				2	1	5	6
40 " 50 "				1	1		5
50 " 60 "						2	
60 " 70 "							1
70 " 80 "							1

第8表・第9表は異種ねじ切りの場合の α の値を示すもので、これをみても明らかな様に異種ねじ切りの場合には同種ねじ切りの場合に比して α の値が非常に大きく、この点が逆転による方法の用いられている所以である。

又同種ねじ切りに於いては α の値が非常に小さいのでダイヤルの目盛数を省略し得る可能性があり、ねじ切り速度がはやくなれば更に可能性は多くなる。

第9表 親ねじが吋ねじの場合の α の分布
(異種ねじ切り)

親ねじ山/吋 α	2	2½	3	3½	4	5	6	8	10	12
1 未 満	10	4	7	4	14	8	10	14	11	14
1 以上 2 未満	6	4	4	3	4	4	6	4	5	4
2 " 3 "	3	3	3	3	1	2	3	1	3	1
3 " 4 "		1	2	1		2				
4 " 6 "		2	3	3	2	3		2		
6 " 10 "	2	4		4	1		2	1	2	1
10 " 20 "	4	1	2	1	3	2	4	3	4	3
20 " 30 "	3		4		3	4	3	3	3	3
30 " 50 "	1	5	3	5	1	3	1	1		1
50 " 70 "	1	3	1	3	1	1	1	1	2	1
70 " 90 "		1		1						
90 " 110 "	1	1	2	1	1	2	1	1	1	1
110 " 120 "	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
190 " 200 "		2		2			2			

§5. ダイヤルの目盛の省略

以上同種ねじ切りについてはダイヤルの目盛の省略し得ることを確めたが、§2で述べたように目盛を省略すればそれだけ時間が多くなるので、ダイヤルの目盛は

無制限には省略できない。そこで目盛の省略の限界の目安として考えられることをあげると、(1) 逆転による方法との比較をしたときにそれよりも遅くならないこと、(2) 使用上ダイヤルの目盛が本体の基線との一致点の判別しやすい状態の中で目盛の最も多い場合を選ぶことであり、以上の二つのうちダイヤルの目盛数の多くなる方を選ぶべきで、本稿では§6以後に於いて(1)の逆転との関係について述べる。

§6. 1 サイクルの所要時間

ねじの切りははじめのバイトの位置に於ける或る動作より、その回のねじを切りおわり、再びバイトをもどしてはじめと同じ位置の同じ動作迄の時間を一サイクルの所要時間とし、これについてねじ追い車による方法と逆転による方法とについて比較する。

6-1 ねじ追い車による方法

往復合の縦送りハンドルから手をはなした瞬間より、バイトの工作物に対する位置を調節し、眼をねじ追いダイヤルに移した瞬間まで…………… β 秒、

以後半割ナットを親ねじに確実に噛み合わせた瞬間まで…………… t_1 秒、

以後その回のねじ切りをおわってバイトを後退させ、半割ナットを親ねじから噛み合いをはずす瞬間まで…………… $f_1(l)$ 秒、

以後往復合の縦送りハンドルでバイトをもとの位置にもどし、ハンドルから手を放した瞬間まで… $g_1(l)$ 秒とすると、一サイクルに要する時間 T_1 は

$$T_1 = \beta + t_1 + f_1(l) + g_1(l) \text{ であらわされる。}$$

6-2 親ねじの逆転による方法

親ねじの逆転によって往復合が心押合の方にもどり、ねじの切りははじめの位置に来て停止した瞬間より、バイトの工作物に対する位置を調節し起動する瞬間まで…………… r 秒、

以後その回のねじ切りをおわって親ねじを逆転させる瞬間まで…………… $f_2(l)$ 秒、

以後往復合を停止させる瞬間まで…………… $g_2(l)$ 秒とし、一サイクルに要した時間を T_2 とすると

$$T_2 = r + f_2(l) + g_2(l) \text{ であらわされる。}$$

§7. ねじ追い車による方法と 逆転による方法との比較

$$T_2 - T_1 = (r - \beta) + \{f_2(l) - f_1(l)\} + g_2(l) - \{t_1 + g_1(l)\} \text{ ……………(1)}$$

β, r については作業者の個人差が大きく影響するの

で、計算によって算出することは出来ないが、実測して次の結果を得た。

$$\beta = 3.48 \text{秒} \quad (2.8 \sim 4.6 \text{秒})$$

$$\tau = 3.36 \text{秒} \quad (3.0 \sim 3.8 \text{秒})$$

β には可成りの巾があるが、第10表をみれば明らかに 3.1~3.9 秒附近に集まっているので、 τ とほぼよく似ていて両者の差が1秒程度であるから

$$\tau - \beta \approx 0 \quad \text{とみなしてよい。}$$

第10表 β の分布

β 秒	4.6	4.3	4.2	4.1	4.0	3.9	3.8	3.7	3.6
度 数	1	2	3	7	4	7	9	9	23
β 秒	3.5	3.4	3.3	3.2	3.1	3.0	2.9	2.8	
度 数	18	23	12	19	10	9	7	1	

次に切削長 $\ell = 100\%$ とした場合の $f_2(l)$, $f_1(l)$ 及び $g_2(l)$ についてみると第11表のようになる。表中の理論値は次式で算出することが出来る。即ち

親ねじがメートルねじのとき

$$t = \frac{60l}{np} \text{ (秒)}$$

親ねじが吋ねじのとき

$$t = \frac{300wl}{127n} \text{ (秒)}$$

測定値と理論値との間に1~2秒の差のみられるのは実際の場合にはバイトを動かす長さが100%よりも長い

第11表 $f_1(l)$, $f_2(l)$, $g_2(l)$ の実測値及び理論値の比較表 (秒)

親ねじ	工作物	n	77	120	191	301	468
4	8	$f_1(l)$	25.3	16.7	11.0	6.4	4.4
		$f_2(l)$	25.9	16.9	10.5	6.6	4.1
		$g_2(l)$	26.0	17.2	10.4	6.9	5.0
		理論値	24.5	15.7	9.9	6.3	4.0
	16	$f_1(l)$	50.4	32.8	21.2	13.7	8.8
		$f_2(l)$	50.3	33.2	21.4	14.0	10.2
		$g_2(l)$	50.3	33.4	21.1	14.2	8.2
		理論値	49.2	31.5	19.8	12.6	8.1
6	1	$f_1(l)$	81.4	50.7	32.3	20.1	12.7
		$f_2(l)$	80.8	51.3	34.5	23.5	14.5
		$g_2(l)$	79.8	51.8	33.3	21.9	13.5
		理論値	78.0	50.0	31.4	20.0	12.8
	4	$f_1(l)$	20.4	12.5	8.1	4.8	3.1
		$f_2(l)$	19.8	13.7	9.5	4.6	3.5
		$g_2(l)$	20.2	13.1	8.3	6.1	3.8
		理論値	19.5	12.5	7.9	4.9	3.2

ためであり、逆転による方法の場合には高速になる程逆転に移る瞬間にバイトが流れやすい。これをみて明らかに $f_2(l) - f_1(l) \approx 0$ とみなしてよい。

尚 $g_2(l)$ については正転・逆転共に同回転の場合について調べたが、逆転速度を2, 3, 4...倍とはやくするに従って所要時間が1/2, 1/3, 1/4...倍になることは申す迄もない。

以上により(1)式は

$$T_2 - T_1 \approx g_2(l) - \{t_1 + g_1(l)\} \dots \dots \dots (2)$$

となり、これについて考えればよい。

次に $g_1(l)$ は次式で算出することが出来る。即ち

$$g_1(l) = \frac{3\pi Rl}{25p_o KTV_h} = k_o l$$

$$\text{但し } k_o = \frac{3\pi R}{25p_o KTV_h}$$

茲に

R : 往復台の縦送りハンドルの半径 $\%$ (80)

V_h : 往復台の縦送りハンドルの周速度 m/min (83.2)

r_2 : 往復台の縦送りハンドルの回転数

(往復台 $\ell\%$ の移動に対する回転数)

p_o : ラックのピッチ $\%$ (6.2831)

r_1 : ラックに噛合うピニオンの回転数

(往復台 $\ell\%$ の移動に対する回転数)

T : ラックに噛合うピニオンの歯数(18枚)

K : r_1/r_2 (3/13)

() 内は森精機KK普通旋盤 ML-620 によるもので、() 内の数値を代入すると $k_o = 0.014$

$\therefore g_1(100) \approx 1.4$ 秒となる。茲に k_o は機械によって変化することは申す迄もない。従ってこの機械に於いては $g_1(l) = 1.4 \ell / 100$ (秒) となる。

次に t_1 はねじ追いダイヤルが回って来て、半割ナットを親ねじに噛合わせるべき時期を示す目盛が、本体の基線に一致する迄の待ち時間で、同一作業者でも一定にはならず、僅かながら差のあるもので、切削長 $\ell\%$ によっても異なるので、最大待ち時間で考えるべきである。

いまねじ追い車のウォームホイールの歯数を Z 枚とすると、ねじ追いダイヤル1回転の時間は $60PZ/np$ (秒) で計算出来る。ところが半割ナットを親ねじに噛合わせるべき時期より次の時期迄に親ねじは a 回転するから、上式の a/Z 倍が最大待ち時間に相当する。

$$\therefore t_{1max} = \frac{60aP}{np} = \frac{60aw}{nW}$$

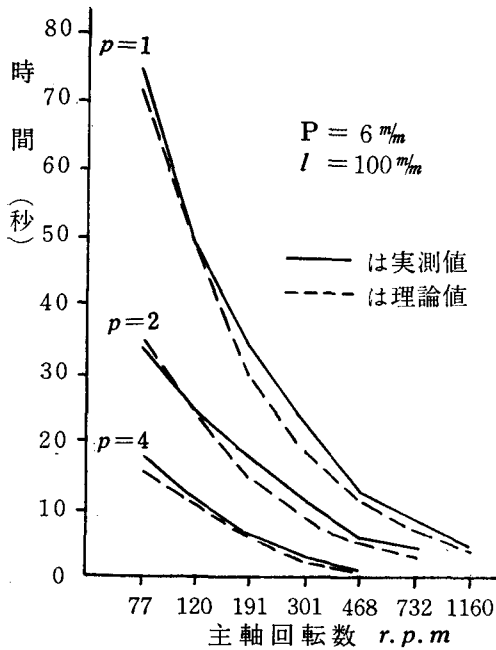
回転がはやくなる程待ち時間は短くなるが、ダイヤルの目盛が見にくくなって幾目盛かに一回合わせ得ることになり高速域では理論値よりも多くなる。しかし高速域では t_{1max} は非常に短く $g_1(l)$ に比して問題にならぬ程小さい。結局(2)式は次のようにあらわせる。

親ねじがメートルねじのとき

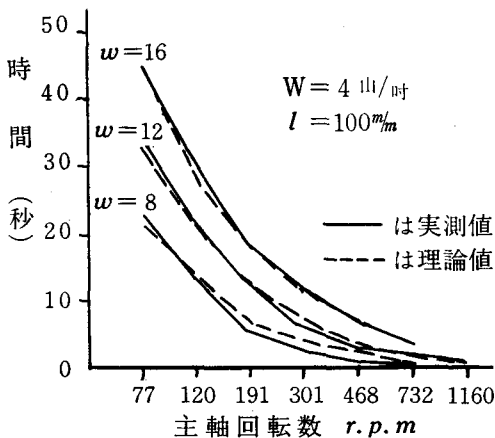
$$T_2 - T_1 \cong \frac{60}{np} (\ell - aP) - k_0 \ell \dots\dots\dots (3)$$

親ねじが吋ねじのとき

$$T_2 - T_1 \cong \frac{60w}{n} \left(\frac{5\ell}{127} - \frac{a}{W} \right) - k_0 \ell \dots\dots\dots (4)$$



(第1図) 親ねじがメートルねじの場合の $T_2 - T_1$



(第2図) 親ねじが吋ねじの場合の $T_2 - T_1$

第1図・第2図に $T_2 - T_1$ の実測値と理論値との比較を示したが殆ど合致していることがわかる。この式に於いて逆転の有利な場合を考えると、(3)式に於いては少なくとも $\ell < aP$ 即ち第2表の c の値が大きき ℓ の短い場合であり、(4)式に於いては少なくとも $5\ell/127 < a/W$ 即ち第5表の○印のうち右端に近い a の値 (即ち a の大きな値) で ℓ の短い場合に、逆転の有利な場合が起り得る。

更にダイヤルの目盛数を $1/i$ に省略し逆転速度を m 倍にはやめた場合、(3)、(4)式は次のようになる。即ち

$$T_2 - T_1 \cong \frac{60}{np} \left(\frac{\ell}{m} - aPi \right) - k_0 \ell \dots\dots\dots (5)$$

$$T_2 - T_1 \cong \frac{60w}{n} \left(\frac{5\ell}{127m} - \frac{ai}{W} \right) - k_0 \ell \dots\dots\dots (6)$$

この式より明らかなように m 及び i を大きくすればする程、逆転が有利になることは申す迄もない。

第12表 逆転速度を m 倍 ($m=1, 2, 3, 4, 5$) にしたとき無条件に逆転の有利な範囲

$P=6\%$ とす

$\frac{p}{n}$	77	120	191	301	468	732	1160
0.75							→ 5
0.8							
0.9							→ 4
1							→ 3
1.25						→ 5	
1.5						→ 4	
1.75						→ 3	
2					→ 5	→ 2	
2.5				→ 5	→ 4		
3				→ 4	→ 3		
3.5				→ 3			
4			→ 5				→ 1
4.5							
5					→ 2		
5.5			→ 4			→ 1	
6							

第12・第14表は $P=6\%$ 及び $W=4$ 山/吋 の場合について、夫々(5)、(6)式の m を1から5まで変化させたときに、表中の矢印の位置からその示す方向にある範囲では逆転による方法が無条件に有利な範囲を示している。また第13表・第15表はやはり $P=6\%$ 及び $W=4$ 山/吋 の場合について、夫々(3)、(4)式に於いて右辺を0とおいた場合の切削長であって、表中の数字以下に於いては逆転が有利になる。更にダイヤルの目盛を省略すると (即ち(5)、(6)式の i を変化させると)、§2で述べた規則に

第13表 $T_2 - T_1 = 0$ のときの切削長(%)
 $P = 6\%$ (空所は10未満)

a	n	77	120	191	301	468	732	1160
1	1.5							10.1
	2							13.1
	3						12.3	31.9
	6				10.4	13.5	×	×
2	0.8	12.2	12.4	12.4	12.7	13.0	13.9	15.3
	4	12.5	13.5	14.6	16.7	19.1	37.9	×
3	0.09	18.0	18.0	18.1	18.1	18.2	18.3	18.4
	0.225	18.1	18.1	18.2	18.3	18.4	18.7	19.2
	0.45	18.2	18.3	18.4	18.6	18.8	19.5	20.5
	0.9	18.3	18.5	18.8	19.4	19.7	21.3	23.8
	4.5	19.6	20.7	22.5	26.4	30.9	78.3	×
5	1.25	30.8	31.0	31.8	32.8	34.0	38.2	45.3
	2.5	31.3	32.2	33.6	36.4	39.1	52.3	92.8
	5	33.0	35.0	38.5	46.3	55.8	204	×
7	0.175	42.1	42.2	42.3	42.5	42.7	43.3	44.1
	0.35	42.3	42.4	42.6	43.0	43.4	44.7	46.4
	0.7	43.6	42.8	43.4	44.2	44.9	47.7	51.8
	1.75	43.4	44.2	45.6	47.9	50.0	60.0	79.4
	3.5	44.9	46.6	49.8	55.7	62.3	105	788
11	5.5	73.3	78.0	87.4	108	134	1098	×

第14表 逆転速度を m 倍 ($m=1, 2, 3, 4, 5$) にしたとき無条件に逆転の有利な範囲
 $W=4$ 山/時とす

w	n	77	120	191	301	468	732	1160
32								→5
28								→4
24								→3
20							→5	→3
19								
18							→4	
16								
14							→5	→2
13							→3	
12							→4	
11								
10								
9								
8					→5	→3	→2	
7					→4			
6								→1
5			→5	→3		→2		
4½			→4				→1	
4								

第15表 $T_2 - T_1 = 0$ のときの切削長(%)
 $W=4$ 山/時 (空所は10未満)

a	n	77	120	191	301	468	732	1160
1	16							11.1
	12							14.9
	8						13.8	45.4
	4				11.5	20.7	×	×
2	18	13.0	13.2	13.6	14.1	15.1	16.8	20.6
	14	13.1	13.4	13.8	15.6	15.8	18.4	24.9
	10	13.3	13.7	14.3	15.4	17.6	22.4	40.6
	6	13.8	13.4	15.7	18.1	23.6	45.4	×
4	19	26.0	26.4	27.0	28.1	29.7	33.0	39.8
	13	26.3	26.9	27.9	29.4	32.3	38.1	53.8
	11	26.5	27.2	28.3	30.3	33.9	42.0	67.6
	9	26.8	27.6	29.0	31.7	36.8	49.0	108
	7	27.2	28.3	30.3	34.2	42.1	66.7	127
	5	27.9	29.6	32.8	39.5	51.8	191	×
8	4½	56.6	60.3	67.8	84.3	132	×	×

より表中の数字を i 倍しなければならぬ場合が生じ、ますます逆転による方法が有利になる。

以上ねじ追い車についての基本的な事柄について述べ、更にダイヤルの目盛の省略は出来るだけしない方がよいことを述べたが、目盛の省略の行われることは繁雑をさけ出来るだけ見やすいように配慮されていることにあると思われるので、敢て省略するならば $a=1$ の次に大きな a の値を a' とすると $1/a'$ 程度にとよめれば安全である。

本論文は今後の研究をすすめるについての第一歩として今迄に考察してきた事柄をまとめたもので、気がつき乍らも時日を要する点で見送らざるを得なかった問題もあり、これを将来の問題とした未完成なもので、ねじ追い車研究の序説とも云うべきものである。今後残された諸問題の解明に努力をなしなければならないと思っている。

(謝辞)

本論文は京都大学における研修報告書で、ご多忙中を貴重な時間をさいてご指導に当たって下さいました工学部教授奥島啓式先生のご懇切なるご助言に深く感謝いたします。

文 献

- (1) 三戸：旋盤ねじ切り法と掛換歯車早見表 p35 (1951)
- (2) 研井：ねじ切り作業 p72 (昭34)

新形式伝熱管の性能研究

中 谷 洵

Researches on New Heat Transmitting Tubes

Makoto NAKATANI

Abstract

We have been studying to obtain highly efficient heat transmitting tubes and have already reported in our earlier papers that our new heat transmitting tube has a very good heat transmission characteristic and gives minor pressure loss.

We further have improved the new heat transmitting tube, examining streamlines around it in a photograph. The improved tube is easy to make and clean, and not easily soiled. The main results of our researches are as follows;

1) The heat transfer coefficient of the improved tube is given by the equation

$$Nu=0.195 Re^{0.618},$$

and the total heat transferred increases by about 37 %, compared with that from a usual circular tube of the same diameter, in the range of $Re = 10^4 \sim 5 \times 10^4$.

2) The pressure loss Δp caused by the improved tube is given by the equation

$$\Delta p = 4.04 Re^{-0.296} \frac{r U a^2}{2g},$$

and is reduced, for instance, by about 26% at $Re = 2.5 \times 10^4$, compared with that by a usual circular tube.

1. 緒 言

伝熱管に要求される特性は単位面積当たりの交換熱量が大きく、通気抵抗損失が少なく、製作が容易で、汚損しにくくしかも掃除が容易なものでなければならない。以上のような条件を満たす伝熱管を求めて研究を続けて

いるが、筆者らが以前に発表した新伝熱管^{(1)~(6)}は汚損の点ではかならずしも満足のいくものではなかった。そこで以前に発表した新伝熱管の流線写真⁽²⁾をもとにして、さらに改良を加え、総合的な伝熱特性の向上を計った。今回はこれらの管について凝縮現象をとまなわない場合の伝熱性能を調査した結果について報告する。なお現在これらの管について空気中に蒸気が混在する場合、すなわち凝縮現象をとまなう場合の伝熱性能を研究中で、近い将来において発表する予定である。

2. 記 号

本報告において用いたおもな記号は次のとおりである。

A, B : 定数

c : 比熱 kcal/kg °C

d_e : 伝熱管の相当直径 m

F : 伝熱面積 m²

G : 管内流体の流量 kg/min

g : 重力の加速度 m/s²

K : 熱貫流率 kcal/m²h °C

m : 定数

Nu : ヌセルト数

n : 定数

Δp : 流動損失 mmAq

Q : 伝達熱量 kcal

Re : レイノルズ数

t : 温度 °C

Ua : 空気速度 m/s

x : 定数

α : 熱伝達率 kcal/m²h °C

δ_w : 伝熱管の厚さ m

本研究は大阪府立大学工学部中村行三教授他1名らとの共同研究であって、昭和42年5月日本機械学会論文集に発表した。

λ : 熱伝導率 kcal/m h°C

γ : 比重量 kg/m³

ϕ : 抵抗係数

添字

a : 空気側

o : 管外面

w : 水側

m : 平均値

i : 管内面

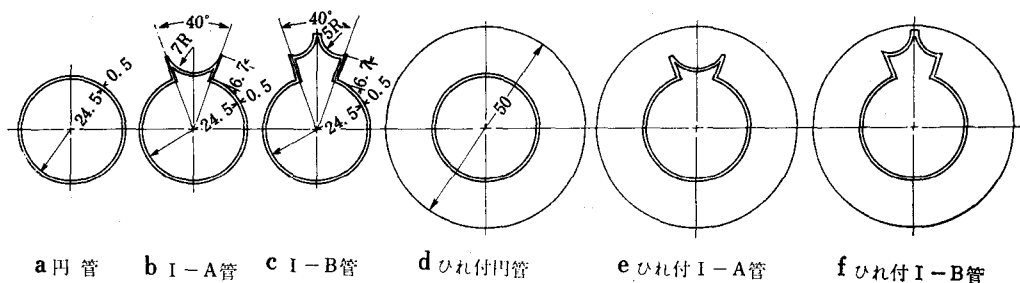
3. 実験に用いた伝熱管

この実験に使用した伝熱管は第1図に示すように外径25.5mm, 厚さ0.5mm, 有効長さが408mmの銅管である。また円かんひれ付管は管軸方向に等間隔に, しかも管軸に垂直な10枚のひれをもっている。

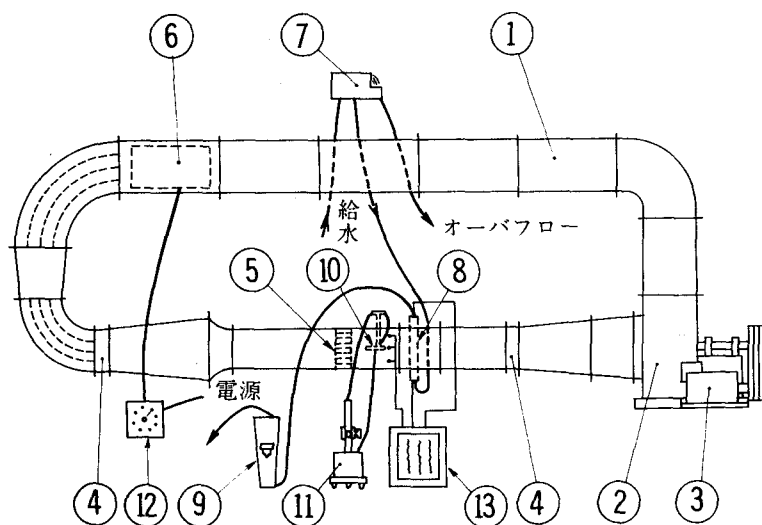
4. 実験装置, 実験方法および整理方法

実験装置の概略は第2図に示すような回流形風胴で,

送風機の振動が測定部に伝達されないように布製の部分④を取付けた。管外気流（この実験では空気）の速度はゲッチェンゲン形のピトー管および微圧計で測定し, 空気速度は③の分巻形電動機の変速機によって変化した。管内流体（この実験においては水）は水圧の変化による流量の変動をなくするためオーバーフロータンクに上げて常に一定の水頭で流れるようにし, 流量は⑨の浮遊式流量計で測定し, 流量調節は流量計出口に設けた弁によっておこなった。温度測定はCu-Co熱電対によって測定したが, 特に管内流体の出入口温度差は非常に小さいので, 熱電対を5組直列に結合することにより5倍の起電力とし, 自記平衡形記録計に記録させ, 平衡状態になったところのデータを使用した。なお熱電対5組を使用したことによって, 管内流体の管軸に垂直方向の温度測定位置による温度の違いをなくし, 平均温度を測定することができた。



第1図 伝 熱 管



- ① 回流風胴
- ② 送風機
- ③ 変速電動機
- ④ 除震部
- ⑤ 整流格子
- ⑥ AC加熱器
- ⑦ オーバーフロータンク
- ⑧ テスト管
- ⑨ 流量計
- ⑩ ピトー管
- ⑪ 微圧計
- ⑫ スライダック
- ⑬ ミリボルト記録計
(1,2,3はCu-Co熱電対)

第2図 実験装置

実験は第1図の(d), (e)および(f)の管について直交流のもとにおいて単管の場合(実際には水の出入口の温度差を大きくし, 正確に測定できるよう管外気流に垂直方向に4本並べてこれを直列に連結した)について, 管内流体の流量を6, 7, 8, 10, 12, 14, 17, 20および30kg/minに変化させ, 風洞内の空気速度および温度を一定に保って熱貫流率の測定をおこなった。すなわち管内流体の出入口温度差を Δt とすると熱貫流率 K は次式で計算される。

$$K = \frac{Gc\Delta t}{F_o(t_a - t_{wm})} \times 60 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C} \quad \cdots(1)$$

この結果を用いて, それぞれの管について K と $1/G$ のグラフを描き, $1/G=0$ すなわち $G=\infty$ のときの熱貫流率 K_o を求める。この K_o の値は管外面の熱伝達率と管自体の材質内コンダクタンスを含むが, 後者は前者に比べて非常に大きいからほとんど無視でき, K_o がだいたい管外面の熱伝達率となる。したがって次式を用いてこの実験に用いた管の内面の熱伝達率 α_i が求められる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{K_o} &= \frac{1}{\alpha_o} + \frac{\delta_w}{F_o \lambda_w} + \frac{1}{F_i \alpha_i} \\ \therefore \frac{1}{\alpha_i} &= \frac{F_i}{F_o} \left(\frac{1}{K_o} - \frac{1}{\alpha_o} - \frac{\delta_w}{F_o \lambda_w} \right) \quad \cdots(2) \\ &= \frac{F_i}{F_o} \left(\frac{1}{K_o} - \frac{1}{\alpha_o} \right) \quad \cdots(2)' \end{aligned}$$

ただし α_o は管外面の熱伝達率, F_o は管外表面積でひれの表面積を含む, F_w は管のみの外表面積, F_i は管内面の面積, δ_w は管の厚さ, λ_w は管の熱伝導率である。

次にそれぞれの管について, 管内流体の流量を常に10 kg/minとし, 管外空気速度を種々変化させて熱貫流率を測定した。さらにこの結果から先に求めた管内面の熱伝達率を用いて, 管外面の熱伝達率 α_o を求め次式より各管のヌセルト数 Nu を求めた。

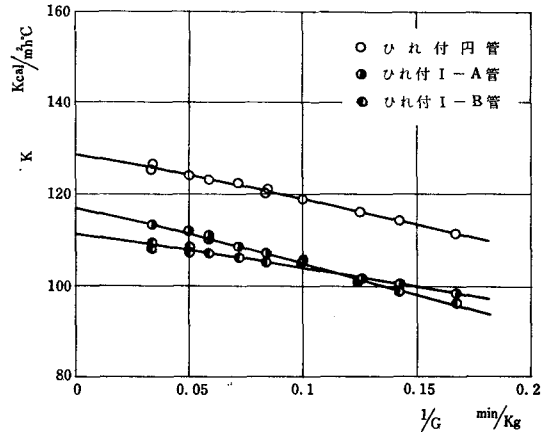
$$Nu = \frac{\alpha_o d_e}{\lambda_a} \quad \cdots(3)$$

なおこの研究においては伝熱管の相当直径 d_e として管外気流に垂直方向の管の幅すなわち25.5mmを用い, λ_a としては $(t_a + t_{wm})/2$ における値を用いた。

また管の通気抵抗損失は別に管前後の全圧差を測定して求めた。

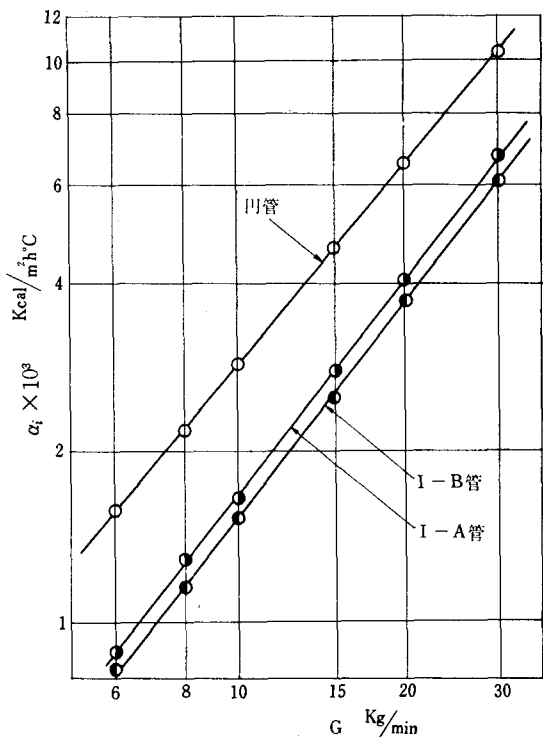
5. 実験結果とその考察

第1図(d), (e), (f)の管について, 管内流量を変化

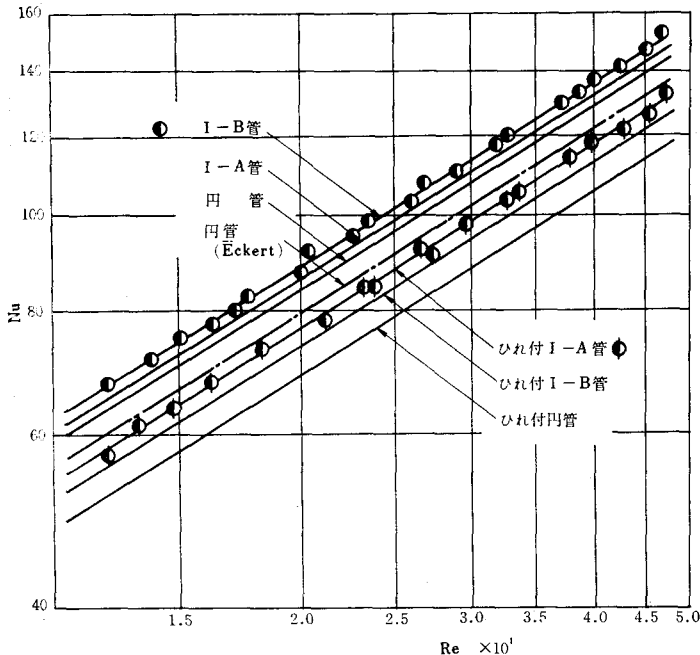


第3図 $K-1/G$ 線図

させて測定した熱貫流率 K と流量 G の関係は第3図のとおりである。これらの結果を用いて近似的に求めた, この実験における, 管内面の熱伝達率 α_i と流量 G の関係は第4図のようになる。この値は管外表面に円環ひれをもつ伝熱管に対する結果であるが, 管内面の形状は円環ひれをもたないものと同じであるから, ひれをもたない管の熱伝達率 α_i もこれらの値となるものとみなし



第4図 α_i-G 線図



第5図 Nu—Re 図

た。しかし実際にはひれをもつものとそうでないものとは、管内面の温度分布が異なるので多少の違いがあるはずである。ところがひれをもたない管についてこの測定をおこなった場合、管内流量が大きくなると、管内流体の出入口温度差が非常に小さくなり、かえって誤差が大きくなる。

図より管内流体の流量が10kg/minのときの α_i の値は円管については 2.90×10^3 kcal/m² h^{°C}、I—A管は 1.69×10^3 kcal/m² h^{°C}、I—B管は 1.54×10^3 kcal/m² h^{°C}となる。これらの値を用いて管内流体の流量が10 kg/minのときの熱貫流率の測定値より、それぞれの管の外面ヌセルト数 Nu を求めると第5図の結果をうる。

空気中におかれた伝熱管の熱伝達率は一般に次式で表される。

$$Nu = AR_e^m \quad \dots\dots\dots(4)$$

ただし A 、 m は管の種類によって定まる定数である。そこで第5図より各管の A 、 m を求めると表1の値をうる。

ところで伝熱管の交換熱量 Q kcalは次式で表される。

$$Q = \alpha_o F_o (t_a - t_{wm}) \quad \dots\dots\dots(5)$$

この実験においては各管について $(t_a - t_{wm})$ はほぼ同一であるから、 $Q \propto \alpha_o F_o$ となり、 $\alpha_o \times F_o$ の値で比較できる。またこの実験においては $\alpha_o \propto Nu$ となり、 Nu

表1 A 、 m の値

管の種類	A	m
円管	0.185	0.618
I—A管	0.190	0.618
I—B管	0.195	0.618
ひれ付円管	0.157	0.618
ひれ付I—A管	0.162	0.618
ひれ付I—B管	0.169	0.618

$= AR_e^m$ 、 m の値が各管について同じであるから、結局 $Q \propto F_o A$ となる。そこで各管の F_o と AF_o を比較すると表2の結果をうる。

以上に述べたように同一のレイノルズ数における熱伝達率の比較からいえるならば、汚損の点でもすぐれているI—B管の熱伝達率が最も大きく、従来一般に多く用いられている円管に比較して、伝熱面積が約30%増加しているのに対し、交換熱量は約37%の増加となっている。またひれ付I—B管も同様、他のひれ付管よりかなりすぐれており、ひれ付円管に比べ伝熱面積が約11%増加したのに比

べ、交換熱量は約20%増加した。

次に管外面の通気抵抗損失の測定結果を示すと第6図となる。図からもわかるように改良形の伝熱管は A 、 B

表2 F_o 、 Q の比較

管の種類	F_o	m^2	F_o/F_o 円管	AF_o	Q/Q 円管
	$\times 10^{-1}$			$\times 10^{-2}$	
円管	1.307		1.000	2.418	1.000
I—A管	1.668		1.276	3.169	1.311
I—B管	1.694		1.296	3.303	1.366
ひれ付円管	2.469		1.889(1.000)	3.876	1.603(10.00)
ひれ付I—A管	2.765		2.116(1.120)	4.479	1.852(1.156)
ひれ付I—B管	2.756		2.106(1.112)	4.651	1.927(1.200)

注：() 内の数字はひれ付円管との比を示す。

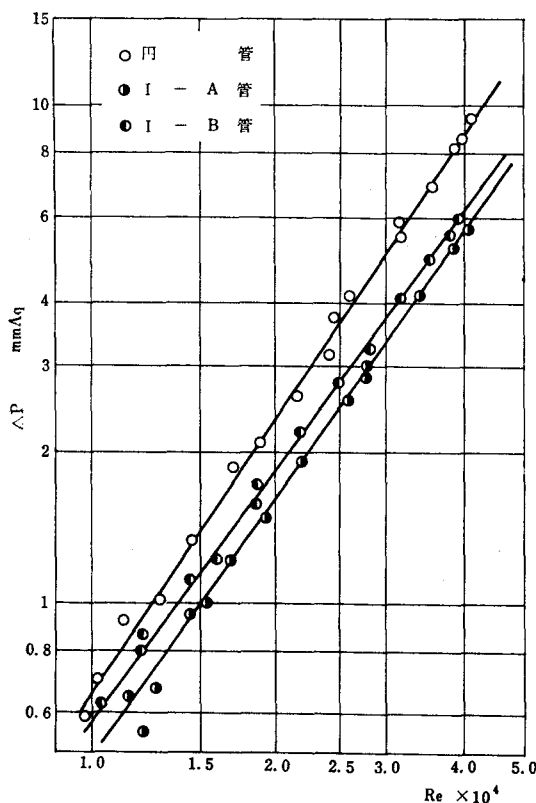
形ともに円管に比べて非常に抵抗が少なく、以前に発表した新伝熱管と同じ傾向を示す。そこで通気抵抗損失 Δp を次の形で書く。

$$\Delta p = \phi \frac{\gamma U_a^2}{2g} \quad \dots\dots\dots(6)$$

ただし γ は管外気流の比重、 ϕ はレイノルズ数 Re および管の種類によって変化する無次元数で、通常次のように表わされる。

$$\phi = B Re^x \quad \dots\dots\dots(7)$$

この B および x の値を実験の結果から求めると表3の

第6図 ΔP - Re 線図表3 B , x の値

管の種類	B	x
円管	1.04	-0.133
I-A管	1.91	-0.232
I-B管	4.04	-0.296

値をうる (10枚程度円環ひれを付けられ、ひれをもたない管と抵抗損失の差はほとんど認められなかった。)

以上述べたごとく改良された伝熱管はいずれも同一 Re 数すなわち同一空気速度において、以前に発表した

伝熱管と同様、熱伝達率が大きいかかわらず、通気抵抗損失が少ない。(2) いまもし送風機による強制通風が同一動力によって行なわれるならば、抵抗損失の少ない管を使用したほうが、管外気流の速度は大きい。したがって強制対流のための仕事量を同一として交換熱量を比較するなら、抵抗による損失の少ない管のほうが有利なことはあきらかである。いまかりに風洞等の損失のない理想的な状態において、送風機の駆動馬力が同一の場合、いうなれば、伝熱管の抵抗損失をも考慮した総合的な性能で比較してみる。

管外気流速度が Ua_1 のとき円管による抵抗損失 Δp_1 は

$$\Delta p_1 = 1.04 Re_1^{-0.133} \frac{\gamma Ua_1^2}{2g} \quad \text{.....①}$$

ただし $Re_1 = Ua_1 d_e / \nu$ である。

次に円管を他の管に置換えた場合、式①で表わされる抵抗損失と同じだけの抵抗損失を生ぜしめる風速を I-A 管 (ひれ付 I-A 管)、I-B 管 (ひれ付 I-B 管) に対して Ua_2 , Ua_3 とすると

$$\Delta p_1 = 1.91 Re_2^{-0.232} \frac{\gamma Ua_2^2}{2g} \quad \text{.....②}$$

$$= 4.04 Re_3^{-0.296} \frac{\gamma Ua_3^2}{2g} \quad \text{.....③}$$

式①, ②, ③から

$$Ua_2 = 0.709 \left(\frac{d_e}{\nu} \right)^{0.056} Ua_1^{1.056}$$

$$\therefore Re_2 = 0.709 Re_1^{1.056} \quad \text{.....④}$$

$$Ua_3 = 0.451 \left(\frac{d_e}{\nu} \right)^{0.096} Ua_1^{1.096}$$

$$\therefore Re_3 = 0.451 Re_1^{1.096} \quad \text{.....⑤}$$

この場合の管外面熱伝達率を求めると

$$\text{円管} \quad Nu_1 = 0.185 Re_1^{0.618}$$

$$\text{I-A 管} \quad Nu_2 = 0.190 Re_2^{0.618} = 0.154 Re_1^{0.653}$$

表4 通気抵抗を考慮した伝熱性能

管の種類	Nu/Nu_1	Q/Q_1	$Re_1 = 10^4$		$Re_1 = 5 \times 10^4$	
			Nu/Nu_1	Q/Q_1	Nu/Nu_1	Q/Q_1
円管	1.000	1.000	1.00	1.00	1.00	1.00
I-A管	$0.830 Re_1^{0.035}$	$1.06 Re_1^{0.035}$	1.14	1.45	1.21	1.54
I-B管	$0.644 Re_1^{0.059}$	$0.835 Re_1^{0.059}$	1.11	1.44	1.22	1.58
ひれ付円管	0.849	1.60	0.849	1.60	0.849	1.60
ひれ付 I-A 管	$0.708 Re_1^{0.035}$	$1.50 Re_1^{0.035}$	0.977	2.07	1.03	2.18
ひれ付 I-B 管	$0.557 Re_1^{0.059}$	$1.17 Re_1^{0.059}$	0.959	2.02	1.05	2.21

$$\begin{aligned} \text{I—B 管} \quad Nu_3 &= 0.195 Re_3^{0.618} = 0.119 Re_1^{0.677} \\ \text{ひれ付円管} \quad Nu_1' &= 0.157 Re_1^{0.618} \\ \text{ひれ付 I—A 管} \quad Nu_2' &= 0.162 Re_2^{0.618} = 0.131 Re_1^{0.653} \\ \text{ひれ付 I—B 管} \quad Nu_3' &= 0.169 Re_3^{0.618} = 0.103 Re_1^{0.677} \end{aligned}$$

となる。これらを用いて Nu 数および交換熱量 Q の円管との比を求めると表 4 のようになる。表よりたとえば $Re_1 = 5 \times 10^4$ のとき I—B 管の Nu 数は円管に比べ 22% 増加し、交換熱量は 58% 増加する。またひれ付 I—B 管についても伝熱面積が円管に比べ、約 110% 増加したのに対し、伝達熱量は 120% 増加する。以上の考察は風胴等の損失がないものとして行ったが、実際は風速の増加にともなって諸損失も増大するので、上に述べた値よりもいくぶん性能は悪くとなると考えられる。

6. 結 言

新伝熱管を改良した管について、凝縮現象をともしない場合の伝熱性能を研究した結果次のことが明らかとなった。

(1) 熱伝達率は同一の Re 数において円管に比べ I—A 管は約 2.7%、I—B 管は約 5.4% 高い。これを同一外径の 1 本の管の交換熱量に換算すると、円管に比べ I—A 管は 31%、I—B 管は 37% 増加する。

(2) 通気抵抗損失はたとえば $Re = 2.5 \times 10^4$ ($Ua = 15$

m/s) において円管に比べ I—A 管は約 32%、I—B 管は約 26% 減少する。

(3) 通気抵抗損失が同一で、しかも風胴損失などが無いものとして、円管の Re 数が 1×10^4 および 5×10^4 において、各管を円管の熱伝達率と比較すると、I—A 管は 14% および 21%、I—B 管は 11% および 22% 増加する。これを交換熱量についてみると、I—A 管は 45% および 54%、I—B 管は 44% および 58% 増加する。

(4) 伝熱性能では I—A 管、I—B 管ともに大差はないが、実験中のごみ付着状態より考慮して、I—B 管のほうが汚損の点ですぐれている。

文 献

- (1) 中村・ほか 2 名，機械学会論文集，22—116（昭 31—4），253。
- (2) 中村・ほか 2 名，機械学会論文集，22—120（昭 31—8），570。
- (3) 中村・ほか 2 名，機械学会論文集，24—148（昭 33—12），984。
- (4) 中村・ほか 5 名，機械学会論文集，26—162（昭 35—2），309。
- (5) 中村・中谷，機械学会論文集，26—171（昭 35—1），1640。
- (6) 中村・中谷，機械学会論文集，30—210（昭 39—2），287。

X-RAY INVESTIGATION OF STRESS MEASUREMENT

(ON THE EFFECT OF ROUGHNESS OF SPECIMEN SURFACE)

By Jyunichi ARIMA

Abstract

Concerned with the stress measurement by X-ray, several basic problems remain to be further investigated, for example, the correlation of the stress value obtained by X-ray method to that obtained by mechanical means.

In the present work, the author investigated the effect of surface roughness on the measured stress by means of X-rays by comparing the mechanically induced stresses which are due to uniform bending with those measured by X-rays, using plate specimens of 0.17% carbon steel that are subjected to various cold working and stress relieved. The specimens are subjected to such cold working as polishing, grinding and shapering in directions, i.e. parallel or normal to the longitudinal axis of the specimens.

1. Introduction

The experimental procedure of X-ray stress measurement has made great progress in consequence of the development of X-ray equipment as well as the improvement in measuring methods.

However, there still remain some problems that should be further investigated. One of them is how the surface condition of the specimen would affect the value of the measured stress.

The author has carried out fundamental studies on the stress measurement by means of X-ray for the purpose of extending their application to practical engineering problems, and reported the good correlation of mechanically induced stress to those measured by X-rays. The stress measured by X-rays is based on the variation of the lattice spacings of metallic crystals in the extremely limited surface layers. Therefore, it has been a general practice to finish the specimen surface smoothly. The surface condition of practical machine parts or structural members, however, are not always suitable for X-ray stress measurement. It seems that the surface condition would affect the accuracy of

stress measurement. From this standpoint, the author carried out experiments to study the effect of the roughness of the specimen surfaces.

Specimens with various degrees of roughness were prepared and the roughness and residual stress were measured on these specimens. After relieving the residual stress in these specimens by annealing, bending stresses were applied to the specimens and at several stages of bending the surface stresses were measured by means of X-rays, and these stress values obtained were compared with the stress value determined from the deflection. Thus the effect of roughness on the measured values by X-rays was examined.

2. Specimens and Experimental Procedures

The material used was 0.17% carbon steel. The heat treatment given consisted of water quenching from the temperature 960°C and subsequent annealing at 650°C for 2 hrs. After this heat treatment three sorts of cold working, that is, polishing, grinding and shapering were applied to the specimens. Polishing was performed with emery paper of 4#, 0# and sand paper of 320#, 180# and 80#, respectively. All cold

working was given in two directions, that is, parallel and normal to the longitudinal axis of the specimen. The shape and the dimension of specimen are shown in Fig. 1, and the

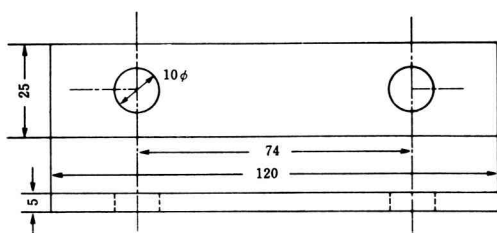


Fig. 1. Specimen

Table 1. Chemical Composition of 0.17% Carbon Steel

Chemical Composition (%)						
C	Si	Mn	P	S	Cu	Mo
0.17	0.42	0.36	0.010	0.010	0.170	0.010

chemical composition of the material is given in Table 1.

For the measurement of roughness of the specimen surface, the Tarisurf apparatus of type 3 was used. In this apparatus, the movement of pick-up on the surface is converted into the change of inductance, and this is recorded automatically on the paper. From the recorded curve, the value of roughness was determined by the three-point method.

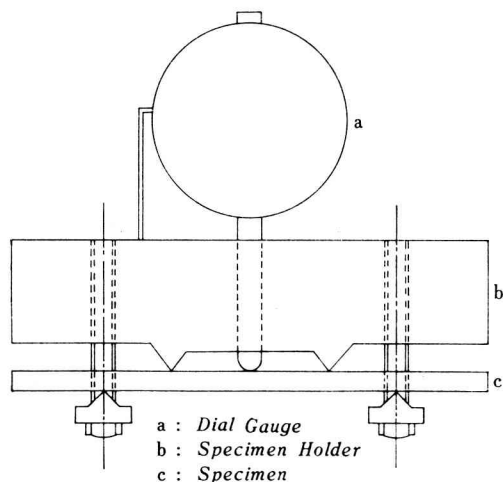


Fig. 2. Loading Device

The loading device employed in this experiment is shown in Fig. 2. It enables a uniform bending stress to be produced in the specimen by tightening the two clamp bolts. The dial gauge with 1/1000 mm reading set at the center of the specimen surface, and from the deflection of the specimen bending stress was calculated by the elastic formula.

The X-ray diffraction apparatus used in this experiment was of an open tube type, and the

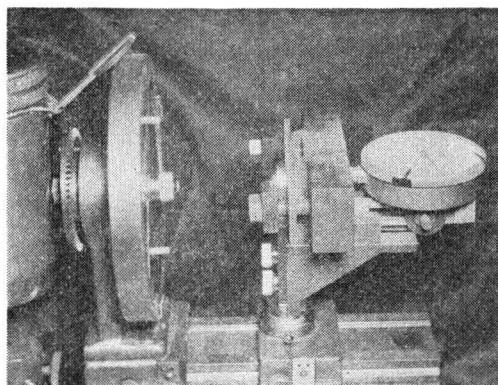


Photo. 1. The Photographs of X-ray Diffraction Apparatus

diffraction lines of $\text{CoK}\alpha_1$ and $\text{CrK}\alpha_1$ beams from (310) and (211) crystal planes, respectively, were photographed on the film. Photo. 1 shows the X-ray diffraction apparatus.

The stresses were determined by employing the $\sin^2\psi$ method. Namely, X-ray beams were applied to the center of the specimen surface in vertical and oblique incidences of 15° , 30° and 45° , and the values of $\text{cosec } \theta_\psi$ was obtained from the measurement of the diffraction ring. The formula for calculating the stress is as follows:

$$\sigma_x = K (\text{cosec } \theta_\psi - \text{cosec } \theta_\perp)$$

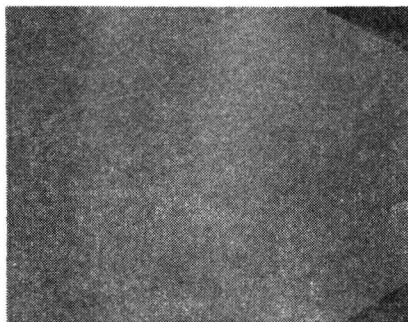
$$K = \sin \theta_o \left(\frac{E}{1+\nu} \cdot \frac{1}{\sin^2 \psi} \right)$$

where θ_o = Diffraction angle of X-ray for stress-free material

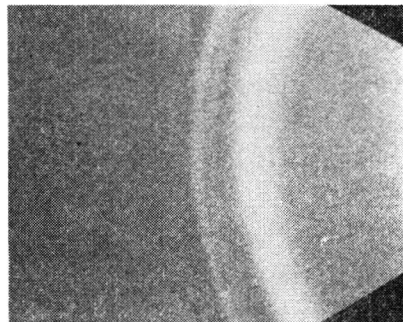
$\theta_\perp$ = Ditto for the case of vertical incidence

θ_ψ = Ditto for the case of oblique incidence with an angle ψ between

the normal to the specimen surface and the direction of X-ray



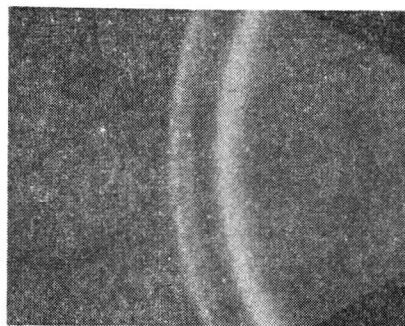
Shaped Surface by $\text{CoK}\alpha_1$ beams



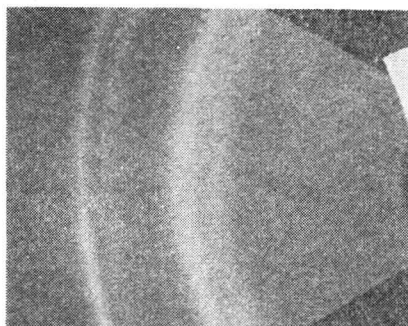
Shaped Surface by $\text{CrK}\alpha_1$ beams



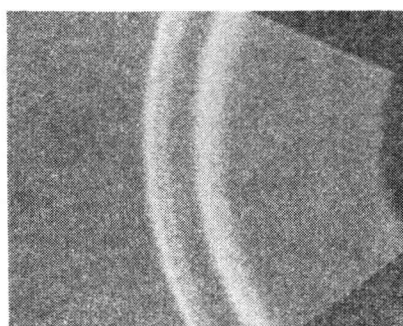
Ground Surface by $\text{CoK}\alpha_1$ beams



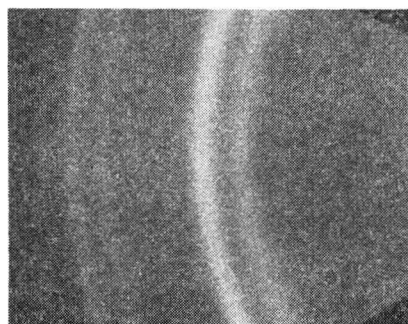
Ground Surface by $\text{CrK}\alpha_1$ beams



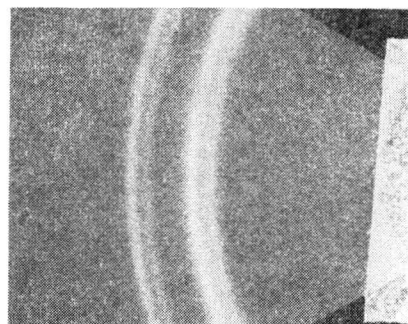
Polished Surface by $\text{CoK}\alpha_1$ beams



Polished Surface by $\text{CrK}\alpha_1$ beams



After Annealed (650°C for 3hr) by $\text{CoK}\alpha_1$ beams



After Annealed (650°C for 3hr) by $\text{CrK}\alpha_1$ beams

Photo.2. Examples of Diffraction Line Photographs

beam

E, ν = Elastic constants

K = Constant depending on the angle
of incidence

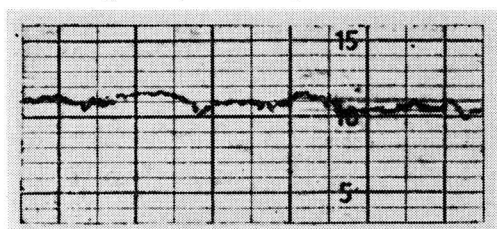
For the measurement of the radius of the diffraction ring, an automatic recording type microphotometer was used. From the profile of the intensity distribution curve, its peak could be determined correctly. Some examples of diffraction photographs are shown in photo. 2.

After the measurements of residual stress and surface roughness, all the specimens were an-

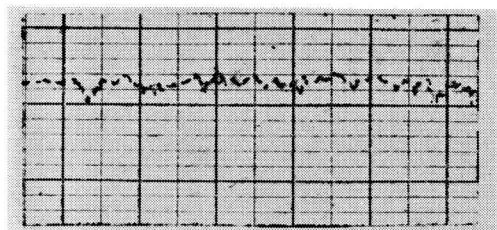
nealed at 650°C for about 3 hrs. with the aim of stress relieving. The annealed specimens were stressed stepwise by the loading device, and the stress values calculated from the deflections of the specimens were compared with those obtained by the X-ray method.

3. Experimental Results

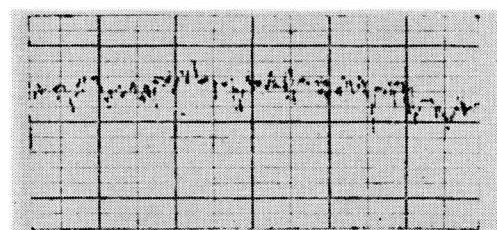
The curves of surface roughness for several specimens drawn by the Tarysurf are shown in Photo. 3, and the roughness values measured are given in the parentheses. As is apparent in



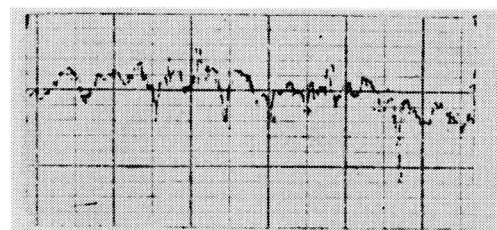
Polished by Emery Paper 4# (5000) $H_{max}=0.4\mu$



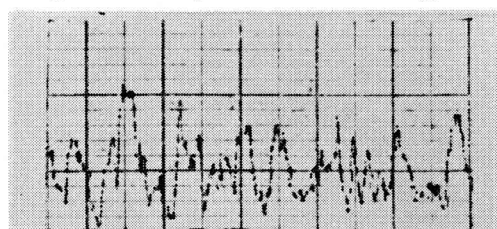
Polished by Emery Paper 0# (5000) $H_{max}=0.8\mu$



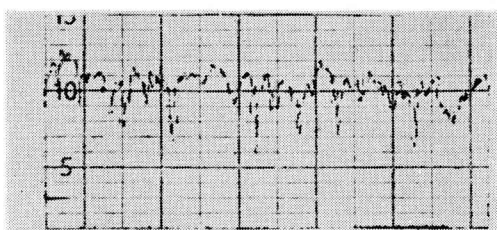
Polished by Sand Paper 320# (5000) $H_{max}=1.0\mu$



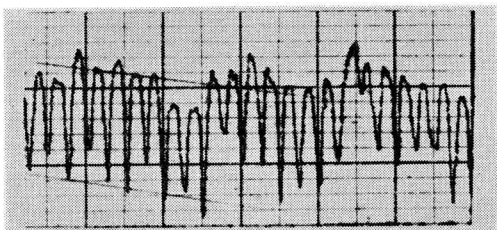
Polished by Sand Paper 180# (5000) $H_{max}=1.25\mu$



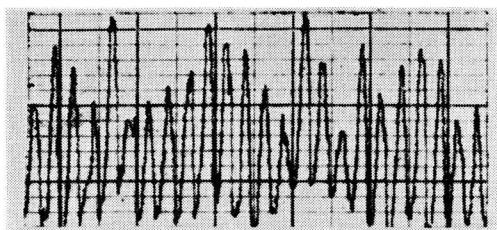
Polished by Sand Paper 80# (5000) $H_{max}=2.4\mu$



By Grinder (1000) $H_{max}=5.2\mu$



By Shaper (1000) $H_{max}=14.5\mu$



By Shaper (2000) $H_{max}=15.0\mu$

Photo.3. Examples of Surface Roughness Curves

the figure, roughness values differ, considerably depending on the kind of cold working. In the case of shapering, it shows the highest values of 15μ .

The residual stresses after annealing were measured on all the specimens, and their values were found to be small, showing nearly stress-free conditions. Table 2(a) shows the results of measurement of residual stresses in the cold worked specimens using $\text{CoK}\alpha_1$ beams. In the case of cold working parallel to the longitudi-

nal axis of the specimen, both stress components parallel and normal to the axis were measured. The residual stresses were measured as compressive in all cases, except in the case of the shapered specimen. However, in the case of the shapered specimen the diffraction lines could not be obtained by $\text{CoK}\alpha_1$ radiation, owing to the large lattice strains. The 2(b) indicates the similar results to the case of (a) that is obtained by using $\text{CrK}\alpha_1$ beam. The use of $\text{CrK}\alpha_1$ beam enables us to obtain clearer dif-

Cold Working Condition	Residual Stress of the Longitudinal Direction on the Specimen (kg/mm^2)	Residual Stress of the Normal Direction on the Specimen (kg/mm^2)	After Annealed (kg/mm^2)
Polished by Emery Paper 4#	-23.4	-18.9	-0.5
Polished by Emery Paper 0#	-27.5	-24.0	-0.8
Polished by Sand Paper 320#	-28.6	-26.5	-0.5
" 180#	-30.5	-26.0	-0.6
" 80#	-31.3	-29.0	-0.8
Ground	-29.3	-25.0	-1.0
Shapered	—	—	+1.0

Table 2(a) Residual Stresses obtained from $\text{CoK}\alpha_1$, (310) Radiation

Cold Working Condition	Residual Stress of the Longitudinal Direction on the Specimen (kg/mm^2)	Residual Stress of the Normal Direction on the Specimen (kg/mm^2)	After Annealed (kg/mm^2)
Polished Emery Paper 4#	-20.0	-15.5	-0.5
" 0#	-26.0	-21.0	-0.8
Polished Sand Paper 320#	-27.5	-20.5	-0.8
" 180#	-29.0	-22.5	-0.2
" 80#	-29.0	-22.5	-0.2
Ground	-24.5	-18.5	-0.2
Shapered	+27.5	+20.0	0

Table 2(b) Residual Stresses obtained from $\text{CrK}\alpha_1$ (211) Radiation

fraction patterns even in the case of the shaped specimen, and as the result of stress measurement showed, it is found that tensile residual stress exist on the shaped surface.

Fig. 3 shows the results of experiments for the case in which the streaks produced by cold workings exist in the direction parallel to the longitudinal axis of the specimens. The figure exhibits the correlation of the mechanically induced stresses to those measured by X-rays using

both $\text{CoK}\alpha_1$ and $\text{CrK}\alpha_1$ beams. The residual stress after the low temperature annealing at 650°C is also indicated in the figures, and the X-ray stresses plotted in the ordinate are the values of measured stresses subtracted by these residual stresses. As is apparent in the figures, fairly good agreements are seen between both the stresses for all the cases.

Fig. 4 shows the similar results to Fig. 3 obtained for the specimens with streaks running

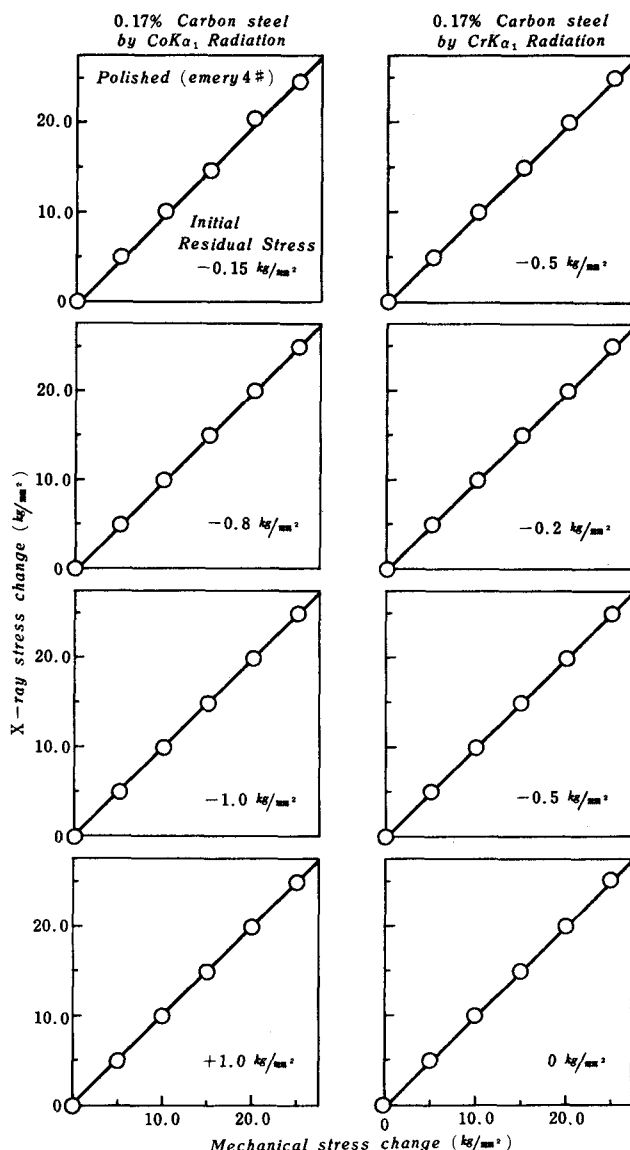


Fig. 3. Correlation of X-ray and Mechanical Stresses for Various Roughness (in the Direction Parallel to the Longitudinal axis)

in the normal direction to the axis. Dissimilar to Fig. 3, considerable discrepancies are seen between both the stresses in several cases. Namely, in the case of polishing with emery paper of 4# and 0# or sand paper of 320# and 180# in which surface roughness is small, both the stresses are in fairly good agreement. But for the cases of polishing with sand paper of 80#, grinding and shaping, that is, for the speci-

mens with large values of roughness, linear relationship does not hold. The stresses measured by X-rays are somewhat smaller than those mechanically induced. This tendency is more conspicuous as the roughness value is increased.

Fig. 5 shows the results for the specimens shapered in the direction parallel to the axis, in which $\text{CoK}\alpha_1$ beams were used. As is apparent in the figure of $\text{cosec}\theta_\psi$ versus $\sin^2\psi$,

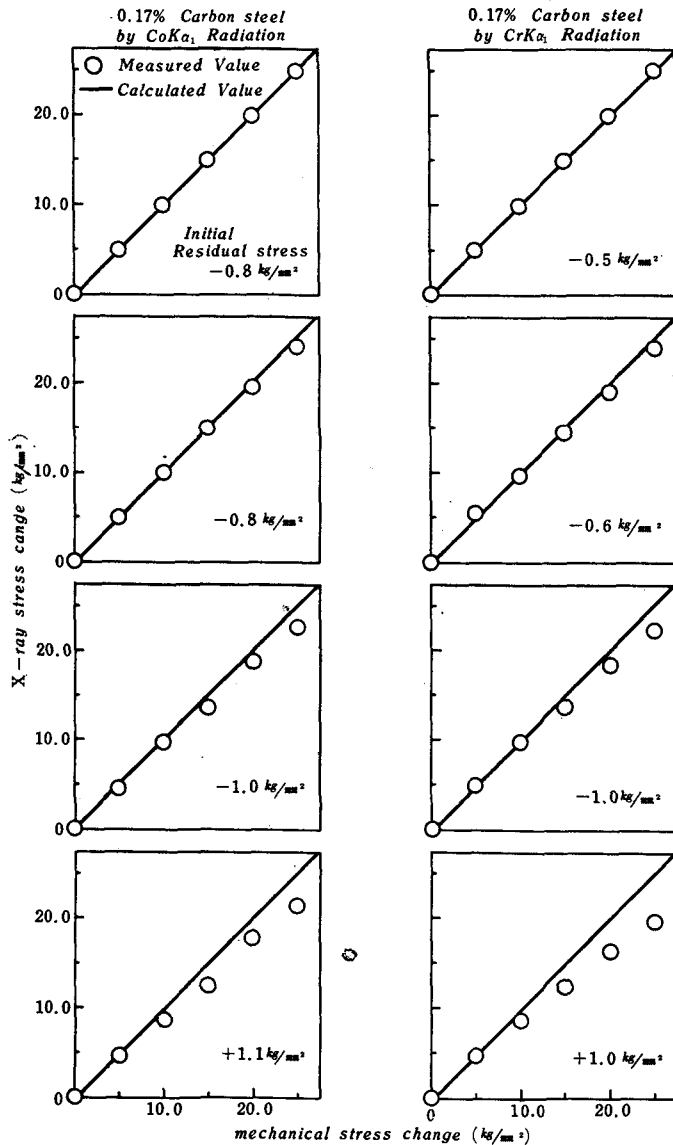


Fig.4. Correlation of X-ray and Mechanical Stresses to Various Roughness (in the Direction Normal to the Longitudinal Axis)

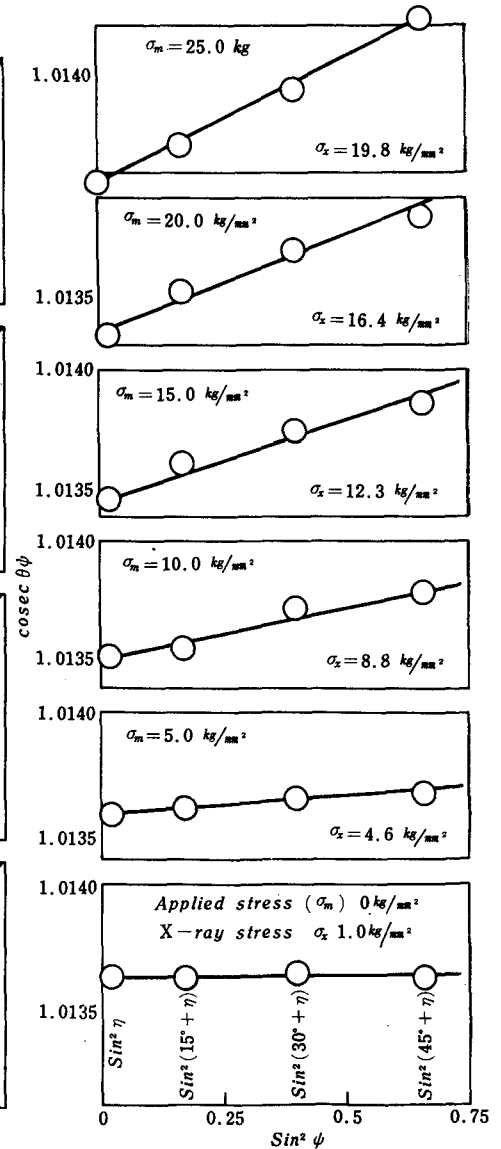


Fig.5. Plot of $\text{cosec}\theta_\psi$ - $\sin^2\psi$ for a Sample of Shapered 0.17% Carbon Steel, and Correlation of X-ray and Mechanical Stresses.

nearly exact linear relationship is seen to hold. The correlation of mechanically induced stresses to those measured by X-rays is also presented in Fig. 4, and as the figure shows, the X-ray stress is somewhat smaller than that of the mechanical stress.

4. Summaries and Conclusions

The author investigated the effect of surface roughness on the measured stress by means of X-rays by comparing the mechanically induced stresses which are due to uniform bending with those measured by X-rays, using plate specimens of low carbon steel that are subjected to various cold working and stress relieved. The

specimens are subjected to such cold working as polishing, grinding and shapering in two directions, i. e. parallel or normal to the longitudinal axis of the specimens. From the results of the experiments, the following summaries and conclusions are to be drawn.

(A) For the specimens with streaks produced by cold-working running in the direction normal to the longitudinal axis, the stresses measured by X-rays are in fairly good agreement with those mechanically induced, provided the surface roughness is small. When the roughness increases, as in the grinding stress and shapering stress, the measured stresses show considerable discrepancies under estimated values as

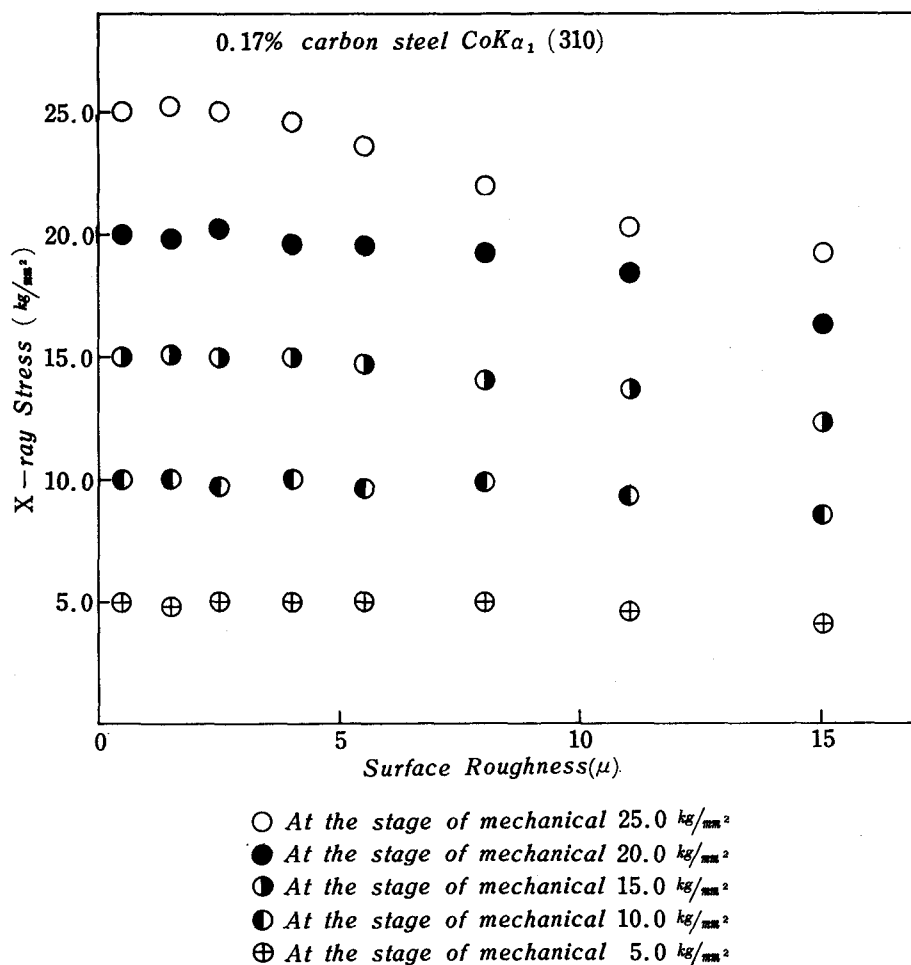


Fig.6. Correlation of X-ray Stress and Surface Roughness at the Each Stage of Mechanical Stresses.

are shown in Fig. 6. In the specimen with large streaks, it is supposed that the bending stresses are not uniformly distributed over the peaks and troughs of the striations. Namely, the troughs are likely to act as notches, and produce stress concentration. On the contrary, the peaks are under lower stress state. The roughness of the shaped surface shows the value of 15μ to 26μ , and is out of the scope of X-ray penetration. In this case the X-ray method tends to give the lower stresses in the peaks. The non-uniform stress distribution described above can be understood by referring to photoelastic pattern of the thread subjected to tension.

(B) In the case of the streaks existing in the direction of the axis, the effect of surface roughness is negligibly small, irrespective of the magnitude of roughness. It is considered that bending stresses are distributed uniformly in this case, and the measured stresses give nearly equal values to the mechanical stresses. From these results, it is to be taken into account that in the case of measured stresses in the normal to the direction of streaks, they give slightly underestimated values.

References

- 1) S. Taira and J. Arima: J.JSTM, II, 11 (1962)
- 2) S. Taira and J. Arima: Trans JSME, 29, 200 (1963)
- 3) S. Taira and J. Arima: Proc. JSTM, 6, 158 (1963)
- 4) Journal of the society for Precision Mechanics of Japan 28, 3 (1962)
- 5) V. Hauk: Arch. Eisen Hüttenwesen, 26, 275 (1965)
- 6) A. Christenson. and E. Rowland: Trans, ASM, 45, 638 (1953)
- 7) K.E. Bau: Proc. ASTM, 57, 1282 (1957)

SLIT-COUPLED STRIP TRANSMISSION LINES

by Takashi AZAKAMI

Abstract—Two types of slit-coupled strip-line configuration are presented which are especially useful for the realization of multi-section components using printed-circuit techniques. The slit-coupled configurations described consist of a pair of strips oriented face to face and either parallel or perpendicular to the outer ground planes. Coupling is achieved through a longitudinal slit. Exact conformal mapping solutions of the even- and odd-mode characteristic impedances are arranged in the forms of the design equations for both parallel and perpendicular cases. In order to facilitate design, nomograms are presented for the parallel case which give the physical line dimensions in terms of the even- and odd-mode characteristic impedances. Furthermore, the exact design equations for both parallel and perpendicular broadside-coupled strip configurations, which are considered to be special cases of the slit-coupled configurations, are presented. Formulas for the terminating lines are also included. The proposed parallel-coupled strip transmission line configurations permit smooth variation of coupling and applications to a wide variety of circuit components.

INTRODUCTION

A number of approaches to the distributed coupling effect between parallel conductors have been proposed, and applications have been made to the various circuit components, such as filters [1]–[4], directional couplers [5]–[9], channel separation filters [10]–[12], phase shifters [13], delay equalizers [14], [15], and hybrid circuits [16]–[18]. Most of these components make use of multisection-coupled transmission lines in order to provide the desired circuit performances over a wide frequency range. Typical configurations of the coupled transmission line multisection components are illustrated in Fig. 1. Combinations of these connecting types are also employed. Usually the canonical coupled sections to be connected have different coupling characteristics and close coupling is required in many practical cases.

Simple coupled strip-line configurations of the close coupling type, applicable to printed circuit constructions, are the broadside-coupled

configurations [19] shown in Fig. 2(a) for the parallel case, and in Fig. 2(b) for the perpendicular case. While design equations are available [19], [20], they are not suited to the realization

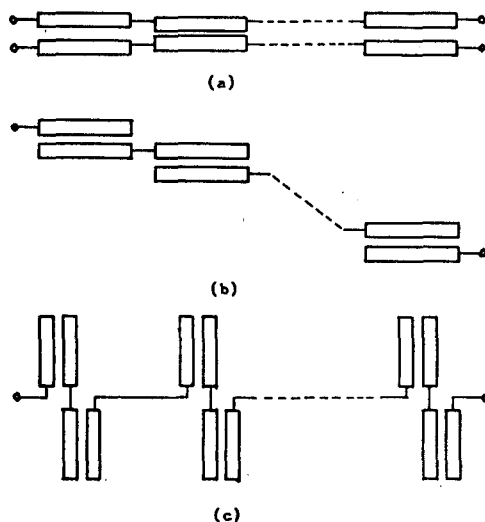


Fig. 1. Typical configurations of coupled transmission line multi-section components.

of the multisection components since the strip spacing varies as the coupling varies in these configurations. Close coupling configurations for printed-circuit constructions, well suited to the multisection components, as in Fig. 1(a),

have been proposed by Getsinger [21] and Shelton [22]. The cross-sectional views of these configurations are shown in Fig. 3(a) and (b). For both configurations, design data based on the approximate conformal mapping solutions have been given. These configurations, however,

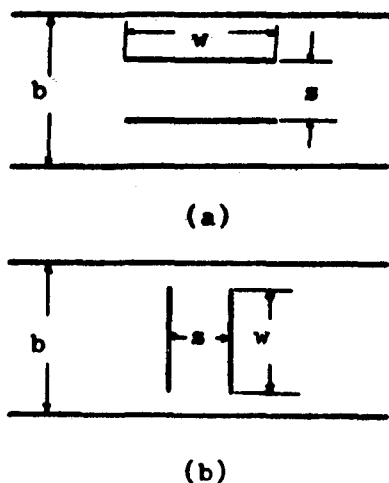


Fig. 2. Broadside-coupled strip transmission lines. (a) Parallel case. (b) Perpendicular case.

are not always the desirable ones since it is difficult to construct the multisection components, such as those in Figs. 1(b) and (c), by using them. Furthermore, there exist certain limitations on physical line dimensions because of the approximations used in the derivations

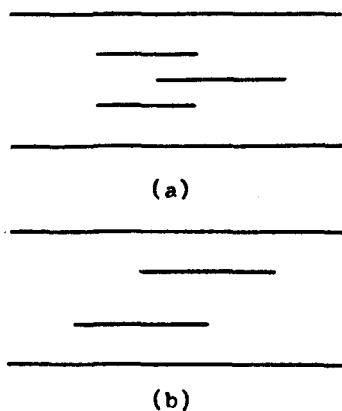


Fig. 3. Cross sections of coupled strip transmission lines suitable for the multisection components in Fig. 1(a).

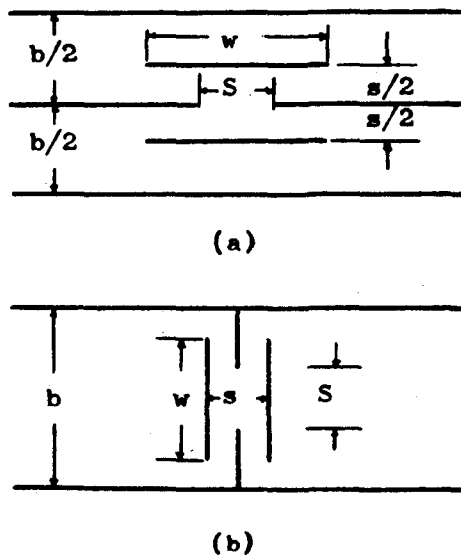


Fig. 4. Cross-section dimensions of slit-coupled strip transmission lines. (a) Parallel case. (b) Perpendicular case.

of the fringing capacitances.

The purpose of the present paper is to present the design data for slit-coupled configurations consisting of zero thickness conductors, as shown in Fig. 4(a) for the parallel case, and in Fig. 4(b) for the perpendicular case. In both cases, there are two parallel strips, two parallel outer ground planes of infinite width, and an inner ground plane having a longitudinal slit. These configurations may be considered to be modifications of the broadside-coupled ones of Fig. 2(a) and (b). They are used, however, to allow the coupling variation to be achieved by varying the slit width with constant strip spacing, and are applicable to the realization of the multisection components as in Fig. 1(a), (b), and (c). Furthermore, exact design equations can be obtained for both of these configurations and, therefore, no limitation on characteristic impedances or physical dimensions exists. This paper also presents the exact design equations for broadside-coupled configurations, which are derived by simple modification of the equations for slit-coupled ones. By the use of the equations for broad-side-coupled cases,

maximum values of coupling of slit-coupled cases can be found for given values of strip spacing.

Design equations considering the thickness of the conductors are not given here, but it is possible to derive them approximately by the familiar methods, such as those used by Arakawa [23] and Cohn [24].

FUNDAMENTAL MODES AND CHARACTERISTIC IMPEDANCES OF A PARALLEL-COUPLED TRANSMISSION LINE

We consider a lossless symmetrical parallel-coupled transmission line with the cross section uniform and the medium surrounding the conductors assumed homogeneous and isotropic with permittivity ϵ and relative permittivity ϵ_r . Then two orthogonal TEM modes can propa-

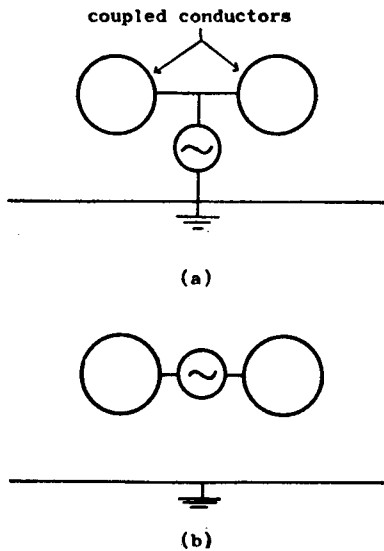


Fig.5. Excitations of the fundamental modes in a parallel-coupled transmission line. (a) Even-mode. (b) Odd-mode.

gate along such a structure. These fundamental modes are usually denoted as the even-mode, in which equal currents flow on the two conductors in the same direction, and the odd-mode, in which equal currents flow in the

opposite directions, as shown in Fig. 5. As a consequence of the line geometry, the plane of symmetry may be replaced by a magnetic wall in the even mode and by an electric wall in the odd-mode. The even and odd-mode characteristic impedances, Z_{oe} and Z_{oo} , for one conductor can be related to the static capacitances per unit length by

$$\begin{aligned}\sqrt{\epsilon_r}Z_{oe} &= \frac{120\pi}{(C_{oe}/\epsilon)} \\ \sqrt{\epsilon_r}Z_{oo} &= \frac{120\pi}{(C_{oo}/\epsilon)},\end{aligned}\quad (1)$$

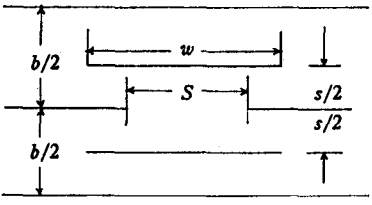
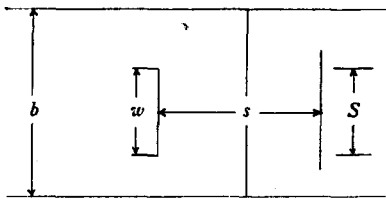
where C_{oe} =static capacitance of one conductor to ground per unit length in the even-mode, and C_{oo} =that in the odd-mode. The performance of the coupled transmission line may be completely described in terms of these characteristic impedances. Note that for the coupled two-conductor line with common return under consideration,

$$Z_{oe} \geq Z_{oo}. \quad (2)$$

DESIGN EQUATIONS

Among various methods that exist for the evaluation of the static capacitances and, therefore, the characteristic impedances, of the TEM-mode transmission lines, the conformal mapping and the variational methods are typical. However, by the use of the variational method, the solutions, in general, are not obtained in closed forms and, therefore, it is difficult to get the design equations that are of importance in the design of the circuit components. Hence, in this paper the conformal mapping method is employed. Exact design equations, based on the conformal mapping solutions, for slit-coupled and broadside-coupled strip transmission lines are given in this section; these enable the designer to evaluate the physical line dimensions from the values of the characteristic impedances required by theoretical consideration. The details of the derivations of these equations will be

TABLE I
DESIGN EQUATIONS FOR SLIT-COUPLED CONEIGURATIONS

	(a)	(b)
Cross Section	Parallel Case: Fig.4(a)	Perpendicular Case: Fig.4(b)
Dimensions		
Values required by theoretical considerations	Z_{oe}, Z_{oo}	
Values to be selected	Relative permittivity ϵ_r , ground-plane spacing b , strip spacing s	
Characteristic Impedances	$\sqrt{\epsilon_r} Z_{oe} = 60\pi \frac{K'(k_e)}{K(k_e)},$ $\sqrt{\epsilon_r} Z_{oo} = 60\pi \frac{K'(k_o)}{K(k_o)}$	$\sqrt{\epsilon_r} Z_{oe} = 60\pi \frac{K(k_e)}{K'(k_e)},$ $\sqrt{\epsilon_r} Z_{oo} = 60\pi \frac{K(k_o)}{K'(k_o)}$
Modulus	$k = k_o$	$k_o = k \operatorname{cn}(s/b, K')/\operatorname{dn}(s/b, K')$
Parameters	$a = \frac{s}{b} K$	$a = \frac{s}{b} K,$
	$\beta = \operatorname{sn}^{-1}(k_e/k_o, k)$	$\beta = \operatorname{sn}^{-1}\left[\frac{1}{k'} \sqrt{1 - \left(\frac{k_o}{k_e}\right)^2}, k'\right]$
	$\alpha = \operatorname{sn}^{-1}\left[\frac{1}{k} \frac{\sqrt{Z(a)}}{\sqrt{Z(a)\operatorname{sn}^2 a + \operatorname{sn} a \cdot \operatorname{cna} \cdot \operatorname{dna}}}, k\right]$	$\alpha = \operatorname{sn}^{-1}\left[\frac{1}{k'} \sqrt{\frac{\operatorname{dn}^2 a - k^2 \operatorname{sn} a \cdot \operatorname{cn} a \cdot \operatorname{dn} a}{Z(a) + (\pi a/2KK')}}}, k'\right]$
Dimensions	$\frac{w}{b} = \frac{1}{\pi} \log \frac{\theta(\alpha+a)}{\theta(\alpha-a)}$ $\frac{S}{b} = \frac{1}{\pi} \log \frac{H(\beta+a)}{H(\beta-a)}$	$\frac{w}{b} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\pi a}{KK'} \alpha - j \cdot \log \frac{\theta_1(j\alpha+a)}{\theta_1(j\alpha-a)} \right\}$ $\frac{S}{b} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\pi a}{KK'} \beta - j \cdot \log \frac{\theta(j\beta+a)}{\theta(j\beta-a)} \right\}$

Notes: θ = Jacobian theta function.

H = Jacobian eta function.

Z = Jacobian zeta function.

sn , cn , and dn = Jacobian elliptic functions.

$K = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2 t^2)}}$ = complete elliptic integral of the first kind, with k as the modulus.

K' = complete elliptic integral of the first kind with complementary modulus $k' (= \sqrt{1-k^2})$

$\operatorname{sn}^{-1}(\xi, k) = \int_0^\xi \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2 t^2)}}$ = $F(\xi, k)$ = incomplete elliptic integral of the first kind.

$\theta_1(u) = \theta(K+u)$.

described in the Appendix.

A. Design Equations for Slit-Coupled Strip Transmission Lines

In Table I orderly arrangements of the design equations for the two types of slit coupled configuration shown in Fig. 4(a) and (b) are presented. By the use of these equations, cross sections are designed in a straight forward process to have the desired values of Z_{oe} and Z_{oo} when relative permittivity ϵ_r , ground-plane spacing b , and strip spacing s are given. Calculations may be carried out with the aid of the available tables [25]–[28] or rapidly converging functions [25]–[29].

In the design equations for the perpendicular slit coupled configuration in Table I(b), it should be noted that the determinantal equation for the modulus k cannot be solved explicitly and, therefore, the graphical method is necessary only for the calculation of the value of k . Figure 6 is the plot of the relationship between the moduli k_o , giving the odd-mode characteristic impedance, and k , with s/b as a parameter. Using Fig. 6, the modulus k may be easily determined when the values of k_o and s/b are given. Furthermore, for the parallel slit coupled

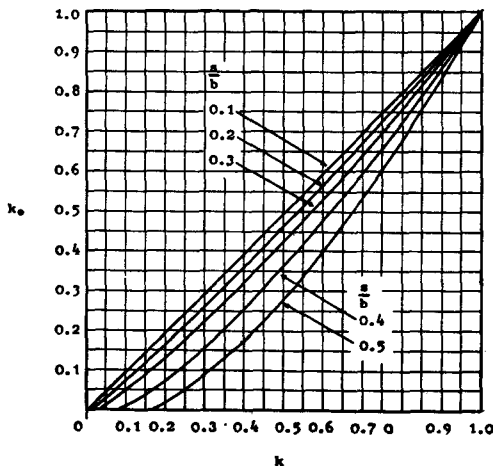


Fig. 6. Relationships between the moduli k_o and k in the determinantal equation for k in Table I (b).

configuration in Fig. 4(a), the results of computation using the design equations in Table I(a) are presented in nomogram form in Fig. 7(a)–(d) for the four selected values of s/b , the ratio of strip spacing to ground-plane spacing, in order to facilitate design.

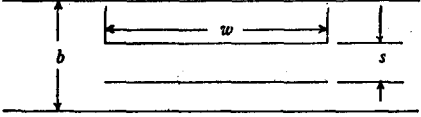
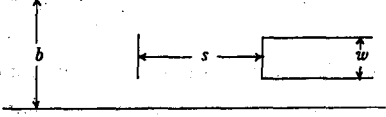
B. Design Equations for Broadside Coupled Strip Transmission Lines

The broadside-coupled configurations in Fig. 2(a) and (b) are considered to be special cases of the slit coupled configurations in Fig. 4(a) and (b), respectively. That is, the parallel configuration in Fig. 4(a) reduces to that in Fig. 2(a) for the limiting case $S \rightarrow \infty$; similarly, the perpendicular configuration in Fig. 4(b) reduces to that in Fig. 2(b) when S is equal to b . While broadside-coupled configurations are not suitable for the realization of the multisection components as previously described, one-section components often utilize these configurations because it is easy to achieve close coupling with less critical dimensions. Furthermore, the design equations for broadside-coupled configurations would be necessary in order to know the limitations on coupling of the slit-coupled configurations for the given values of strip spacing. Exact design equations for both parallel and perpendicular broadside-coupled strip configurations are presented in Table II. These equations result from modification of the equations in Table I. In both Table II(a) and (b), the graphical method is not necessary.

C. Design Equations for the Terminating Lines

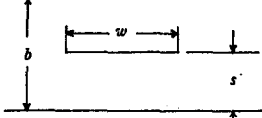
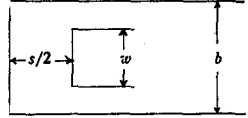
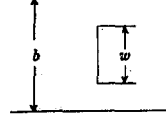
In the design of many circuit components utilizing a parallel coupling effect, it is necessary to know the design equations for the terminating (or feeding) sections as well as for the coupled sections. The terminating lines to be connected to the coupled region may be constructed of single lines in isolation from each

TABLE II
DESIGN EQUATIONS FOR BROADSIDE-COUPLED CONFIGURATIONS

	(a)	(b)
Cross Section	Parallel Case: Fig.2 (a)	Perpendicular Case: Fig.2 (b)
Dimensions		
Characteristic Impedances	$\sqrt{\epsilon_r} Z_{0e} = 60\pi \frac{K'(k_e)}{K(k_e)}, \sqrt{\epsilon_r} Z_{0o} = 60\pi \frac{K'(k_o)}{K(k_o)}$	$\sqrt{\epsilon_r} Z_{0e} = 60\pi \frac{K(k_e)}{K'(k_e)}, \sqrt{\epsilon_r} Z_{0o} = 60\pi \frac{K(k_o)}{K'(k_o)}$
Modulus	$k = k_o$	$k = k_o/k_e$
Parameters	$a = \text{sn}^{-1}(k_e/k_o, k)$ $\alpha = \text{sn}^{-1} \left[\frac{1}{k} \frac{\sqrt{Z(a)}}{\sqrt{Z(a)\text{sn}^2 a + \text{sn} a \cdot \text{cna} \cdot \text{dna}}}, k \right]$	$a = \text{sn}^{-1}(k_e'/k_o', k)$ $\alpha = \text{sn}^{-1} \left[\frac{1}{k'} \sqrt{\text{dn}^2 a - \frac{k^2 \text{sn} a \cdot \text{cna} \cdot \text{dna}}{Z(a) + (\pi a/2KK')}}}, k' \right]$
Dimensions	$\frac{w}{b} = \frac{1}{\pi} \log \frac{\theta(\alpha+a)}{\theta(\alpha-a)}$ $\frac{s}{b} = \frac{a}{K}$	$\frac{w}{b} = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\pi a}{KK'} - j \log \frac{\theta_1(j\alpha+a)}{\theta_1(j\alpha-a)} \right]$ $\frac{s}{b} = \frac{a}{K'}$

Notes : $k_e' = \sqrt{1 - k_e^2}$ $k_o' = \sqrt{1 - k_o^2}$

TABLE III
DESIGN EQUATIONS FOR THE TERMINATING LINES

	(a)	(b)	(c)
Cross Section			
Dimensions			
Characteristic Impedance	$\sqrt{\epsilon_r} Z_{0s} = 60\pi \frac{K'(k_s)}{K(k_s)}$	$\sqrt{\epsilon_r} Z_{0s} = 60\pi \frac{K(k_s)}{K'(k_s)}$	$\sqrt{\epsilon_r} Z_{0s} = 30\pi \frac{K(k_s)}{K'(k_s)}$
Modulus	$k = k_s$	$k_s = k \frac{\text{cn}(s/b, K')}{\text{dn}(s/b, K')}$	
Parameters	$a = \frac{s}{b} K$ $\alpha = \text{sn}^{-1} \left[\frac{1}{k} \frac{\sqrt{Z(a)}}{\sqrt{Z(a)\text{sn}^2 a + \text{sn} a \cdot \text{cna} \cdot \text{dna}}} \right]$	$a = \frac{s}{b} K'$ $\alpha = \text{sn}^{-1} \left[\frac{1}{k'} \sqrt{\text{dn}^2 a - \frac{k^2 \text{sn} a \cdot \text{cn} a \cdot \text{dn} a}{Z(a) + (\pi a/2KK')}}}, k' \right]$	
Strip Width	$\frac{w}{b} = \frac{2}{\pi} \log \frac{\theta(\alpha+a)}{\theta(\alpha-a)}$	$\frac{w}{b} = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\pi a}{KK'} \alpha - j \log \frac{\theta_1(j\alpha+a)}{\theta_1(j\alpha-a)} \right]$	$\frac{w}{b} = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} k_s$

other. Design equations for the terminating lines are presented in Table III. The configuration in Table III(a) is to be used for the parallel case, while the other configurations in Table III are for the perpendicular case. The derivations of these equations are not given in this paper since they are easily obtained by the use of the design equations for the coupled

configurations, as in Table I or Table II.

In the conventional components utilizing a parallel coupling effect, the bend or corner sections joining the terminating lines to the coupled region are employed in order to prevent undesirable coupling, and these bend or corner sections often cause an increase in the reflections. However, when the slit-coupled configurations

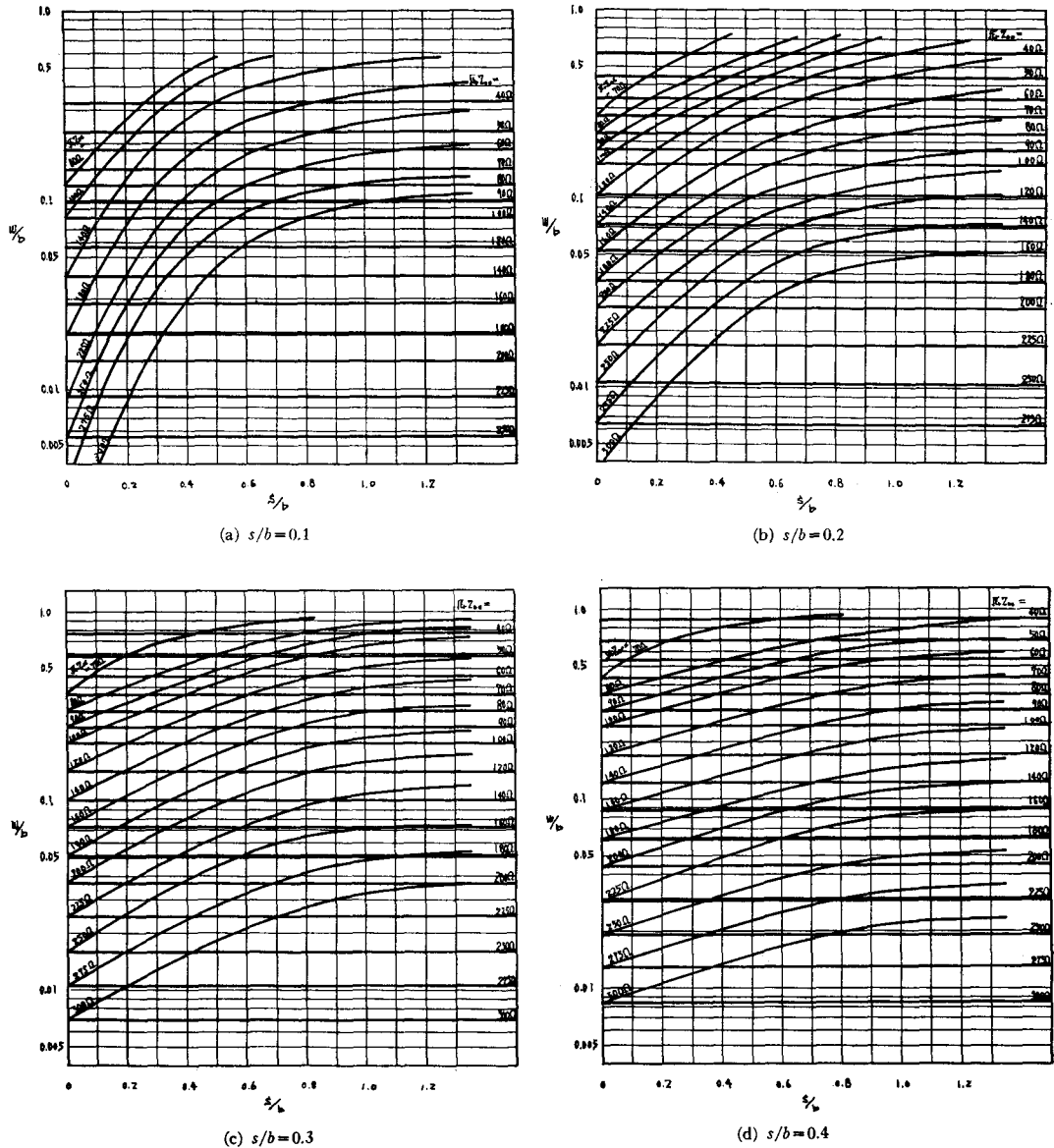


Fig.7. Nomograms giving the relative dimensions of the parallel slit-coupled configuration from the required values of Z_{oe} and Z_{oo} .

are used, isolation between the terminating lines may be achieved without bends or corners by the use of the inner ground plate having no slit.

CONCLUSIONS

Two types of slit-coupled configuration have been proposed and the exact design equations, based on the conformal mapping solutions, have been given in forms convenient for numerical calculation. The nomograms that enable us to determine the physical line dimensions from the desired values of the characteristic impedances for the parallel configuration have also been presented. Furthermore, the exact design equations for the broadside-coupled configurations and the terminating lines have been given.

ACKNOWLEDGMENT

The author appreciates the helpful comments

of Prof. K. Itakura and Dr. S. Yamamoto, Osaka University, and also wish to thank Mr. K. Sawai who programmed and ran the computer.

APPENDIX

A. Derivation of the Design Equations for Slit-Coupled Configurations

1) *Parallel case, Fig. 4(a)*: It is convenient to bisect the complete cross section in Fig. 4 (a) along the axis of symmetry parallel to the ground planes in order to simplify the analysis. Figure 8 shows the successive transformations used in the derivation of the design equations for the parallel slit-coupled configuration. Electric walls are indicated by the solid lines and magnetic walls by the dotted lines. The solid line between D and E and that between D' and E' are to be used for the odd-mode analysis, while the dotted lines are to be used for the even-mode analysis.

By means of the Schwarz-Christoffel method, the integral equation relating the z - and t -planes in Fig. 8 is found to be

$$z = C_1 \int_0^t \frac{(t^2 - \text{sn}^2 \alpha) dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2 t^2)(1-t^2 k^2 \text{sn}^2 \alpha)}} + C_2 \quad (3)$$

where C_1 and C_2 are constants to be determined. In order to evaluate this integral, the upper half of the t -plane in Fig. 8(b) is mapped onto the interior of a rectangle on the u -plane in Fig. 8(c) by

$$t = \text{sn}(u, k). \quad (4)$$

Then the mapping function from the z - to the u -plane can be obtained by substituting (4) in (3) and applying the boundary conditions, as

$$z = \frac{b}{2\pi} \cdot \log \frac{\Theta(u+a)}{\Theta(u-a)} + j \cdot \frac{s}{2} \quad (5)$$

under the following condition:

$$\text{sn}^2 \alpha = \frac{1 - k^2 \text{sn}^2 a \cdot \text{sn}^2 \alpha}{k^2 \cdot \text{sn} a \cdot \text{cn} a \cdot \text{dn} a} Z(a). \quad (6)$$

Equation (6) results from the condition that A

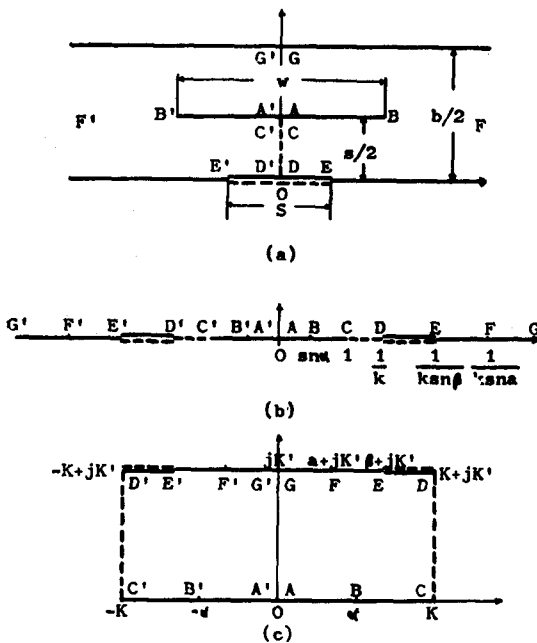


Fig. 8. Transformations for the parallel slit-coupled configuration in Fig. 4. (a) z -plane. (b) t -plane. (c) u -plane.

and C (or A' and C') must coincide in the z -plane in Fig. 8(a). In the above equations the terms sn , cn , dn are the Jacobian elliptic functions, k is the modulus, and the terms θ and Z are the Jacobian theta and zeta functions [29], respectively. Solving (6) for α gives the determinantal equation for α in Table I(a). Next, the cross-section dimensions in the z -plane must be related to the corresponding values in the u -plane by the use of (5).

Applying some boundary conditions gives

$$\frac{s}{b} = \frac{a}{K}, \quad (7)$$

$$\frac{w}{b} = \frac{1}{\pi} \log \frac{\theta(\alpha+a)}{\theta(\alpha-a)}, \quad (8)$$

$$\frac{S}{b} = \frac{1}{\pi} \log \frac{H(\beta+a)}{H(\beta-a)}. \quad (9)$$

In (7)–(9), K is the complete elliptic integral of the first kind, with k as the modulus, and the term H is the Jacobian eta function [29] defined by

$$H(u) = -j \cdot q^{1/4} \exp \left(j \frac{u}{2K} \pi \right) \theta(u + jK') \quad (10)$$

where

$$q = \exp \left(-\pi \frac{K'}{K} \right), \quad (11)$$

and where K' is the complete elliptic integral of the first kind with the complementary modulus $k' (= \sqrt{1-k^2})$. Now consider the odd-mode. It can be seen that the u -plane structure in Fig. 8(c) is the parallel-plate condenser with no fringing effect. Then the odd-mode static capacitance of one strip to ground is easily obtained by adding subscript o to the modulus, as

$$\frac{C_{oo}}{\epsilon} = \frac{2K(k_o)}{K'(k_o)}, \quad (12)$$

where

$$k_o = k. \quad (13)$$

In the even-mode, the upper-half of the t -plane in Fig. 8(b) is mapped onto the interior of the

ideal parallel plate condenser, as in the odd-mode, by

$$t = \text{sn}(u, k_e) \quad (14)$$

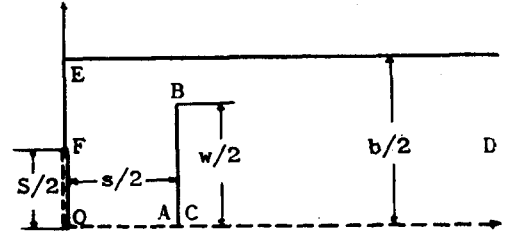
where

$$k_e = k \cdot \text{sn} \beta. \quad (15)$$

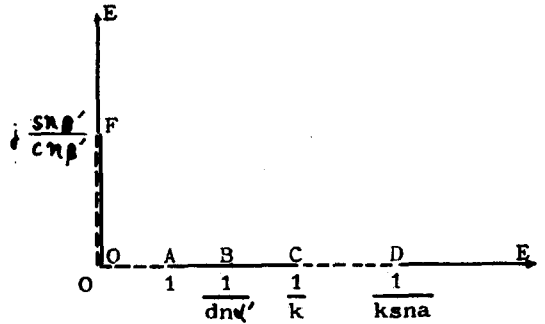
Then the even-mode capacitance of one strip to ground is

$$\frac{C_{oe}}{\epsilon} = \frac{2K(k_e)}{K'(k_e)} \quad (16)$$

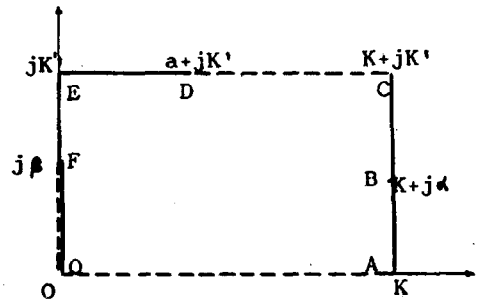
where subscript e is added to k to denote the



(a)



(b)



(c)

Fig. 9. Transformations for the perpendicular slit-coupled configuration in Fig. 4.(b). (a) z -plane. (b) t -plane. (c) u -plane.

even-mode.

Substitution of (12) and (16) in (1) yields the odd and even-mode characteristic impedance, respectively. In Table I (a), the equations derived above are listed after suitable modification.

2) *Perpendicular case, Fig. 4(b)*: The mapping procedure for the perpendicular slit-coupled configuration in Fig. 4(b) is similar to that used for the parallel case. By virtue of the two planes of symmetry, we need consider in detail only one quadrant of the complete cross section in Fig. 4(b). The successive transformations used for this case are shown in Fig. 9, where the following simplified notations are used:

$$\begin{aligned} \operatorname{sn} \beta' &= \operatorname{sn}(\beta, k') \\ \operatorname{cn} \beta' &= \operatorname{cn}(\beta, k') \\ \operatorname{dn} \alpha' &= \operatorname{dn}(\alpha, k') \end{aligned} \quad (17)$$

where

$$k' = \sqrt{1 - k^2}.$$

In this case, the mapping function relating the z - and u -planes is found to be, using the Schwarz-Christoffel method,

$$z = \frac{b}{2\pi} \left\{ \log \frac{\Theta(u+a)}{\Theta(u-a)} + \frac{\pi a}{KK'} u \right\}, \quad (18)$$

under the following condition:

$$K' = \frac{\operatorname{dn}^2 \alpha' - k^2 \operatorname{sn}^2 a}{k^2 \operatorname{sn} a \cdot \operatorname{cn} a \cdot \operatorname{dn} a} \left\{ K'Z(a) + \frac{\pi a}{2K} \right\}, \quad (19)$$

by the use of the transformation from the t - to the u -plane by the function

$$t = \operatorname{sn}(u, k), \quad (4)$$

as in the parallel case.

The determinantal equation for α in Table I(b) results from (19). Substitution of the corresponding values in the z - and u -planes in Fig. 9 in (18) leads to the following results:

$$\frac{s}{b} = \frac{a}{K'}, \quad (20)$$

$$\frac{w}{b} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\pi a}{KK'} \alpha - j \log \frac{\Theta(K+j\alpha+a)}{\Theta(K+j\alpha-a)} \right\}, \quad (21)$$

$$\frac{S}{b} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\pi a}{KK'} \beta - j \log \frac{\Theta(j\beta+a)}{\Theta(j\beta-a)} \right\}, \quad (22)$$

where the second terms of the right-hand sides of (21) and (22) are real [25]. Thus, the physical dimensions of the structure in Fig. 4 (b) have been related to the u -plane parameters by (20)–(22).

Now, it is necessary to transform the t -plane in Fig. 9(b) to the ideal parallel-plate representation for both the odd- and the even-mode. For the odd-mode, the solid line (electric wall) between F and O on the planes of Fig. 9 must be used. The first quadrant of the t -plane in Fig. 9(b) is mapped into the first quadrant of the t' -plane, and finally to the interior of a rectangle on the v -plane as shown in Fig. 10. The mapping functions are

$$t'^2 = \frac{t^2 \cdot \operatorname{dn}^2 a}{1 - t^2 \cdot k^2 \operatorname{sn}^2 a} \quad (23)$$

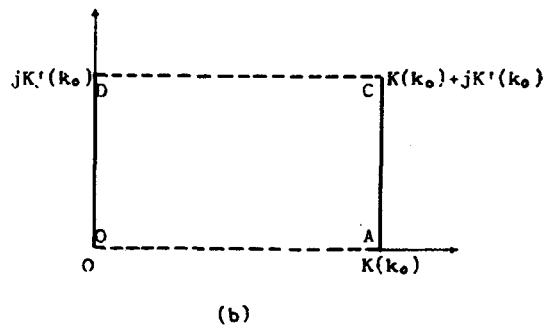
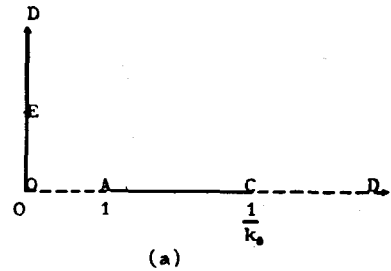


Fig. 10. Transformations from t -plane in Fig. 9 (b) for odd-mode. (a) t' -plane. (b) v -plane.

which moves D to infinity in the t' -plane, and

$$t' = \text{sn}(v, k_0). \quad (24)$$

Referring to the v -plane structure, the odd-mode capacitance of one strip to ground is

$$\frac{C_{oo}}{\epsilon} = \frac{2K'(k_0)}{K(k_0)}. \quad (25)$$

Now the corresponding values in the t - and t' -planes are substituted in (23) to give

$$k_0 = k \frac{\text{cn } a}{\text{dn } a}. \quad (26)$$

From (20) and (26) we get the determinantal equation for the modulus k in Table I(b).

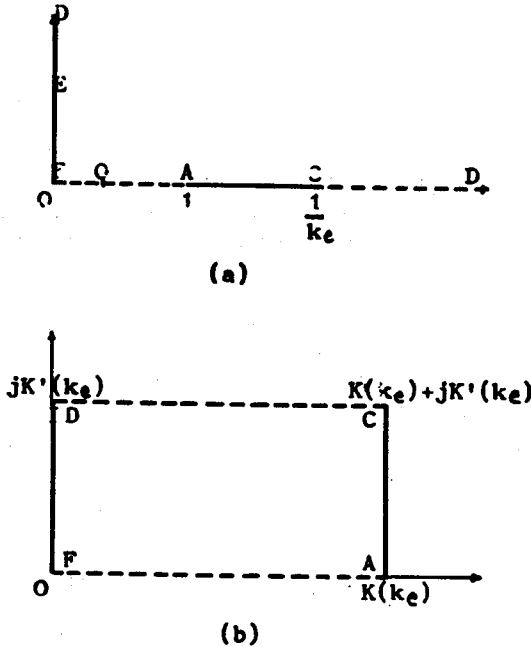


Fig. 11. Transformations from t -plane in Fig. 9(b) for even-mode. (a) t' -plane. (b) v -plane.

Next we consider the even-mode. Transformations from the t -plane in Fig. 9(b) are shown in Fig. 11.

The mapping functions are

$$t' = \frac{\text{dn}^2 a (\text{sn}^2 \beta' + t^2 \text{cn}^2 \beta')}{1 - t^2 k^2 \text{sn}^2 a} \quad (27)$$

which moves F to the origin and D to infinity in the t' -plane in Fig. 11(a), and

$$t' = \text{sn}(v, k_e). \quad (28)$$

Then the even-mode capacitance of one strip to ground is

$$\frac{C_{oe}}{\epsilon} = \frac{2K'(k_e)}{K(k_e)} \quad (29)$$

and the modulus k_e is

$$k_e = k \frac{\text{cn } a}{\text{dn } a} \frac{1}{\text{dn } \beta'} \quad (30)$$

where

$$\text{dn } \beta' = \text{dn}(\beta, k'). \quad (31)$$

From (26) and (30), we get

$$\text{dn } \beta' = \frac{k_0}{k_e}. \quad (32)$$

Modification of (32) yields the determinantal equation for β in Table I(b). Thus the necessary equations have been derived. These are listed in Table I(b) after an orderly arrangement.

B. Comments on the Derivations of the Design Equations for the Broadside-Coupled Configurations

Design equations for the parallel broadside-coupled configuration in Fig. 2(a) are derived by letting $\beta = a$ in those for the parallel slit-coupled configuration. Then, from (13) and (15), the determinantal equation for a is found to be

$$\text{sn}(a, k) = \frac{k_e}{k_0}. \quad (33)$$

All other equations are exactly the same for the parallel broadside-coupled case as for the parallel slit-coupled case in Table I(a).

For the perpendicular broadside-coupled configuration, design equations are derived by letting $\beta = K'$ in those for the perpendicular slit-coupled configuration.

Since $\text{dn}(K', k') = k$, we get from (31) and (32)

$$k = \frac{k_0}{k_e} \quad (34)$$

which is the determinantal equation for the modulus k . Furthermore, the determinantal equation for a is

$$\operatorname{sn}(a, k) = \sqrt{\frac{1 - k_e^2}{1 - k_o^2}}. \quad (35)$$

This results from (26) and (34).

All other equations are exactly the same for this case as for the perpendicular slit-coupled case in Table I(b).

REFERENCES

- (1) E.M.T. Jones and J.T. Bolljahn, "Coupled-strip-transmission-line filters and directional couplers" *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-4, pp. 75-81, April 1956.
- (2) S.B. Cohn, "Parallel-coupled transmissionline-resonator filters," *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-6, pp. 223-231, April 1958.
- (3) H. Ozaki and J. Ishii, "Synthesis of a class of strip-line filters," *IRE Trans. on Circuit Theory*, vol. CT-5, pp. 104-109, June 1958.
- (4) N. Saito, "A coupled transmission-line filter (The design-method by means of extracting coupled lines from the prescribed circuit)" (in Japanese), *J. Inst. Elec. Commun. Engrs. (Japan)*, vol. 44, pp. 1036-1040, July 1961.
- (5) J.K. Shimizu and E.M.T. Jones, "Coupled transmission-line directional couplers," *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-6, pp. 403-410, October 1958.
- (6) K. Araki, "The characteristic impedance of the pair cable type directional coupler" (in Japanese), *J. Inst. Elec. Commun. Engrs. (Japan)*, vol. 45, pp. 58-64, January 1962.
- (7) R. Levy, "General synthesis of asymmetric multi-element coupled-transmission-line directional couplers," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-11, pp. 226-237, July 1963.
- (8) P.P. Toullos and A.C. Todd, "Synthesis of symmetrical TEM-mode directional couplers," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-13, pp. 536-544, September 1965.
- (9) E.G. Cristal and L. Young, "Theory and tables of optimum symmetrical TEM-mode coupled-transmission-line directional couplers," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-13, pp. 544-558, September 1965.
- (10) F.S. Coale, "A traveling-wave directional filter," *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-4, pp. 256-260, October 1956.
- (11) K. Kuroda, "Design consideration for a traveling-wave directional filter" (in Japanese), presented at the 1958 Professional Conf. on Circuit Theory of the Inst. of Elec. Commun. Engrs. (Japan).
- (12) J. Ishii, "On the design of strip-line channel separation filters" (in Japanese), presented at the 1958 Joint Meeting of the Four Electrical Institutes of Japan, no. 1.
- (13) B.M. Schiffman, "A new class of broad-band microwave 90-degree phase shifters," *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-6, 232-237, April 1958.
- (14) W.J. D. Steenaart, "The synthesis of coupled transmission line all-pass networks in cascades of 1 to n ," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-11, pp. 23-29, January 1963.
- (15) J. Ishii, "The design of UHF delay equalizing network" (in Japanese), presented at the 1960 Joint Meeting of the Four Electrical Institutes of Japan, no. 52.
- (16) E.M.T. Jones, "Wide-band strip-line magic-T," *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-8, pp. 160-168, March 1960.
- (17) D.I. Kraker, "A symmetric coupled-transmission-line magic-T" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-12, pp. 595-599, November 1964.
- (18) K. Itakurā, S. Yamamoto, T. Azakami, "Coupled strip-line hybrid circuit" (in Japanese), presented at the 1966 Joint Meeting of the Four Electrical Institutes of Japan, no. 1069.
- (19) S.B. Cohn, "Characteristic impedances of broadside-coupled strip transmission lines," *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-8, pp. 633-637, November 1960.
- (20) T. Ikeda and R. Sato, "Characteristic impedances of broadside-coupled strips parallel to the ground planes" (in Japanese), presented at the 1965 Joint Meeting of the Four Electrical Institutes of Japan, no. 1459.
- (21) W.J. Getsinger, "A coupled strip-line configuration using printed-circuit construction that allows very close coupling," *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-9, pp. 535-544, November 1961.
- (22) J.P. Shelton, "Impedances of offset parallel-coupled strip transmission lines," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-14, pp. 7-15, January 1966.
- (23) T. Arakawa, "Edge effect correcting method"

- (in Japanese), *Reports of University of Electro-Communications, Tokyo*, no.5, December 1953.
- (24) S.B. Cohn, "Thickness corrections for capacitive obstacles and strip conductors," *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-8, pp.638-644, November 1960.
- (25) G.W. Spenceley and R.M. Spenceley, *Smithsonian Elliptic Functions Tables*, Smithsonian Miscellaneous Collections, vol. 109, Washington, D.C.: Smithsonian Institute, 1947.
- (26) F. Oberhettinger and W. Magnus, *Anwendung der Elliptischen Funktionen in Physik und Technik*. Berlin: Springer-Verlag, 1949.
- (27) L.M. Milne-Thomson, *Die Elliptischen Funktionen von Jacobi*. New York: Dover, 1950, Tables(reprint).
- (28) H. Nagaoka and S. Sakurai, "Tables of theta functions, elliptic integrals K and E , and associated coefficients in the numerical calculation of elliptic functions," Table 1, vol. II, *Scientific Papers of the Institute of Physical and Chemical Research*, Tokyo, Japan, 1922.
- (29) S. Tomochika, *Elliptic Functions* (in Japanese). Tokyo: Kyoritsu, 1958.

電動発電機の動特性について

木 村 伊 一

The Dynamic Characteristics of Motor-Generator

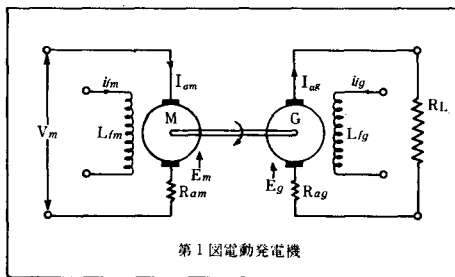
Ichi KIMURA

1. 結 言

実験用交流電源は電動発電機を運転することによって容易に得られる。本装置の出力電圧および周波数を制御する場合、電発電機の界磁電流を個々に制御することにより、その目的が達せられる。しかし入力（界磁電流）と制御量（電圧および周波数）が互に干渉し合うのが普通である。その相互の干渉がゆるやかな場合は取扱いが容易であるが、これに反して相互の干渉が強い場合には取扱いが困難となる。ここでより詳しく電動発電機の動特性をその相互干渉を主として実測考察し、その設計指針を得ようとしたものである。

2. 電動発電機の伝達関数

電動機として周波数を広範囲にかつ円滑に加減でき、しかもある周波数では、なるべく僅少にとどめたいという要求から他励直流分巻機を用い、発電機は他励交流発電機を第1図のように直結した。



第1図 電動発電機

電動機については次の関係が成立する。⁽¹⁾⁽²⁾

$$V_m = R_{am} \cdot I_{am} + f_{Em}(i_{fm}, n) \quad \dots\dots(1)$$

$$f_{Tm}(i_{fm}, I_{am}) = J \frac{dn}{dt} + f_{Tg}(i_{fg}, I_{ag}) + F n \quad \dots\dots(2)$$

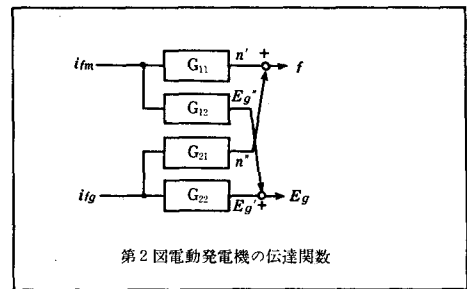
発電機については

$$f_{Eg}(i_{fg}, n) = (R_{ag} + R_e) I_{ag} \quad \dots\dots(3)$$

となる。ここで

V_m : 電機子印加電圧 (V)

$f_{Em}(i_{fm}, n)$: 逆起電力 (V) これは界磁電流 i_{fm} と回



第2図 電動発電機の伝達関数

転角速度 n の関数であらわされる。

I_{am} : 電動機の電機子電流 (A)

i_{fm} : 電動機の界磁電流 (A)

R_{am} : 電動機の電機子抵抗 (Ω)

$f_{Tm}(I_{am}, i_{fm})$: 電動機の発生トルク ($Kg \cdot n$) これは電機子電流 I_{am} と界磁電流 i_{fm} の関数であらわされる。

J : 電動機と発電機の慣性モーメント ($Kgms^2$)

$f_{Tg}(i_{fg}, I_{ag})$: 発電機の負荷に消費される電力を制動トルクに換算したもの (Kgm)。

F : 摩擦係数 ($Kgm/rad/s$)

n : 回転角速度 (rad/s)

i_{fg} : 発電機の界磁電流 (A)

$f_{Eg}(i_{fg}, n)$: 発電機の誘起起電力 (V) これは界磁電流 i_{fg} と回転角速度 n との関数であらわされる。

R_{ag}, R_e : 発電機電機子抵抗および負荷抵抗 (Ω) である。ここで(1)~(3)式の微小変動 ($\Delta I_{am}, \Delta i_{fm}, \Delta n$...) を考え、その変動部分の積の項を無視し、また定常分を消去すれば

$$0 = R_{am} \Delta I_{am} + \frac{\partial f_{Em}(i_{fm}, n_o)}{\partial i_{fm}} \Delta i_{fm} + \frac{\partial f_{Em}(i_{fmo}, n)}{\partial n} \Delta n \dots\dots(4)$$

$$\frac{\partial f_{Tm}(i_{fm} I_{amo})}{\partial i_{fm}} \Delta i_{fm} + \frac{\partial f_{Tm}(i_{fmo} I_{am})}{\partial I_{am}} \Delta I_{am} = J_s \Delta n + \frac{\partial f_{Tg}(i_{fg} I_{ago})}{\partial i_{fg}} \Delta i_{fg} + \frac{\partial f_{Tg}(i_{fgo} I_{ag})}{\partial I_{ag}} \Delta I_{ag} + F \Delta n \dots\dots(5)$$

$$\frac{\partial f_{Eg}(i_{fg}, n_o)}{\partial i_{fg}} \Delta i_{fg} + \frac{\partial f_{Eg}(i_{fgo}, n)}{\partial n} \Delta n = (R_{ag} + R_l) \Delta I_{ag} \dots\dots(6)$$

となる。そこで(4)~(6)式から ΔI_{am} を消去すると、 Δi_{fm} と $\Delta n, \Delta E_g$ の関係および Δi_{fg} と $\Delta n, \Delta E_g$ の関係は次のようにあらわされる。

$$G_{11} = \frac{\Delta n'}{\Delta i_{fm}} = \frac{1}{\Delta} \left\{ \frac{\partial f_{Tm}(i_{fm} I_{amo})}{\partial i_{fm}} - \frac{1}{R_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Tm}(i_{fmo} I_{am})}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}(i_{fm}, n_o)}{\partial i_{fm}} \right\} \dots\dots(7)$$

$$G_{12} = \frac{\Delta E_g''}{\Delta i_{fm}} = \frac{-1}{\Delta} \cdot \frac{\partial f_{Eg}(i_{fg}, n)}{\partial n} \left\{ \frac{1}{R_{am}} \frac{\partial f_{Tm}(i_{fmo} I_{am})}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}(i_{fm}, n_o)}{\partial i_{fm}} - \frac{\partial f_{Tm}(i_{fm} I_{amo})}{\partial i_{fm}} \right\} \dots\dots(8)$$

$$G_{22} = \frac{\Delta E_g'}{\Delta i_{fg}} = \frac{\partial f_{Eg}(i_{fg}, n_o)}{\partial i_{fg}} - \frac{1}{\Delta} \cdot \frac{\partial f_{Tg}(i_{fg} I_{ago})}{\partial i_{fg}} \dots\dots(9)$$

$$G_{21} = \frac{\Delta n''}{\Delta i_{fg}} = -\frac{1}{\Delta} \left\{ \frac{\partial f_{Tg}(i_{fg}, n_o)}{\partial i_{fg}} - \frac{1}{R_{ag} + R_l} \frac{\partial f_{Tg}(i_{fgo} I_{ag})}{\partial I_{ag}} \cdot \frac{\partial f_{Eg}(i_{fg}, n_o)}{\partial i_{fg}} \right\} \dots\dots(10)$$

$$\Delta = J_s + F + \frac{1}{R_{ag} + R_l} \frac{\partial f_{Tg}(i_{fgo} I_{ag})}{\partial I_{ag}} \cdot \frac{\partial f_{Eg}(i_{fg}, n)}{\partial n} + \frac{1}{R_{am}} \frac{\partial f_{Tm}(i_{fmo} I_{am})}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}(I_{fmo} n)}{\partial n} \dots\dots(11)$$

(7)~(11)を簡単にあらわすと

$$\left. \begin{aligned} G_{11} &= \frac{K_{11}}{\tau_m s + 1} & G_{12} &= \frac{K_{12}}{\tau_m s + 1} \\ G_{22} &= \frac{K_{22}(as + 1)}{\tau_m s + 1} & G_{21} &= \frac{K_{21}}{\tau_m s + 1} \end{aligned} \right\} \dots\dots(12)$$

のようになる。ただし

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= J R_{am} / \frac{\partial f_{Tm}}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}}{\partial n} & \alpha_3 &= \frac{R_{am}}{R_{ag} + R_l} \cdot \frac{\partial f_{Tg}}{\partial I_{ag}} \cdot \frac{\partial f_{Eg}}{\partial n} / \frac{\partial f_{Tm}}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}}{\partial n} \\ \alpha_2 &= F R_{am} / \frac{\partial f_{Tg}}{\partial I_{ag}} \cdot \frac{\partial f_{Em}}{\partial n} & \tau_m &= \frac{\alpha_1}{\alpha_2 + \alpha_3 + 1} \end{aligned}$$

$$K_{11} = \left\{ \frac{R_{am} \cdot \frac{\partial f_{Tm}}{\partial i_{fm}}}{\frac{\partial f_{Tm}}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}}{\partial n}} - \frac{\frac{\partial f_{Em}}{\partial i_{fm}}}{\frac{\partial f_{Em}}{\partial n}} \right\} \cdot \frac{1}{\alpha_2 + \alpha_3 + 1}$$

$$K_{12} = -\frac{\frac{\partial f_{Eg}}{\partial n}}{\frac{\partial f_{Em}}{\partial n}} \left\{ \frac{\frac{\partial f_{Em}}{\partial i_{fm}}}{\frac{\partial f_{Em}}{\partial n}} - \frac{R_{am} \cdot \frac{\partial f_{Tm}}{\partial i_{fm}}}{\frac{\partial f_{Tm}}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}}{\partial n}} \right\} \cdot \frac{1}{\alpha_2 + \alpha_3 + 1}$$

$$a = \frac{\frac{\partial f_{Eg}}{\partial i_{fg}} \tau_m}{\frac{\partial f_{Eg}}{\partial i_{fg}} - \frac{\partial f_{Tg}}{\partial i_{fg}} \cdot \frac{1}{\alpha_2 + \alpha_3 + 1}}$$

$$K_{22} = \frac{\frac{\partial f_{Eg}}{\partial i_{fg}} - \frac{\partial f_{Tg}}{\partial i_{fg}} \cdot \frac{1}{\alpha_2 + \alpha_3 + 1}}{\frac{\partial f_{Eg}}{\partial i_{fg}}}$$

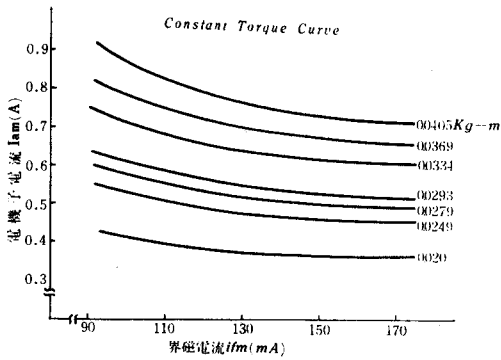
$$K_{21} = -\left\{ \frac{R_{am} \cdot \frac{\partial f_{Tg}}{\partial i_{fg}}}{\frac{\partial f_{Tm}}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}}{\partial n}} - \frac{R_{am}}{R_{ag} + R_l} \frac{\frac{\partial f_{Tg}}{\partial I_{ag}} \cdot \frac{\partial f_{Eg}}{\partial i_{fg}}}{\frac{\partial f_{Tm}}{\partial I_{am}} \cdot \frac{\partial f_{Em}}{\partial n}} \right\} \cdot \frac{1}{\alpha_2 + \alpha_3 + 1}$$

である。(12)式は第1図に示した電動発電機の伝達関数で、ブロック線図であらわせば第2図のようになる。

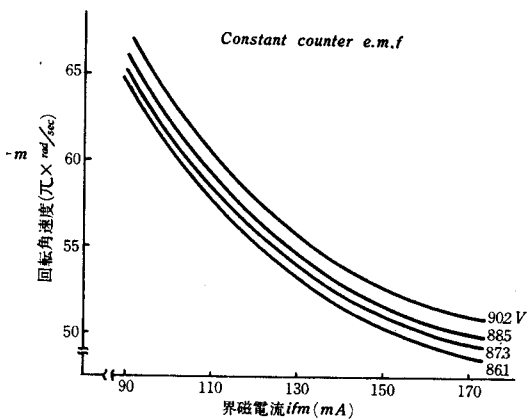
3. 微係数の決定

上述の結果から電動発電機の時定数, およびゲイン定数

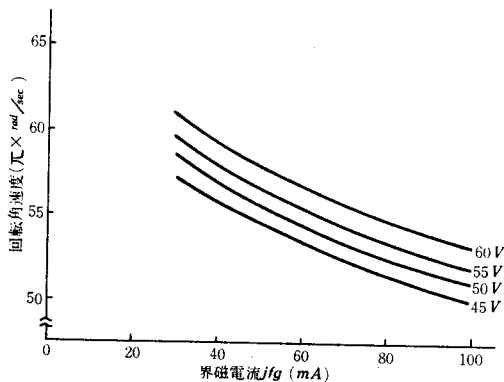
は各微係数の値から計算により容易に求められるが, これらの微係数を電動機および発電機の静特性⁽⁵⁾⁽⁶⁾第3図~第5図より求める場合, 設定出力電圧および設定周波数(電動機の回転速度)により微係数はかなりばらついた値となる。したがって時定数およびゲイン定数を計算する



第3図 電動機特性 (定トルク特性)



第4図 電動機特性 (逆起電力特性)



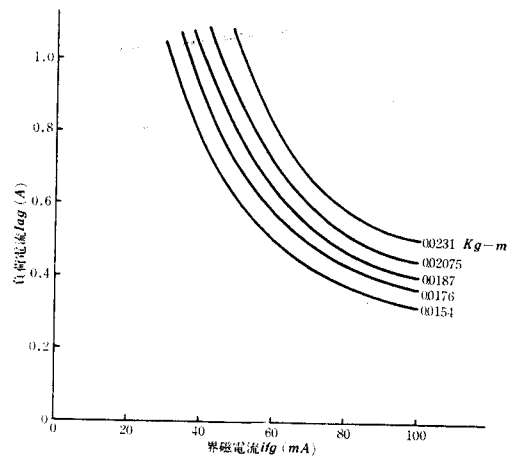
第5図 発電機の起電力特性

と実測の時定数ゲイン定数とは多少異なった値となる。

これは界磁コイルの抵抗およびインダクタンスを無視したこと、また電動機の電機子回路抵抗は回転数温度上昇により大きく変動することがあげられる。ここでは負荷の変動範囲を80%, 100%, 120%負荷の領域にわけて

算出した時定数, ゲイン定数を第1表に示してある。なお使用した電動発電機の定格は

電動機 100V 80W 1800RPM
発電機 70V 60W である。



第5図 発電機特性 (定トルク)

第6図 発電機特性 (定トルク)

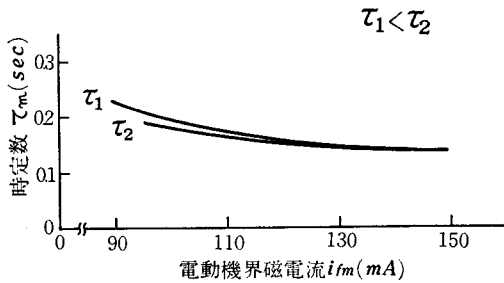
第1表 定数計算例

定数 負荷	K_{11}	K_{22}	K_{12}	K_{21}	τm	a
80%	-430 (rad/sec /A)	450 (V/A)	-170 V/A	-410 (rad/S/A)	0.13 (sec)	0.18
100%	-415	438	-158	-426	0.15	0.2
120%	-385	400	-150	-435	0.23	0.28

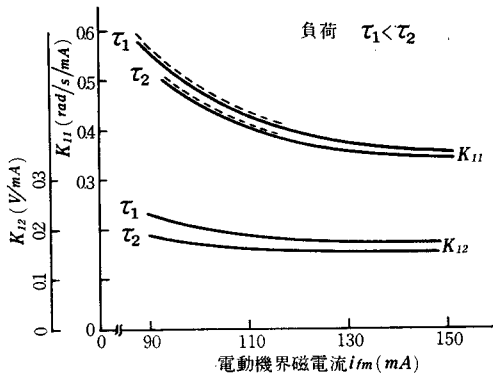
4. 伝達関数の実測および検討

伝達関数の実測法としては, 過渡応答法, 周波数応答法が考えられる。第1図に示すように電動機の電機子電圧を一定し, 界磁電流をステップ状に増減して発電機の応答特性から時定数, ゲイン定数 $K_{11}K_{12}$ を求める。

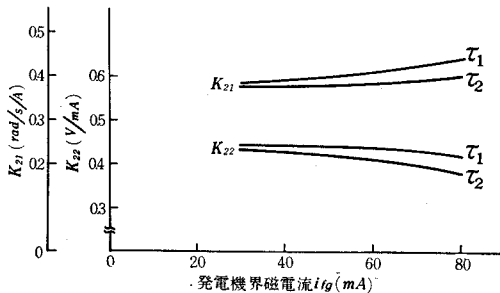
発電機についても同様回転速度を一定にし、界磁電流をステップ状に変化しその応答から時定数、ゲイン定数 K_{22} K_{21} が求められる。第6図～第8図はその結果である。時定数は負荷の状態に大きく左右されるが、大体は



第7図 電動発電機の $K_{11}K_{12}$



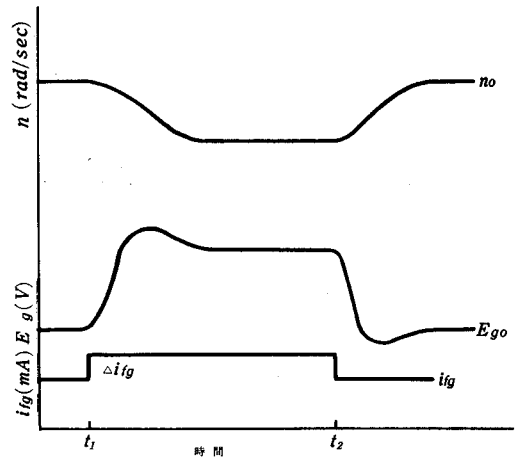
第8図 電動発電機の時定数



第9図 電動発電機の $K_{22}K_{21}$

電動機の界磁電流の減少とともに増大することがわかる⁽⁷⁾。ゲイン定数 K_{11} については、第3図、第4図からもうかがえるように界磁電流減少による K_{11} の増大は急となる。負荷がある程度大きい場合には K_{11} の増大は止み、回転は停止する。 K_{12} については i_{fg} と E_g の関係から回転速度の変化に対して E_g におよぼす影響は少ない。したがって K_{12} は K_{11} とほぼ同じ傾向を示している。

次に発電機の界磁電流をステップ状に変化した場合 $K_{21}K_{22}$ は i_{fg} の増加とともに減少している。これは i_{fg} の増減が直接負荷の増減となるから電動機の回転角速度に大きな影響をおよぼしていると考えられる。すなわち i_{fg} が小さい範囲においては軽負荷であるため回転速度にあまり影響なく K_{21}, K_{22} は一定となり、 i_{fg} が大きくなるにしたがって負荷が増大し、回転速度の減少が $K_{21} K_{22}$ の減少としてあらわれている。第9図は i_{fg} をステ



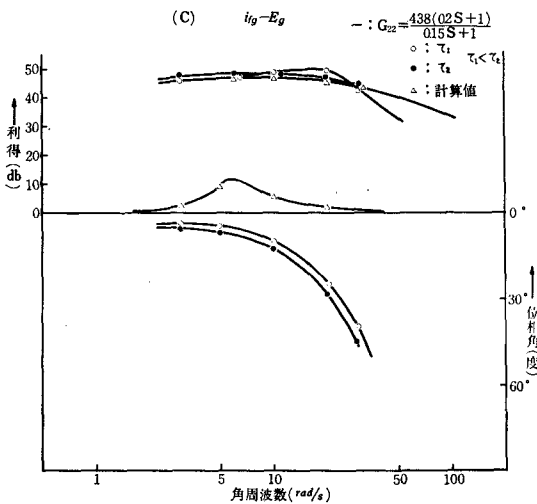
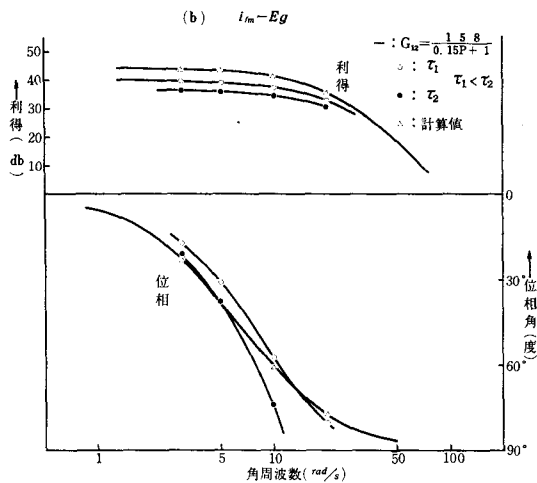
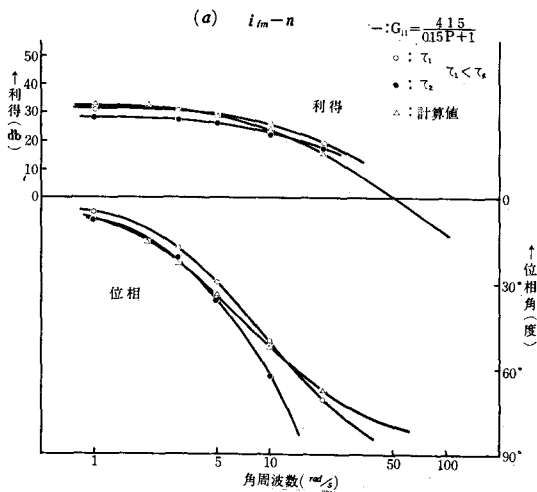
第10図 i_{fg} を変化したときの n, E_g の過渡応答

ップ状に変化したときの n, E_g の過渡応答を示している。 $t=t_1$ において i_{fg} が Δi_{fg} だけ増大したとすれば E_g は E_{g0} より Δi_{fg} に比例して昇圧し、電動機回転速度の減少にしたがって降圧しある電圧にとどまる。 $t=t_2$ において i_{fg} が Δi_{fg} だけ減少したときの過渡応答であるが、上述の場合と比較すると回転速度の時定数はかなり小さくなっている。

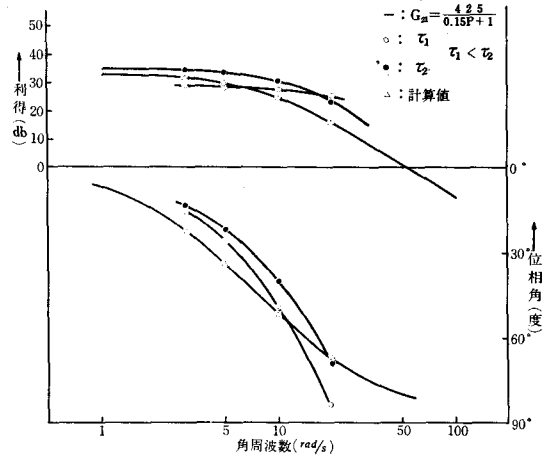
次に電動発電機の周波数応答の実測は第1図において各界磁回路に種々の周波数の低周波正弦波電流を加え、 n, E_g の周波数応答をボード線図であらわせれば第10図のようになり、利得は一次遅れの形となり、位相については静特性から求めた伝達関数（100% 負荷の定数を入れたもの）の周波数特性とはかなり異なった特性を示して

いる。

これは電動発電機の伝達関数が(12)式の一次遅れ要素



(d) $i_g - n$



とむだ時間要素から成りたっていると考えられる。

以上の結果過渡応答、周波数応答の実験から諸定数を検討すると、静特性より求めた伝達関数と実測結果とはかなり一致しているといえる。

5. 結 言

電動発電機は動作条件（設定回転速度、設定負荷）により動特性の相違も著しい。したがって動作条件を考慮したそれぞれの場合の伝達関数および諸定数を求めるのが望ましい。またある設定値近傍における実測値は過渡応答から求めたそれよりも周波数応答を求めた方が信頼できる。相互干渉は電動機容量と負荷で関係づけられる。すなわち、比較的軽負荷の場合には相互干渉は殆んど無視できるが、重負荷の場合には位相遅れが急激に大きくなり、相互干渉は大となる。この相互干渉は本装置を制御系として取り扱う場合振動をおこす要素となっている。(4)

文 献

- (1) HAROLD CHESTNUT Servomechanisms and Regulating System Design vol.2 p214
- (2) 辻 福井 電気四学会連合大会論文集 p35 昭38
- (3) HOROWITZ Synthesis of Feedback Systems p 530
- (4) 藤本 福井 制御工学vol.9, No.8 p407 1965
- (5) J. MIRO Control Engineering Feb 1963
- (6) J. MIRO Control Engineering Jul 1964
- (7) 仁田 沖津 制御工学vol.9, No.2 p82, 1965

オプトロニックA—D変換器

高 橋 晴 雄

Optronic A—D Converter

Haruo TAKAHASHI

1. ま え が き

本文は、光アナログ量を変換対象とし、光～電気変換素子と、電気～光変換素子とを組み合わせたオプトロニック回路により、光アナログ量を光デジタル量に変換するオプトロニック・アナログーデジタル変換器（以下A—D変換器と略称）について述べたものである。

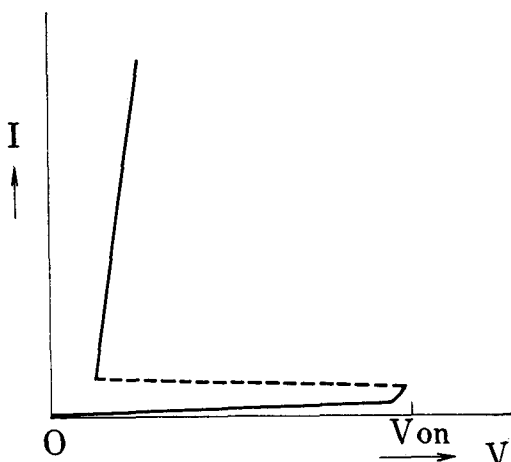
本文に述べるオプトロニックA—D変換器は、光駆動PNPNスイッチのブレイクオーバー電圧が、光アナログ入力に応じて変化することを利用した比較器と、比較器の動作順序を規定するための遅延回路とを基本構成要素として、その回路構成がきわめて簡単になる点にその特長がある。

本文は、まずオプトロニックA—D変換器の構成原理と基本動作を述べ、つぎに試作した3単位オプトロニックA—D変換器の概要と実験結果について述べ、さらに本変換器の動作を理論的に検討し、その設計理論を明らかにしている。

2. 動作原理

光駆動PNPNスイッチのブレイクオーバー電圧は光アナログ入力に応じて変化する。このブレイクオーバー電圧が量子化レベルに対応する電圧レベルを切るときに、光駆動PNPNスイッチが導通することを利用して、光アナログ入力量と電圧基準値との比較操作を光駆動PNPNスイッチで行なわせることができる。本A—D変換器は、光駆動PNPNスイッチのこの特性を利用し、いわゆる階段波比較形アナログーデジタル変換方式を基本原理として構成されたものである。

説明の便宜上、まず光駆動PNPNスイッチの特性を簡単に述べ、つぎにこれを用いて構成した3単位A—D変換器の動作原理を述べる。



(a) 電圧—電流特性 (V_{on} : ブレイクオーバー電圧)
第1図 光駆動PNPNスイッチの特性

光駆動PNPNスイッチは2端子素子で、順方向電圧が加えられた状態において光が入射すると導通する。すなわち、光がSCRにおけるゲート電流に相当しているので、光駆動PNPNスイッチの電圧—電流特性は、第1図(a)に示すようにSCRと相似な電圧—電流特性を示す。光駆動PNPNスイッチのブレイクオーバー電圧と光アナログ入力量との関係は第1図(b)に示すように、光アナログ入力量が増加するにしたがってブレイクオーバー電圧は直線的に減少する。すなわち、光アナログ入力量はブレイクオーバー電圧と1対1に対応し、光アナログ入力はブレイクオーバー電圧なる電気量に変換されることになる。

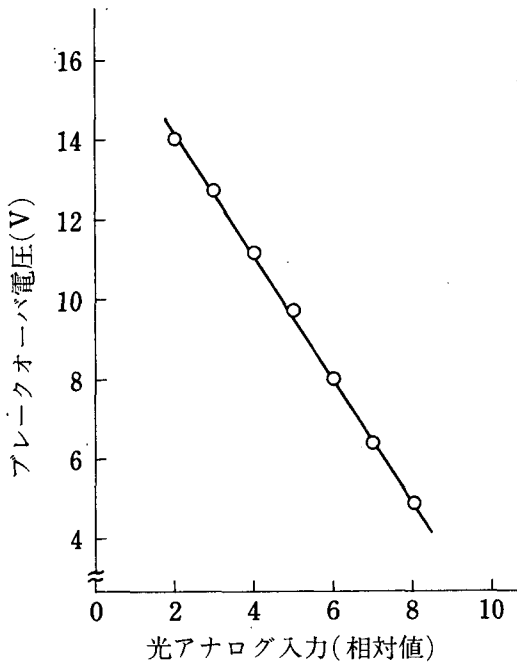
第2図は、この光アナログ入力とブレイクオーバー電圧との関係を利用して構成したオプトロニックA—D変換器の系統図を示したものである。

以下、第2図にしたがって本A—D変換器の動作原理の概要を説明する。図において、遅延回路 τ は光駆動PNPNスイッチを高位のけたより順次動作させるために

附加したもので、その伝達損失は無視できるものとする。

光駆動PNPNスイッチ D_i のみが導通し、光駆動PNPNスイッチ $D_1, D_2, \dots, D_{i-1}, D_{i+1}, D_n$ がしゃ断状態にあるときに R_0 の両端に現われる電圧を V_{oi} とすると、 $A_i B_i$ 間に現われる電圧は $(V_o - V_{oi})$ となる。したがって、駆動パルス V_o が $A_n, A_{n-1}, A_{n-2}, \dots$ と進行して、 A_j に達したときに、 A_j, B_j 間に現われる電圧 V_{ij} は、 $R_o \ll R_1, R_2, \dots, R_n$ ならば、

$$V_j = V_o - \sum_{k=j}^n d_k V_{ok} \quad (1)$$



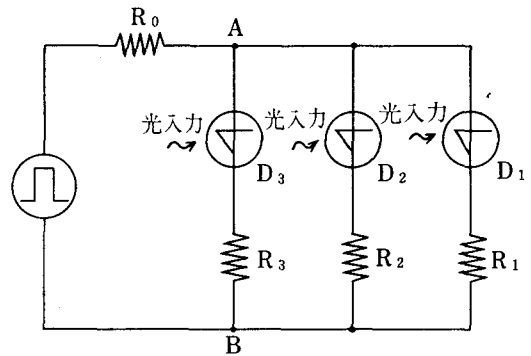
(b) 光入カーブレイクオーバー電圧特性

第1図 光駆動PNPNスイッチの特性

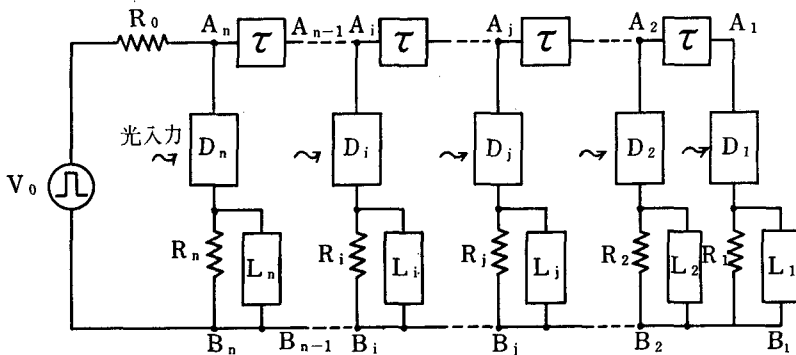
となる。ここに $n > k \geq j$ なる D_k が導通したときには、 $d_k = 1$ で、しゃ断のときには $d_k = 0$ である。

いま光アナログ入力に加えられた状態で、各けたの光駆動PNPNスイッチに入射する光入力標本値 S に対応して変化するブレイクオーバー電圧が V_j なる基準電圧に等しいか、より低い場合には、そのけたの光駆動PNPNスイッチは導通状態となる。光駆動PNPNスイッチが導通状態になると、その負荷抵抗に電圧が現われてそのけたが ~ 1 、であることを示す。一方、光アナログ入力量 S に対するブレイクオーバー電圧よりも高ければ、そのけたの光駆動PNPNスイッチは動作せず、そのけたが ~ 0 、であることを示すにとどまる。すなわち、光アナログ入力量は、光駆動PNPNスイッチの負荷抵抗に電圧2進符号となってA-D変換されたことになる。したがって、系統図に示すように各負荷抵抗に電気-光変換素子 L をそれぞれ接続して、負荷抵抗に現われる電圧符号により L を駆動させ発光させれば、電圧符号により光符号が得られるのである。光アナログ量が光ディジタル量に変換されるのである。

第3図は、上述の動作原理にもとづき構成した3単位



第3図 3単位オプトロニックA-D変換器の基本回路図



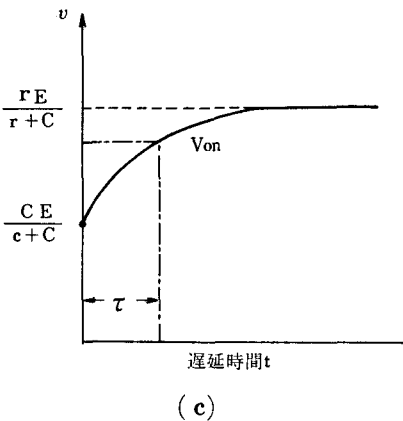
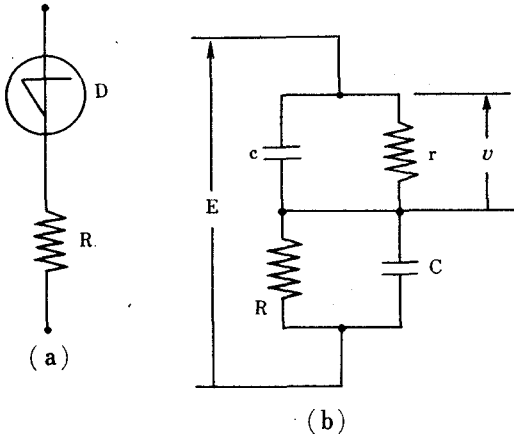
第2図 オプトロニックA-D変換器の系統図

D : 光～電気変換素子
L : 電気～光変換素子
 τ : 遅延回路

A-D 変換器の基本回路を示したものである。

第3図において、 D_1, D_2 および D_3 は、光～電気変換素子として用いた光駆動 PNPN スイッチを、 R_1, R_2 および R_3 は、 D_1, D_2 および D_3 を流れる電流値を規定する抵抗を、それぞれ示している。 R_o は、 R_1, R_2 および R_3 とともに、A 点に基準電圧値を設定するための電圧降下用の抵抗である。

光駆動 PNPN スイッチは SCR と同様に、一度導通すると光アナログ入力を取り去っても導通状態を保持するので、印加電圧を取り去るか、導通保持電圧以下にならないかぎり、しゃ断状態に移転しない。このため駆動電源として方形波電圧を用いて、光駆動 PNPN スイッチをしゃ断状態に復帰させる。したがって本変換器は駆動パルスの正の半サイクルで A-D 変換を行ない、次の半サイクルでリセットすることになるのである。



第4図 時定数回路のインディシャル応答

基本回路においては、系統図に示す光駆動 PNPN スイッチの動作順序を規定するための遅延回路は含まれていない。これは光駆動 PNPN スイッチとその負荷抵抗により時定数回路を構成して、遅延回路をそう入したのと実質的に同じ働きをするからである。以下、簡単にこの時定数回路の動作原理を説明しよう。

第4図(a)は第3図から1けた分の回路を取り出したもので、同図(b)は動作原理を説明するための等価回路を示したものである。光駆動 PNPN スイッチのしゃ断状態における内部抵抗を r 、漂遊容量も含めてその容量を c 、また負荷抵抗 R の漂遊容量を C とすると、ステップ電圧 E が印加されたときに、抵抗 r の両端にかかる電圧 $V(t)$ は、

$$V(t) = E \left\{ \frac{r}{r+R} - \frac{rc-Rc}{(r+R)(c+C)} e^{-\frac{r+R}{rR(c+C)} t} \right\} \quad (2)$$

となり、これを示したものが同図(c)である。すなわち、光駆動 PNPN スイッチのブレイクオーバー電圧 V_{on} を

$$V(t)_{t=0} = \frac{CE}{c+C} \quad (3)$$

より高く

$$V(t)_{t=\infty} = \frac{rE}{r+R} \quad (4)$$

よりも低い電圧に設定しておけば、同図(c)に示すように電圧が印加されてから τ 時間後に光駆動 PNPN スイッチが導通することになり、第2図の遅延回路をそう入したのと実質的に同じ動作することになる。したがって時定数回路の時定数を $C_3R_3 < C_2R_2 < C_1R_1$ とすれば、光駆動 PNPN スイッチ D_1, D_2 および D_3 は、つねに $D_3 \rightarrow D_2 \rightarrow D_1$ の順に導通することになる。

第5図は第3図の AB 間に現われる電圧、符号出力および光アナログ入力の相互関係を示したものである。図の2点鎖線、実線および1点鎖線はそれぞれ D_1, D_2 および D_3 のブレイクオーバー電圧 $V_{1,on}, V_{2,on}$ および $V_{3,on}$ が光アナログ入力に対して変化する様子を示したものである。この図にしたがって、光アナログ入力を零から順次強くしていった場合に、どのような過程を経て A-D 変換が行なわれるかを説明しよう。

D_1, D_2 および D_3 のブレイクオーバー電圧の間には、

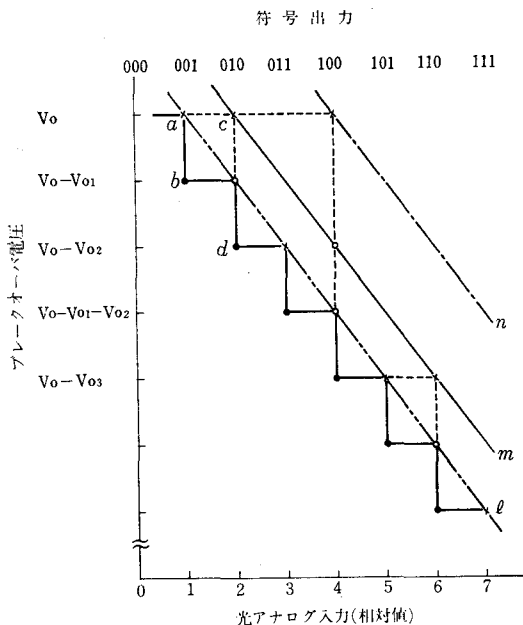
$$V_{1,on} < V_{2,on} < V_{3,on} \quad (5)$$

の関係があるから、光アナログ入力が増えらると D_1 のブレイクオーバー電圧 $V_{1,on}$ が低下し、(5)式で示される状態から、

$$V_{1,on} \leq V_o < V_{2,on} < V_{3,on} \quad (6)$$

なる関係を満足する状態に移行し、 $V_{1,on} = V_o$ なる a

点において、 D_1 が点弧する。ただし、 V_o は D_1 、 D_2 および D_3 がすべてしゃ断状態にあるときの、第3図のA B 間の電圧である。 D_1 を流れる電流によって、抵抗 R_o



第5図 A—D変換器の動作過程の説明図

に電圧降下 V_{o1} を生ずる。したがって D_1 が導通しているとき、 D_2 および D_3 に加わる電圧は V_o よりも V_{o1} だけ低下する。すなわち $(V_o - V_{o1})$ なる AB 間の電圧が D_2 および D_3 に印加されるので、 D_2 、 D_3 はしゃ断状態を保つ。したがって [001] なる符号出力が得られる。

次に、光アナログ入力がさらに増加すると、 D_1 、 D_2 および D_3 のブレークオーバー電圧が低下し、(6)式で示される状態から

$$V_{1,on} < V_{2,on} \leq V_o < V_{3,on} \quad (7)$$

の状態に移行する。この場合、前述のように時定数回路の働きにより、 D_3 、 D_2 および D_1 の順序に電圧が印加されるので、 $V_{2,on} = V_o$ なる c 点でまず D_2 が導通する。したがってそのけたが '1'、であることを表示する。このとき、 D_2 を流れる電流によって抵抗 R_o に電圧降下 V_{o2} を生じ、AB 間の電圧は $(V_o - V_{o2})$ となる。この電圧は、この光アナログ入力に対する D_1 のブレークオーバー電圧より低い値、すなわち d 点となるので D_1 は導通せず、ここでは D_2 のみが導通する。したがって [010] なる符号出力が得られる。

さらに、光アナログ入力が増加すると、 D_1 、 D_2 および D_3 のブレークオーバー電圧が低下し、(7)式で示される状態から

$$V_{1,on} \leq (V_o - V_{2,on}) < V_o < V_{3,on} \quad (8)$$

を満足する状態に移行する。このとき前述のように時定数回路の働きにより、 D_3 、 D_2 および D_1 の順序に駆動電圧が印加されるため、まず D_2 が導通し AB 間の電圧は $(V_o - V_{o2})$ となる。この電圧は (8) 式の関係から $V_{1,on}$ よりも高くなるので、 D_1 が導通することになる。したがって D_1 、 D_2 がともに導通となるために、AB 間の電圧はさらに減少して $(V_o - V_{o1} - V_{o2})$ となる。ここでは [011] なる符号出力が得られる。

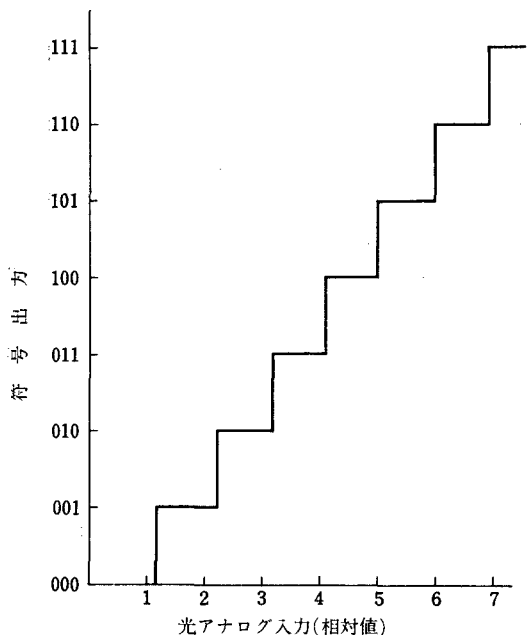
さらに光アナログ入力が増加すると、

$$V_{1,on} < V_{2,on} < V_{3,on} \leq V_o \quad (9)$$

なる状態へ移行する。前と同様にして D_3 が導通し R_o に電圧降下 V_{o3} を生じ、AB 間の電圧は $(V_o - V_{o3})$ となる。この電圧はこのときの光アナログ入力に対する D_1 、および D_2 のブレークオーバー電圧 $V_{2,on}$ および $V_{1,on}$ よりも低い値となるので、 D_1 および D_2 はしゃ断状態となる。すなわち [100] なる符号出力が得られる。

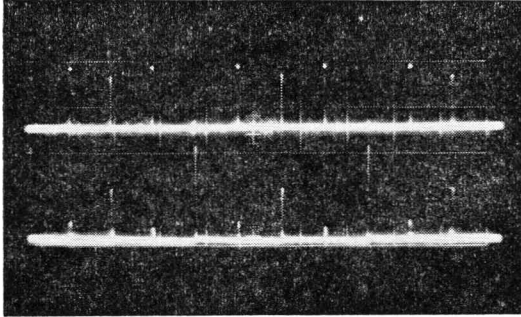
以下、同様の動作をくり返し、逐次 A—D 変換が行われていくのである。

今述べた動作過程を経て、光アナログ入力量に対応する符号出力は、各けたに対応する光駆動 PNP スイッチの負荷抵抗に並列にしかもほぼ瞬時的に現われるのである。したがって、それぞれの負荷抵抗に電気—光変換素子を接続し、負荷抵抗に現われる符号電圧により駆動させれば、電気—光変換素子からは光アナログ入力に対応する並列光符号出力が得られるのである。



第6図 オプトロニク A—D変換器の入出力特性(実験値)

第6図は、試作した3単位 A-D 変換器の光アナログ入力と電圧符号出力との関係を実験的に求めたものであり、第7図は光アナログ入力としてタングステン電球を発光させた場合の符号波形を観測したものである。



電圧符号出力 [01][10][11][10][01]

上: 2^1 のけた

下: 2^0 のけた

水平軸 1k ω /cm

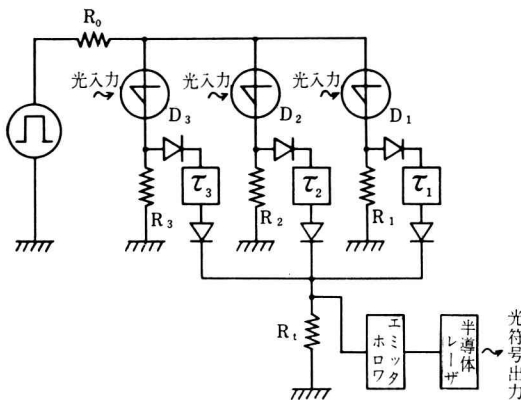
垂直軸 10v/cm

光アナログ入力: タングステン電球を商用周波数により発光させたもの

第7図 2単位光アナログ入力—電圧符号出力特性

4. オプトロニック A-D 変換器

第8図は、上に述べた動作原理により光アナログ量の A-D 変換された並列電圧符号により、低位のけたからの直列光符号出力が得られるようにしたものである。



第8図 3単位オプトロニック A-D 変換器の実際回路図

本図において、光駆動 PNPN スイッチの各負荷抵抗に接続されている遅延回路は、各負荷抵抗に現われる電圧符号出力を低位のけたからそれぞれ駆動パルス幅ずつ

遅らせて、並列符号を直列符号に変換するためのものである。ダイオードは、各けたの負荷抵抗間の相互影響を除くために附加したものである。遅延回路の出力側を一つの高抵抗 R_t で共用させると、その出力は低位のけたからの直列電圧符号となる。エミッタホックを接続し、これらの直列電圧符号により電気—光変換素子（半導体レーザ）を駆動させれば、半導体レーザからは直列電圧符号に対応した光符号出力が得られる。本装置は、光～電気変換素子はけた数だけ必要とするが、電気～光変換素子はけた数に関係なくただ一つでよく、光～光の A-D 変換を行なうことができるのである。

5. 検 討

<1> 抵抗値の設定 第5図から D_1 , D_2 および D_3 がそれぞれ単独に導通したときに、抵抗 R_o の両端に生ずる電圧降下 V_{o1} , V_{o2} および V_{o3} を求める。

第5図において、光駆動 PNPN スイッチの光アナログ入力とブレイクオーバー電圧との関係を示す直線 ℓ , m および n の傾きの角はすべて等しいものとおいて、これを θ とおき、 d を光アナログ入力量の量子化単位とすれば、 V_{o1} , V_{o2} および V_{o3} はつぎのように現わせる。

$$\left. \begin{aligned} V_{o1} \tan \theta &= d \\ V_{o2} \tan \theta &= 2d \\ V_{o3} \tan \theta &= 4d \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

したがって、上式より

$$\left. \begin{aligned} 2V_{o1} &= V_{o2} \\ 2V_{o2} &= V_{o3} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

となる。

一方、第3図の回路図から V_{o1} , V_{o2} および V_{o3} を求めると、

$$\left. \begin{aligned} V_{o1} &= \frac{R_o}{R_1 + R_o} V_o \\ V_{o2} &= \frac{R_o}{R_2 + R_o} V_o \\ V_{o3} &= \frac{R_o}{R_3 + R_o} V_o \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

となる。ただし D_1 , D_2 および D_3 の導通時の抵抗は無視するものとする。

さらに、 $R_o \ll R_1, R_2, R_3$ の場合には、

$$\left. \begin{aligned} V_{o1} &\cong \frac{R_o}{R_1} V_o \\ V_{o2} &\cong \frac{R_o}{R_2} V_o \\ V_{o3} &\cong \frac{R_o}{R_3} V_o \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

となる。この関係と(11)式から

$$\left. \begin{aligned} R_2 &= \frac{1}{2^1} R_1 \\ R_3 &= \frac{1}{2^2} R_1 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

となる。

さらに、上式のように抵抗値 $R_1, R_3, R_3, \dots, R_n$ が設定されると、抵抗 R_0 の両端に現われる電圧 V_{oi} ($i=1, 2, 3, \dots, n$) は一般に

$$V_{oi} = \frac{R_0 V_o}{R_0 + \left\{ \sum \frac{R_1}{d_n 2^n} \right\}} \quad (15)$$

となり、 $R_1 \gg R_0$ のときには、2進符号に対応した電圧が得られる。ここに d_n はそのけたが導通しているときには '1'、で、導通していないときには '0'、である。

<2> 許容レベル数 n 一般にアナログ量を測定する場合には検値可能な最少値、すなわちその測定系の分解能が存在する。したがって本変換器で与えられる可能な測定値の数 n は、光アナログ入力の変域を S_m とすれば、

$$n = \frac{S_m}{\Delta} + 1 \quad (16)$$

で与えられる。ここで分解能 Δ は、第1図(b)に示した光駆動 PNPN スイッチの特性曲線の傾き角のばらつきの範囲によって決定される。ただし光アナログ入力を適当な光学的手法によって変化させることによって、特性曲線を平行移動させることができるので、傾き角さえ等しければ、特性曲線相互間の相対的な位置は分解能を決定する因子とはならない。

いま光アナログ入力量 $S(t)$ が $S(t)$ の最大値 S_{max} から $S(t)$ の最小限 S_{min} の間を変化すると、 $S(t)$ の変域 S_m は

$$S_m = S_{max} - S_{min} \quad (17)$$

となる。

第9図に示すように S_{max} 点における傾きのばらつきの範囲を $S_{\Delta max}$, S_{min} 点における傾きのばらつきの範囲を $S_{\Delta min}$ とすると

$$\left. \begin{aligned} \Delta &> S_{\Delta max} \\ \Delta &> S_{\Delta min} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

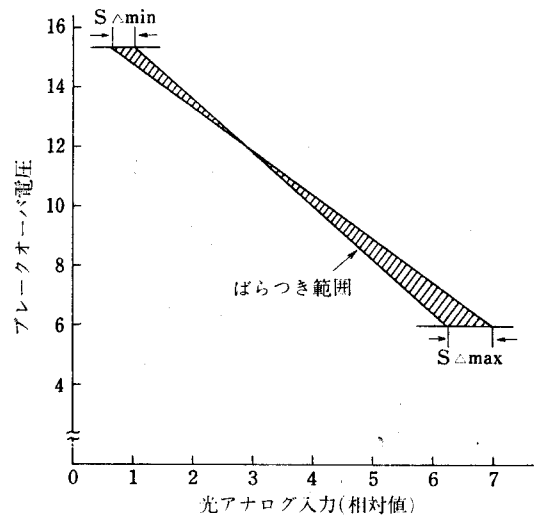
でなければならない。さらに

$$\Delta > S_{\Delta max} > S_{\Delta min}$$

とすれば、可能な測定値の数 n は

$$n = \frac{S_m}{S_{\Delta max}} + 1 \quad (19)$$

となる。



第9図 光入力～ブレイクオーバー電圧特性の傾きのばらつき範囲の一例

たとえば、本装置に用いた光駆動 PNPN スイッチを $S_{max}=7.0$, $S_{min}=1.0$ の範囲で変化するものとし、その傾きのばらつき範囲を 5% ($=0.35$) とすると、レベル数 n は

$$n = \frac{S_m}{S_{\Delta max}} + 1 = 18.1 \text{ レベル} \quad (20)$$

となる。

<3> 許容誤差 許容誤差を ϵ (%) とすると、<2>の場合と同様な条件のもとにづぎの関係が成立する。

$$\epsilon = \frac{50 \times S_{\Delta max}}{S_m} = 2.9\% \quad (21)$$

以上の考察からも明らかなように、本 A—D 変換器に用いる光駆動 PNPN スイッチは、できるだけ特性のそろったもの、とくに第1図(b)に示す特性曲線の傾き角の等しいものを選択することが必要である。

6. む す び

以上、オプトロニック A—D 変換器の動作原理、回路構成などについて述べ、その諸特性の理論的ならびに実験的に検討した結果を明らかにした。

以下、本 A—D 変換器のもつ特長についてその要点を述べよう。

(1) 入出力間の情報は光結合で行なわれているので、一方向伝達特性がすぐれている。また他の回路と結合する場合のインピーダンス整合に対する配慮を必要としな

い。

(2) 光駆動 PNPN スイッチの光アナログ入力とブレークオーバー電圧との関係を利用した比較器を用いた並列構成であるから、回路がきわめて簡単である。

(3) 半導体レーザの応答速度は 10ns 程度であるから、本装置の変換速度は光駆動 PNPN スイッチの応答速度で制限される。本変換器に用いた光駆動 PNPN スイッチは、立ち上りおよび立ち下り時間が約 $0.5\mu\text{s}$ 程度であるから、N 単位 A-D 変換器ではおよそ $0.5(N+1)\mu\text{s}$ 程度で符号変換が行なわれる。

(4) 高速度のスイッチング特性をもつ光～電気変換素子が得られれば、光通信用超高速度符号変調回路として用いることができる。

(5) 高単位 A-D 変換器の構成に際しては、光駆動 PNPN スイッチの諸特性の均一化が重要な問題となる。

最後に、長年にわたって御指導いただいている大阪市立工学部北浜安夫教授、加屋野洋講師ならびに電子回路学研究室のかたがたにお礼申し上げます。

文 献

北浜・加屋野・高橋：

電気連合大会 昭40 No.1824

電信全国大会 昭40 No.S8-11

電気連合大会 昭41 No.1379

電信全国大会 昭41 No.694

電気学会誌 昭41 Vol.86, No.928

Mössbauer 効果による温度測定の実試^(*)

上 田 勝 彦

An Attempt to Measure Temperature Utilizing the Mössbauer Effect

Katsuhiko UEDA

As the phenomena arising from the Mössbauer effect are often affected by temperature, they seem to be useful for temperature measurement. In this experiment, the temperature dependence of the effect (thermal shift and recoil-free fraction) was applied to measurement of temperature from normal to 150°C.

When the temperature of the γ -radiation source is kept at a known temperature T_0 and the absorber is at a variable temperature T_0+T , the temperature difference T can be found from measurement of the resonance absorption at a constant velocity. In the case of ^{57}Fe , the relative velocity which gives the maximum temperature coefficient was found to be 0.098 mm/sec at $T_0=20^\circ\text{C}$ and $T=10^\circ\text{deg}$.

In the experiment, 1mCi ^{57}Co diffused in palladium and a stainless-steel absorber were used.

The obtained results were a low accuracy because of their statistical errors, but this point may be improved by increase of the source-activity and of energy-selectivity of the detector.

1 緒 言

Mössbauer 効果とは核 γ 線の原子核による共鳴吸収の現象を言うが、この効果は1958年に R.L.Mössbauer¹⁾ によって低温下で ^{191}Ir の γ 線を用いてはじめて観測され、主に核物理学の分野において応用されていたが、1959年に Pound と Rebka²⁾ によって ^{57}Fe の Mössbauer 効果が観測されて以来、その精度の高さと実験の容易さの故に物性物理、化学などの分野においても盛んに応用されるようになった。

ここでは工業的にも必要性のある室温付近の無接触、連続温度測定にこの効果の温度依存性 (recoil-free fraction, thermal shift) を利用することを試みた³⁾⁴⁾。

このような温度の連続測定の場合は従来の測定法、すなわち線源-吸収体間の Doppler 速度を順次変化して全吸収スペクトルを測定する方法と異なり、ある一定の相対速度での温度による吸収率変化を測定する方が便利である。

本報告においてはこのような考えから、この一定速度による方法の場合の吸収率変化の最大温度係数、およびそれを与える条件を求め、室温付近 ($0\sim 150^\circ\text{C}$) の実験結果と比較してその温度測定の実用性などについて検討

を行なった結果について述べる。

2. Mössbauer 効果の温度依存性

2.1. 吸収スペクトルの形⁵⁾⁶⁾

この効果の温度依存性について述べる前に実際に観測される共鳴吸収スペクトルについて述べる。

一般にエネルギー E_0 の励起状態から放出される γ 線のエネルギー分布は

$$I(E) = I_0 \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0 - \delta)^2 + \Gamma^2/4} \dots\dots\dots(1)$$

で表わされるような Lorentz 分布をなしている。ただし δ は線源-吸収体間の相対速度を与えることによる Doppler shift および thermal shift の項、 Γ は励起準位の自然幅である。また安定核 (吸収体) の励起準位についても同様のエネルギー分布が考えられる。

Fig.1 において、(a)は励起準位のエネルギー分布を示し、エネルギー損失なしに放出された γ 線のエネルギー分布もこれに一致する。しかし γ 線のエネルギーが δ だけずれると(b)のようになる(各々のエネルギー分布は(1)式で表わされる。)。 γ 線(b)が(a)に共鳴吸収される割合は(a)と(b)の重なり部分に比例する。したがって何らかの方法で δ を種々変化させて (普通は線源-吸収体間に適当な相対速度 v を与えて、その Doppler shift を利用する。)そのときどきの吸収率を測定すれば Fig.1 の(c)のような吸収曲線が観測される。(b)曲線は(1)式

^{*}) 本報告は著者の修士論文 (神戸大学, 1967年3月) の内容の一部である。

で表わされ、また(a)曲線は(1)式で $\delta=0$ とすればよいから、吸収曲線 $A(\delta)$ は

$$A(\delta) = A_0 \frac{\int_0^\infty \{\Gamma/2\pi[(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2]\} \{\Gamma/2\pi[(E-E_0-\delta)^2 + (\Gamma/2)^2]\} dE}{\int_0^\infty \{\Gamma/2\pi[(E-E_0-\delta)^2 + (\Gamma/2)^2]\} dE} = A_0 \frac{\Gamma^2}{(\delta^2 + \Gamma^2)} \quad \dots\dots\dots(2)$$

ギー, θ_D : Debye 温度, K: Boltzmann 定数,
T: 温度, とする。

(3) 式の値は θ_D/T の多くの値について A.H.Muir Jr.⁸⁾ により計算機を用いて求められている。その結果を ^{57}Fe に適用した結果を Fig.2 に示す。

また (3) 式は $\theta_D/T \geq 5$ の場合には式中の積分範囲を近似的に 0 から ∞ までとして計算でき、その結果は

$$f = \exp\left\{-\frac{3Er}{2k\theta_D} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\pi T}{\theta_D}\right)^2\right]\right\} \quad \dots\dots\dots(4)$$

で表わされる。

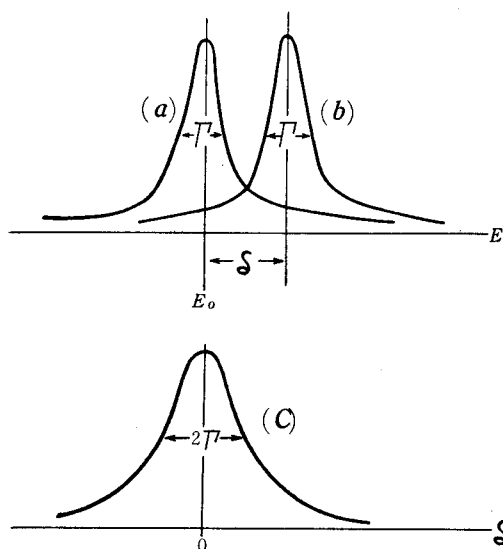


Fig.1 Energy distributions in resonance absorption (a) Energy distribution required to excite absorber (b) Energy distribution of γ -rays emitted from excited nucleus (c) Absorption spectrum observed in experiments.

(2) 式は $\delta=A(0)=A_0$ に規格化されてある。 A_0 は最大吸収率である。(2) 式が実際に観測される吸収線を表わしており、やはり Lorentz 分布をなしているが見かけの半値幅 Γ_{app} は 2Γ となっている。ところが実験で得られる吸収線幅は線源や吸収体の有限厚さ、あるいはその処理状態などによりさらに広げられる。

2.2. recoil-free fraction の温度依存性と吸収線の thermal shift.

Mössbauer 効果に寄与するのは γ 線の放出, 吸収時に核に反跳を与えない γ 線 (recoil-free γ -ray) である。この recoil-free に γ 線の放出, または吸収を行なう確率 (recoil-free fraction) はその結晶のモデルとして Debye モデルを用いて、温度の関数として

$$f = \exp\left\{-\frac{3Er}{2k\theta_D} \left[1 + 4\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x}{e^x - 1} dx\right]\right\} \quad \dots\dots\dots(3)$$

で与えられる⁷⁾。ただし Er: 自由な原子核の反跳エネルギー

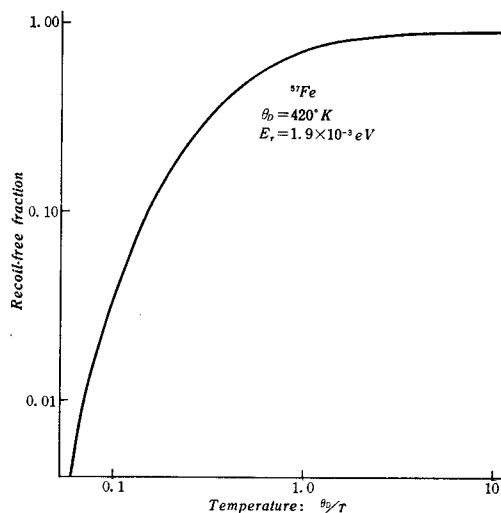


Fig. 2 Recoil-free fraction as a function of θ_D/T

さて、速度 $v=\beta c$ で運動している系 K_0 にある輻射源が振動数 ν_0 の γ 線を放出していると考え、他の系 K_{lab} において測定される振動数は一般に⁹⁾

$$\nu_{lab} = \nu_0 \frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{1-\beta \cos \alpha_{lab}} = \frac{1+\beta \cos \alpha_0}{(1-\beta^2)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots(5)$$

この Doppler shift の式において α_0 は K_0 系において測定される γ 線方向と v との間の角、 α_{lab} は K_{lab} 系において測定される同様の角である。

原子核は速度 $v(t)$ でその格子点のまわりで振動している。その格子振動の特性時間は励起状態の寿命よりも非常に短いから(5)式における $\beta \cos \alpha_{lab}$ は平均されて零になる。しかし、 $(1-\beta^2)^{1/2}$ を展開して得られる

$-\beta^2/2$ は放出または吸収される γ 線のエネルギー shift を生ずる。この原子の熱振動によるエネルギー shift, ΔE_0 は原子核の運動エネルギー

$$E_{kin} = Mv^2/2 = MC^2\beta^2/2 \quad (M: \text{放出核の質量}) \text{を用いて} \\ \Delta E_0/E_0 = -\beta^2/2 = -E_{kin}/MC^2 \quad \dots\dots\dots(6)$$

を得る。古典論においては $E_{kin} = 3kT/2$ であるから, ^{57}Fe では(6)式は

$$\Delta E_0/E_0 = -3kT/2MC^2 = -2.21 \times 10^{-15} T \quad \dots\dots\dots(7)$$

となる。したがって温度によるエネルギー shift ΔE_0 の温度係数は

$$\frac{\partial}{\partial T}(\Delta E_0) = -2.21 \times 10^{-15} E_0 \quad (eV/deg) \quad \dots\dots\dots(8)$$

になる。実際約 200°K 以上の温度では(8)式は実験値と非常によく一致する。¹⁰⁾ したがって室温付近を問題にする場合はエネルギー shift の温度係数として(8)式を用いれば十分である。

以上の事から線源と吸収体間に温度差 T がある場合に実験における吸収スペクトルに現れるエネルギー shift は(8)式から明かなように

$$\Delta E_0 = -2.21 \times 10^{-15} \times E_0 \times T \quad \dots\dots\dots(9)$$

となる。

2.3. 温度による吸収率変化

2.1 で述べたように吸収線の形は(2)式で表わされるが, この式の δ に線源を吸収体に関して相対速度 v で動かす事による Doppler shift

$$\Delta E_0 = E_0 v / C \quad \dots\dots\dots(10)$$

および2.2節で述べたように線源温度を基準温度 T_0 に保ち, これに対して吸収体温度を $T_0 + T$ で変化する場合の吸収線の thermal shift (9) 式を代入し, さらに最大吸収率 $A_0 = \sigma_0 fsfa$ とすると(2)式は相対速度と温度差の関数として

$$A(v, T) = \sigma_0 fsfa \frac{\Gamma_{exp}^2}{[E_0(v/c + aT)]^2 + \Gamma_{exp}^2} \quad \dots\dots\dots(11)$$

ここで, σ_0 : 最大共鳴吸収断面積, fs, fa : それぞれ γ 線放出時および吸収時の recoil-free の確率(fa は T の関数)で(3)式で与えられる, $a = 2.21 \times 10^{-15} \text{ deg}^{-1}$

Γ_{exp} : 実験により観測される吸収線の半値幅, したがって一定相対速度の下では吸収率変化から線源と吸収体との温度差 T を求めることができる。この吸収率変化の温度係数は(11)式から

$$\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_v = -6\sigma_0 fsfa \frac{Er}{k\theta D^3} \left\{ 2(T_0 + T) \int_0^{\theta D/(T_0+T)} \frac{X}{e^x - 1} dx - \frac{\theta D^2}{(e^{\theta D/(T_0+T)} - 1)(T_0 + T)} \right. \\ \left. \times \frac{\Gamma_{exp}^2}{\left[E_0\left(\frac{v}{c} + aT\right)\right]^2 + \Gamma_{exp}^2} - \frac{2\sigma_0 fsfa E_0^2 \Gamma_{exp}^2 a \left(\frac{v}{c} + aT\right)}{\left\{ \left[E_0\left(\frac{v}{c} + aT\right)\right]^2 + \Gamma_{exp}^2 \right\}^2} \right\} \quad \dots\dots\dots(12)$$

となる。さらにある温度差 T において最大温度係数

$(\partial A/\partial T)_{max}$ を与える v は $-\frac{\partial}{\partial v}(\partial A/\partial T) = 0$ なる条件から定められる。それ故(12)式を v で微分して整理すると

$$v^3 + P_1 v^2 + P_2 v + P_3 = 0 \quad \dots\dots\dots(13)$$

ただし, $P_1 = 3ca(T+1/F)$

$$P_2 = c^2(3a^2 T^2 + 6aT/F + \Gamma_{exp}^2/E_0^2)$$

$$P_3 = c^3 \left(a^3 T^3 + \frac{\Gamma_{exp}^2 a T}{E_0^2} + 3 \frac{a^3 T^2}{F} - \frac{a \Gamma_{exp}^2}{E_0^2 F} \right)$$

$$F = 6 \frac{Er}{k\theta D^3} \left\{ 2(T_0 + T) \int_0^{\theta D/(T_0+T)} \frac{X}{e^x - 1} dx - \frac{\theta D^2}{(e^{\theta D/(T_0+T)} - 1)(T_0 + T)} \right\}$$

で表わされるような v に関する3次方程式になる。吸収線の形は既知であるから, 求めた v の3根のうち最大温

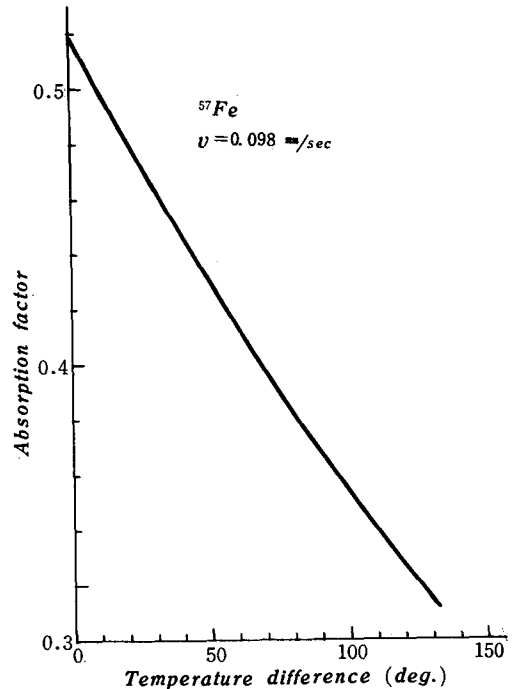


Fig.3 Variation of absorption factor with temperature difference

温度係数を与えるものを判定するのは容易である ^{57}Fe について $T_0 = 20^\circ\text{C}$ としたとき, $T = 10\text{deg}$ において $(\partial A/\partial T)_{max}$ を与える v の値は 0.098mm/sec となりこの値を用いて(11)(12)

式を計算した結果を Figs.3,4 に示す。

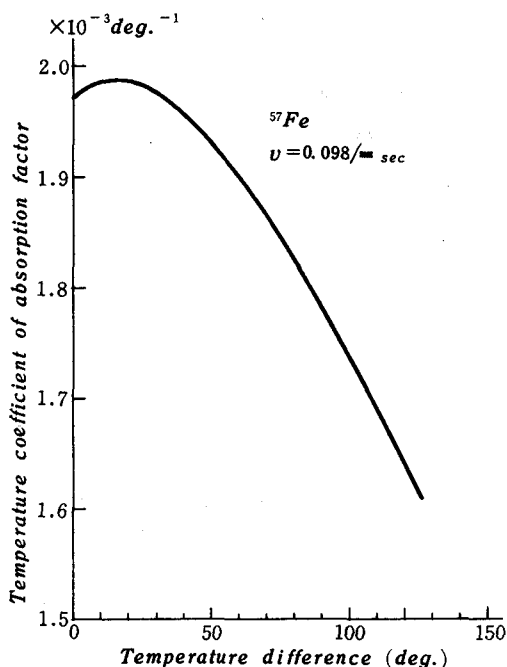


Fig. 4 Variation of temperature coefficient of absorption factor with temperature difference.

3. 装置と実験法

3.1. 線源および吸収体

最近、非常に多くの核種で Mössbauer 効果が観測されているが、本研究においては室温付近で実験を行うことや吸収線の測定が比較的容易にできるなどの理由から ^{57}Fe を用いた。 ^{57}Fe の親核は ^{57}Co で Fig. 5 に示すような崩壊をする。その第一励起準位の 14.4Kev の γ 線を利用する。また吸収体も種々の Fe 化合物が考えら

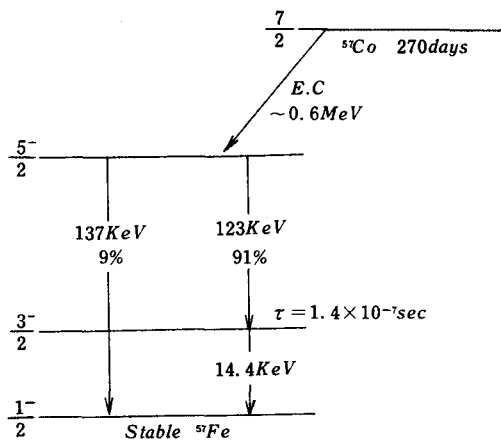


Fig. 5 The decay of ^{57}Co to ^{57}Fe

れるが、最も簡単な単一の吸収線が得られるステンレス鋼の箱(0.002"厚)を用いた。比較用として全く共鳴吸収を示さないパラジウム箱(0.002"厚)も併用した。なおここで用いた ^{57}Co 線源は 0.001" 厚のパラジウム箱に拡散したものであるため γ 線放出核と吸収核の周囲の化学的状態の差異による isomer shift のために吸収線は線源速度零の位置より約-0.28mm/sec だけ shift する。

3.2. 線源駆動部および検出器

Mössbauer 効果を測定するためには前述のように γ 線のエネルギーをわずかにずらしてやる必要がある。このために線源を吸収体に関して速度 v で駆動してやり、(10)式で示される Doppler shift でその γ 線のエネルギーを変化させる。この部分の Block diagram は Fig. 6 に示す。Vibrator としては市販のフィードバックコイル付のスピーカを使用

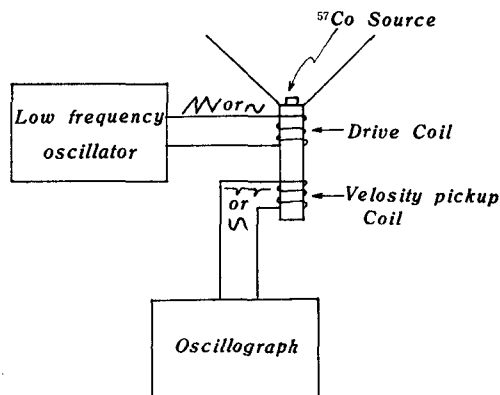


Fig. 6 Schematic diagram of source driver

し、これを低周波の鋸歯状波または正弦波で駆動してその速度はフィードバックコイルの出力電圧により測定した。

まず最初に、線源速度の較正を行わねばならないが、これは発振器により既知周波数の電圧を Vibrator に加え、その時の振幅を遊動顕微鏡を用いて 1/100mm まで測定し、その全振幅 (Peak to peak) を l として

$$v = 2lf$$

より v を求めた。これと同時に電磁 オシログラフでフィードバックコイルからの速度に比例した電圧を測定し、電磁オシログラフの目盛と速度との較正曲線を求めた。

次に γ 線検出器としては Mössbauer 効果測定用の NaI(Tl) シンチレータを用いた。これはその大きさが 25 mmφ×0.3mm のもので普通のものに比較して非常に薄くして、123KeV γ 線に対する 14.4KeV の低エネルギー γ 線の相対検出効率を高くしてある。

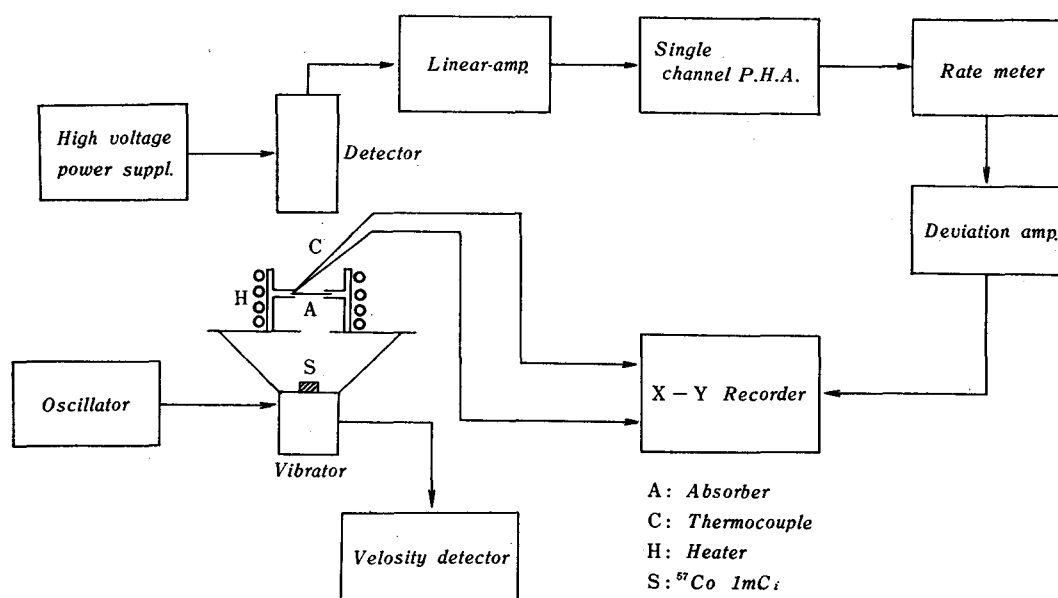


Fig.7 Block-diagram of measuring system

3.3.測定装置

Mössbauer 効果測定装置としては大別すると、二つの方法がある。その一つは Constant velocity 法で、他の一つは velocity sweep 法である。

前者は線源を鋸歯状波などで駆動して一定速度を得、この速度で一定時間、計数して次に速度を変えて計数し、順次同様の事を繰り返して吸収スペクトルを測定する方法である。後者は線源速度を時間的に変化させ（正弦波などで駆動）その速度に対する計数をマルチチャンネル波高分析器を用いて測定し、吸収スペクトルを得る方法である。本研究においてはこの両者を併用したが主に constant velocity 法を用いて実験を行なったので、ここではこの方法についてのみ述べる。

この方法は吸収スペクトルの観察には非常に時間がかかり、その間の増幅器のゲイン変化などが直接測定誤差に影響してくるが吸収線の任意の部分詳しく調べることが出来るため精度はよい。またこの実験の場合のように吸収率変化を連続的に測定するには非常に便利で簡単である。その測定系を Fig.7 に示す。

温度による吸収率変化の測定では線源速度 v を2.3節で述べた方法によって求まる値に一定に保ち、吸収体の温度を連続的に変化し、その時の温度差—吸収率曲線を X-Yレコーダで記録した。吸収体の温度を変化するのはヒーターに通ずる電流を変化して行ない、温度検出は銅

—コンスタンタン熱電対を用いた。

4. 測定結果と考察

4.1.吸収スペクトル

まず0.002"のステンレス鋼の箔の吸収体を用いて ^{57}Fe の Mössbauer スペクトルを測定した。その結果を Fig.8 に示す。実験で得られた最大吸収率は19%、半値幅は 0.45mm/sec である。実験での吸収率の低下と線幅の拡がりの原因は線源の有限厚さのために線源内の ^{57}Fe 核によって共鳴エネルギー付近の γ 線が強く自己吸収されること、実験装置における線源速度の不均一、14.4KeV 以外のバックグラウンドなどが考えられる。これは線源駆動部の改良、検出器としてさらにエネルギー分解能のよいものを使用するなどにより改善されるであろう。

また、一般に吸収体がある程度厚くなると吸収線の形は Lorentz 分布からむしろ Gauss 分布に近づくので、この実験で得られた吸収スペクトル (Fig.8) を相対速度に対する吸収率に書き換えたものと(11)式の計算結果と比較した。それを Fig.9 に示す。ただしここの図で(11)式の計算は最大吸収率と半値幅を実験値に合せてある。これから明らかなように実験で得られる吸収線の形

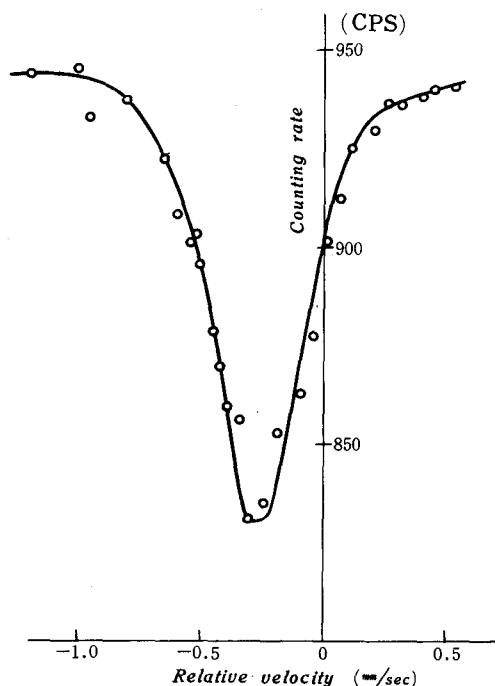


Fig.8 Fluorescent absorption in ^{57}Fe as a function of the relative velocity between source and absorber.

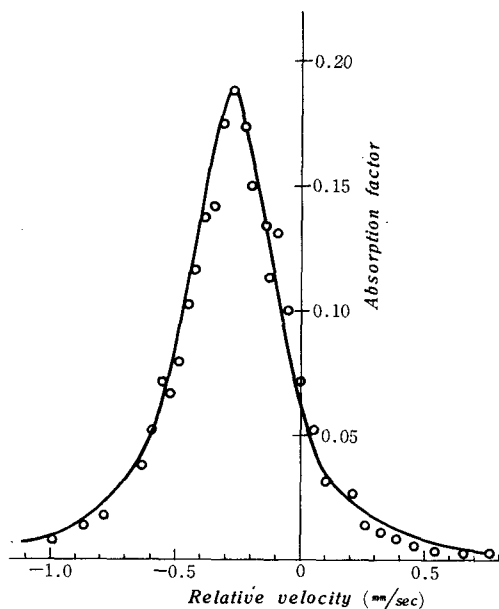


Fig.9 Comparison observed value with calculated value of fluorescent absorption line in ^{57}Fe . The solid curve is a calculated value, the points are observed values.

は(11)式の Lorentz 分布と非常によく一致しており、したがって理論的考察においては吸収線の形は Lorentz 分

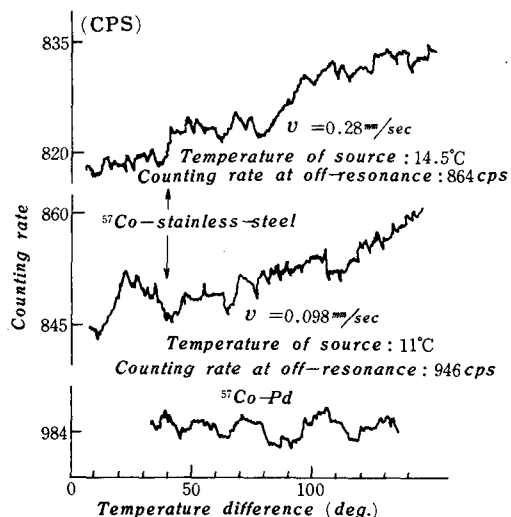


Fig.10 Variation of counting rate with temperature difference

布として取扱ってもよいことがわかる。

4.2. 一定相対速度における温度による吸収率変化

線源—吸収体間の相対速度を一定に保ち、吸収体の温度を変化したときの吸収率変化を連続的に測定した結果を Fig.10 に示す。図において吸収体としてステンレス鋼を用いた場合には温度降下と共に計数率の低下（吸収

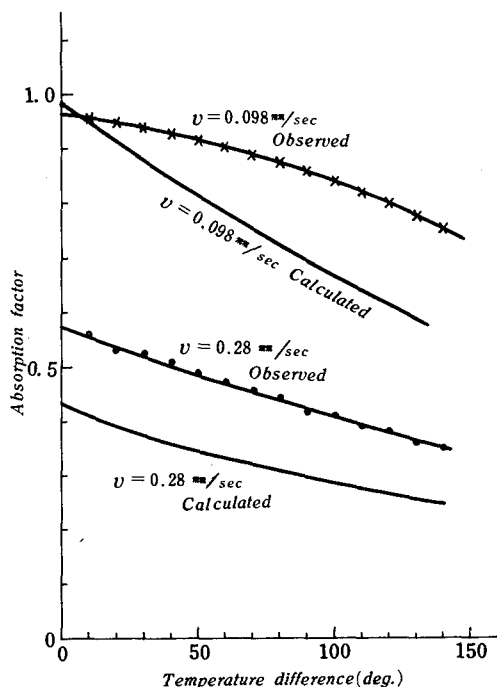


Fig.11 Variation of absorption factor with temperature difference.

率の上昇)が認められる。中央の曲線は2・3節で述べたように $T=10\text{deg}$ で最大温度係数をもつように $v=0.098\text{mm/sec}$ とした場合であり、最上段の曲線は装置の簡単化のために線源速度を零として isomer shift $+0.28\text{mm/sec}$ を利用して測定した場合である。最下段の結果は比較のため、パラジウムを吸収体とした場合で、このときは共鳴吸収は全く起らず吸収率の温度依存性も認められないから測定装置の時間的特性変化および加熱装置からの影響の有無を確認するために行なったものである。

Fig.11 は実測した半値幅と最大吸収率とを(11)式に入れて計算した吸収率と Fig.10 からの値との比較である。この結果では吸収率は実測値の方が計算値より小さくなっているが、これは Fig.11 から吸収率を計算する場合 14.4KeV の γ 線以外のバックグラウンドを差引かねばならないが、その方法として ^{57}Co のエネルギースペクトルを測定し、このスペクトルの上で 14.4KeV の γ 線に対するバックグラウンドの割合を求めそれに相当する計数率を測定結果から差引いた。ところがスペクトル上でこの割合を求める場合には相当、任意性があり厳密なバックグラウンドを計算できない。したがってバックグラウンドの差引き方に問題があるのではないかと考えられる。

また、吸収率変化の傾向は線源速度を零として isomer shift 0.28mm/sec を利用した場合はよく一致しているが $v=0.98\text{mm/sec}$ とした場合は計算値と実測値の傾向が異なっている。これは線源を一定速で駆動した場合、その線源速度が不均一であったことによるものと考えられる。事実、1c/s の鋸歯状波で線源を駆動した場合に一定速度を保つ時間割合は約70%であった。したがって適当な速度で線源を駆動する場合にはその速度制御を厳密に行う必要がある。

4・3.測定誤差

放射線の測定においては必ず統計的変動による誤差が伴う。

一定相対速度での温度による吸収率変化の実測結果は Fig.10 に示されるが、この場合のバックグラウンドも含めた計数率 n に対する標準偏差 σ は

$$\sigma = \pm \sqrt{n/2\tau}$$

で与えられる。ただし τ は計数率計回路の時定数である。計数率誤差としてこの標準偏差の2倍をとると

$$\Delta n = \pm \sqrt{2n/\tau} \dots\dots\dots(14)$$

となる。(14)式で計算される計数率誤差を温度の測定誤差の換算すると Fig.10 の結果では測定誤差は約30deg. となり、現段階では温度測定としての実用化については

測定精度の点で問題があるが、計数率計回路の時定数を大きくする、バックグラウンドを小さくする方法などによりある程度改善されるであろう。特にバックグラウンドとして最も影響しているのは 123KeV γ 線によるものと考えられるから、検出器としてさらにエネルギー分解能のよいものを用いればバックグラウンドを大きく減少できるであろう。また線源量を増加しても上記の目的は達せられる。その他、測定範囲も適当な他の核種の使用や shift に応じて線源速度を追従させることによりさらに広げることができるであろう。

5. 結 言

以上、Mössbauer 効果の温度測定への実用化の可能性について検討を試みたが、現段階においては測定精度、装置が高価になるなどの困難な問題はあるが、これらも将来改善される見通しはあり、室温付近での無接触測定、透過性などの性質を利用して特殊な温度測定の場合には有利な測定法となるかもしれない。また核種を適当に選択することにより極低温の測定¹¹⁾も比較的簡単に行えるであろう。

謝辞。終りに、本研究について終始、有益な御指導、御助言を頂いている神戸大学工学部柴田圭三教授、若林信生助教授に対し厚く感謝する。

文 献

- 1). R.L. Mössbauer; Z. Physik. **151**, 124, (1958)
- 2). R.V. Pound, G.A. Rebka Jr; Phys. Rev. Letters **3**, 554, (1959)
- 3). 柴田, 若林, 上田; 第14回 応用物理学関係連合講演会予稿p.62(1967.4)
- 4). 柴田, 若林, 上田; 第8回日本アイソトープ会議論文抄録, p.81(1967.11)
- 5). W.H. Heitler; "The Quantum Theory of Radiation" Clarendon Press, Oxford, (1954)
- 6). H. Lustig; American J. Phys. **29**, 1, (1961)
- 7). R.L. Mössbauer, W.H. Wiedemann; Z.Physik, **159**, 33, (1960)
- 8). A.H. Muir; Atomic International Report, AI-6699, (1962)
- 9). E.L. Hill; Optics and Relativity Theory, "Handbook of Physics", McGraw-Hill, N.Y. (1958)
- 10). R.V. Pound, G.A. Rebka Jr.; Phys. Rev. Letters, **4**, 274, (1960)
- 11). R.D. Taylor; Temperature, its measurement and control in science and industry, edited by C.M. Herzfeld, Reinhold Publishing Corp. N.Y., (1962)

広帯域等長伝送線誘導M型LPフィルタにおける 縦続素子の寄与効果

高 岡 光 男

A Contributive Effect of Tandem Unit Elements
on the Wide-Band M-Derived Low Pass Filter
composed of Commensurable Transmission-Line

Mitsuo TAKAOKA

抄 録

本論文は、Zobel によって提案された集中定数複合フィルタを原形とした TEM 等長伝送線フィルタにおける縦続素子の特性への寄与効果を広帯域誘導 M 型 LP フィルタについて検討したストリップ伝送線による試作実験の報告である。

測定結果は理論値とよく一致し、縦続素子を特性に寄与させた時と寄与させない時とでは、減衰域で 10dB 以上の差があり縦続素子は十分特性上有効であることが確認された。したがって、一般の複合 LP, HP, BP の場合も同様であると推測される。

1. 序 言

集中定数回路網構成論は現在ほとんど完成の域に達しているため、回路網構成論の対象をもっと広い範囲に拡張することが色々試みられるようになった、等長素子による分布定数回路網の構成理論もそのうちの一つで、現在では広く用いられるようになった。

Zobel⁽¹⁾⁽²⁾の集中定数複合フィルタは設計公式の簡潔さと実用的構造の2点で簡単な規格の場合に広く用いられている。一方迷結合と構造の複雑さが重視される伝送線フィルタではこのような縦続形が特に都合がよい。熊谷、黒田⁽³⁾は始めて複合フィルタの設計方法を等長伝送線回路に応用し、石井⁽⁴⁾は広帯域等長伝送線複合フィルタの設計公式をまとめている。この方法は広帯域のものの設計に適しているが、現在の所、

(1) ストリップ伝送線を用いることによって理論的

性がどの程度実現されるか。

(2) 縦続素子がいかに特性に寄与しているかという実験的検討が必要であると思われる。

本論文は、広帯域等長伝送線複合フィルタのうち、影像基準区間を連結区間と交互に影像縦続し、縦続素子を特性に寄与させた広帯域等長伝送線誘導 M 型 LP フィルタと、連結区間を用いない方法、すなわち黒田⁽⁵⁾の等価変換で構成したもののストリップ伝送線による試作実験を行った結果を述べて両者の比較検討を行ったものである。

2. 設 計 理 論

広帯域等長伝送線誘導 M 型 LP フィルタの縦続素子の特性への寄与効果について考える。

A. 縦続素子を特性に寄与させた時

試作したフィルタは連結区間と直列端誘導 M 区間を交互に影像縦続(連結区間一誘導 M 全区間一連結区間)させたもので図 1(a)に示される。ここで黒田の等価変換式を用いて表わしたのが図 1(b),(c)に示される。

図 1に示されている各素子 $L, C, C_2, Z_{01}, Z_{02}$ の値は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{(1-m^2)K}{2mQ_c}, \quad C = \frac{2m}{kQ_c} \\ C_2 &= \frac{1+m\sqrt{1+Q_c^2}}{KQ_c(\sqrt{1+Q_c^2}+m)}, \quad Z_{01}=Z_{02}=\frac{(\sqrt{1+Q_c^2}+m)K}{Q_c} \end{aligned} \right\} (1)$$

次に特性インピーダンスを求めるために図 1(c)の回路を樹枝状回路(図 2)に変換する、棒状回路変換式か

ら、各特性インピーダンスの値は、

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= \frac{1}{C_1} = \frac{KQ_c(\sqrt{1+Q_c^2}+m)}{1+m\sqrt{1+Q_c^2}} \\ Z_2 &= \frac{Q_c^2}{1-m^2} \cdot Z_3 \\ Z_3 &= \frac{1-m^2+Q_c^2}{2mQ_c} \cdot K \\ Z_{01}=Z_{02} &= (m+\sqrt{1+Q_c^2}) \cdot \frac{K}{Q_c} \end{aligned} \right\} (2)$$

で与えられる。式(2)で与えられた各特性インピーダンスによるストリップ線の幅 a の値は Cohn の公式⁽⁷⁾より決定される。このフィルタの動作減衰量 α_{r1} は、

$$\alpha_{r1} = 10 \log_{10}(S_B(j\Omega) S_B(-j\Omega)) \quad [dB] \quad (3)$$

$$S_B(j\Omega) S_B(-j\Omega) = \frac{1}{(1+Q_c^2)^2} \left\{ \frac{1-Q_c^2\{4+m(m+4\sqrt{2})\}+Q_c^4\{2(1+2\sqrt{2}m+m^2)\}+(1+m^2)}{1-Q_c^2(1-m^2)} \right\}^2 \\ + \left\{ \frac{2Q_c(m^2+2\sqrt{2}m+2)-Q_c^3[m\{2\sqrt{2}(5+m^2)+11m\}+6]+Q_c^5[m^2+2\sqrt{2}(4+m^2)+2(1+2m^2)]]}{(\sqrt{2}+m)\{1-Q_c(1-m^2)\}} \right\}^2$$

但し、 $Q_c=1$

で与えられる。

B. 縦続素子を特性に寄与させない時

この場合のフィルタの等価回路は図3に示されている。縦続素子 K は、連結用のみで特性に寄与しない。

その時の動作減衰量 α_{r2} は、

$$\alpha_{r2} = 10 \log_{10} \left\{ \frac{\{1-Q_c^2(1+m^2)\}^2+m^2Q_c-Q_c^3}{\{1-(1-m^2)Q_c^2\}^2} \right\} \quad Q_c=1 \quad (dB) \quad (4)$$

で与えられる。

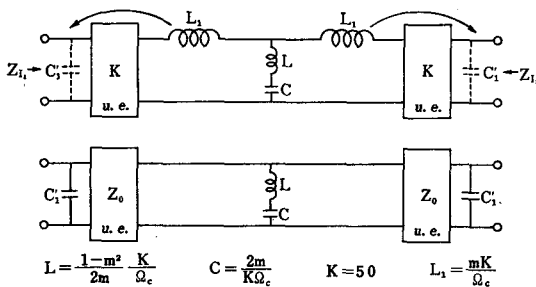


図3 縦続素子を特性に寄与させない時のフィルタの等価回路

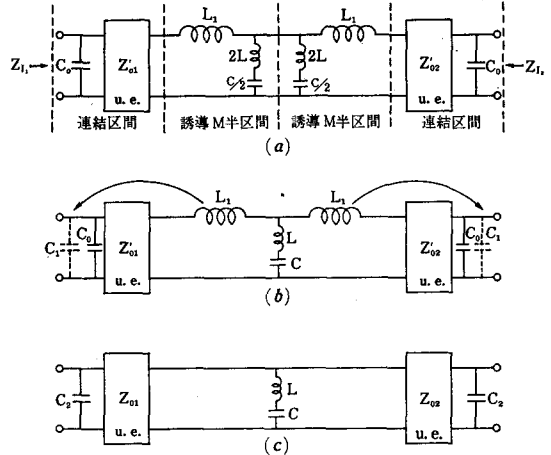


図1 縦続素子を特性に寄与させた時のフィルタの等価回路

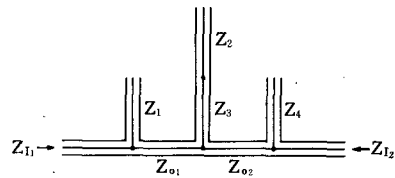


図2 樹枝状回路

3. 設計

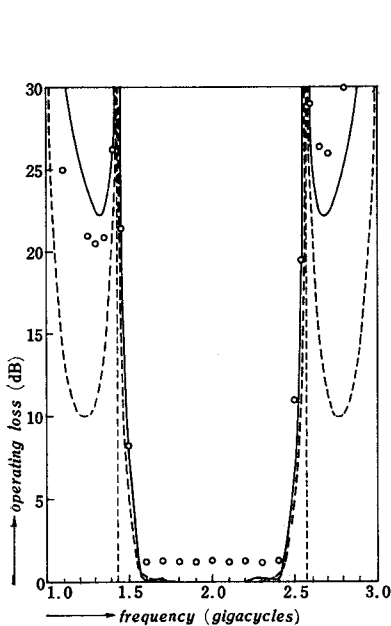
試作したフィルタの設計仕様は次のようである。

- (1) 基準周波数 $f_0 = 1 \text{ GC}$ (基準長 $\ell = \frac{\lambda}{4} = 75.0 \text{ mm}$)
 しゅ断周波数 $f_c = 0.5 \text{ GC}$, $Q_c = \tan \pi f_c / 2f_0 = 1$
 減衰極周波数 $f_\infty = 0.57 \text{ GC}$
- (2) 公称インピーダンス $K = 50 \Omega$
 $m = 6$

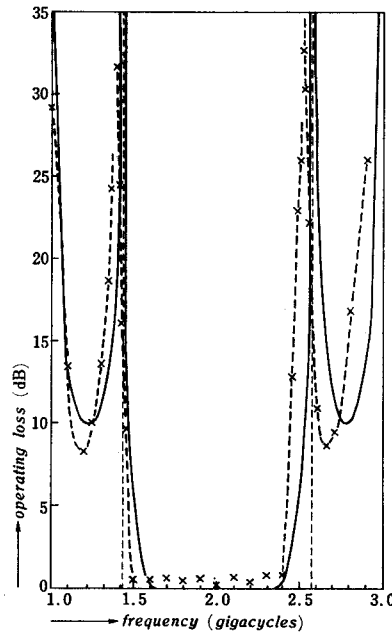
特に連結区間を用いる場合には

- (3) 縦続素子の次数 $n = 4$
 したがって、誘導 M 型半区間 2 個、連結区間 2 個を交互に影響縦続させる
- 連結区間を用いない場合、
- (4) 誘導 M 型 T 区間の前後に縮退した縦続素子を挿入して黒田の等価変換を用いる。

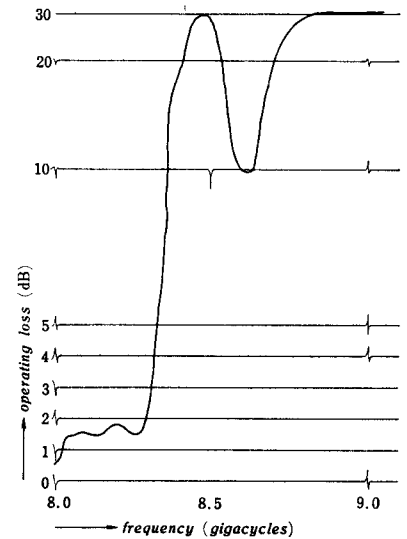
以上の仕様のもとで設計した誘導 M 型 LP フィルタ (図1.2.3) の各素子値は式(1),(2),(3)から計算され表1のように得られる。



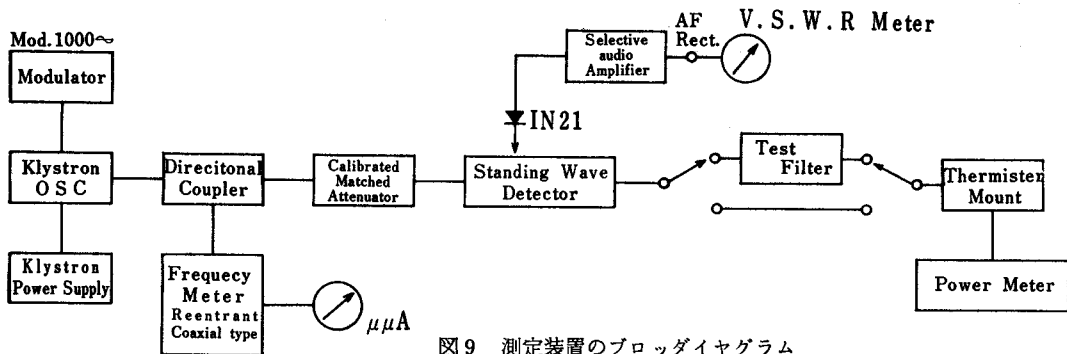
6 図 A 縦統素子を特性に寄与させた時の戸波特性 (実線は理論値 ○印は測定値 破線は縦統素子を特性に寄与させない時の理論値を示す。)



7 図 B 縦統素子を特性に寄与させない時の戸波特性 (実線は理論値 ×印は測定値を示す)



8 図 第9高調波における戸波特性 (縦統素子を特性に寄与させた時)



9 図 測定装置のプロックダイアグラム

で、×印はその時の測定値である。

次に、第9番目の高調波である8～9 GC 帯で自動測定装置によって測定した結果を図8に示す。

5. 検討および結言

縦統素子を特性に寄与させた時とさせない時の各々について実験を行ったが、図6、7のように測定結果は理論値とよく一致している、これはビスなどによる調整を一切行わずして得られたものの一例である。調整の段階においては、特に図4(B)の場合、並路素子の長さを適宜短縮する必要があった。

通過域における損失 0～1.3dB は同軸線路とストリッ

プ線路の変換部分によって生じたものと見られる。縦統素子の特性に寄与するか否かは特性上大きな変化を生じ、縦統素子を特性に寄与させない場合、減衰域内の減衰量は約 10dB 減少するが、縦統素子を特性に寄与させた場合には減衰量 20dB 以上ある。

なおこれよりも高い周波数帯において、図8のような結果が得られたのは、この周波数帯ではストリップ線の折れ曲った部分の電磁界の乱れによるものと思われる。以上のようにストリップ伝送線による誘導M型 LP フィルタを試作したが、縦統素子の特性の寄与効果は十分確認されたと同時に、広帯域等長伝送線複合フィルタの設計公式が十分信頼できることが確認された。

謝辞 終りに、日頃ご指導頂いている近畿大学理工学部電子工学科

長石井順也教授ならびにご協力頂いた同研究室の藤本英昭氏、本校の野口泰正氏に感謝します。

文 献

- (1) J.O. Zobel; Theory and design of uniform and Composite electric wave filters BSTJ, 2,1 (1932—01)
- (2) J.O. Zobel; Extensions to the theory and design of electric wave filter, BSTJ, (1931)
- (3) 熊谷三郎・黒田一之; 分布定数濾波器信学誌 33 p—71(昭25—02)
- (4) 石井順也; 広帯域等伝送線複合フィルタの設計公式回路網理論研究会資料1963
- (5) 黒田一之; 分布定数濾波器を集中定数濾波器より導く方法について, 電気3学会関西支部連大, 9.10 (昭27—10)
- (6) 池野信一; 分布定数回路の設計理論研究実用化報告 Vol.4 (1955—07)
- (7) S.B. Cohn; Characteristic Impedance of the Shielded-Strip Transmission Line Trans. I.R.E Vol MTT-2 pp52—57; July 1954

α -フリルジオキシムによるパラジウム(II)の定量分析*

石 川 光 二

Quantitative Determination of Palladium(II) by α -Furildioxime

Koji ISHIKAWA

Palladium(II) can be determined gravimetrically in acid solution containing a small amount of alcohol by pure α -furildioxime prepared according to the procedure described in the previous paper.

The potentiometric titration of palladium(II) with α -furildioxime solution was carried out in the dilute solution coexisting with *o*-dichlorobenzene. The titration curve showing the variation of the pH with the amount of titrant added was depicted and the straight line with the sharp inflection point of Pd/titrant molar ratio being unity was obtained.

Also the conductometric titration of palladium(II) by α -furildioxime titrant was carried out successfully, revealing the agreement with the above equivalent point.

既報の方法によって合成した純 α -フリルジオキシムは、ジメチルグリオキシム法とはほぼ同じ方法によってアルコールを含まない酸性水溶液中から Pd^{2+} を完全に沈殿させ、 Pd^{2+} の重量分析に使用できることを明らかにした。

つぎにあらかじめ検討した条件のもとで、純 α -フリルジオキシム溶液をもって、*o*-ジクロロベンゼンを共存させた溶液中の Pd^{2+} を pH 滴定し、 Pd^{2+} と α -フリルジオキシムとの等モル比の点に屈曲点の生じることを見いだした。また電導度滴定法を行なって、前者の等量点と同じく等モル比のところに滴定終点を得た。

1 緒 言

α -フリルジオキシムはジメチルグリオキシムと同じように一定組成のニッケルおよびパラジウム錯塩を生成することはよく知られているところである。 α -フリルジオキシムは、ジメチルグリオキシムにくらべて比較的水に溶けやすく、分子量が大きいという点でこれら金属の容量分析ならびに重量分析に用いて有利と考えられる。しかるに従来報告された α -フリルジオキシムによる Pd^{2+} の定量分析例は比色法¹⁾にかぎられている。このことは、従来合成されたフリルジオキシムが α 型と γ 型の異性体の混晶であり、 α 型は 2 分子配位したパラジウム錯塩を形成するが、 γ 型はこれと異なり、1 分子配位したパラジウム錯塩を生成するために、生成する沈殿のパラジウム含有量が一定しないことが一因と考えられる。

著者は既報²⁾に述べた新しい合成法によって得た純 α -フリルジオキシムを用いて、各種 pH の水溶液中におけるパラジウム錯塩の沈殿生成能について検討し、重量分析の資料を求めた。つぎに希薄水溶液中における Pd^{2+} との反応を検討し、 α -フリルジオキシム 2 分子が配位する錯塩の中間段階として 1 分子配位の状態を推定し、こ

れを利用した直接滴定法の可能なることを明らかにした。

2 重量分析の基礎実験

2.1 各種 pH 溶液におけるパラジウム錯塩の沈殿性

ジメチルグリオキシムパラジウム錯塩は、強酸性溶液から沈殿すること、またこの沈殿は強アルカリに可溶であることが知られている。著者は種々の pH 水溶液中において Pd^{2+} に対し、モル比で約 2 倍量の α -フリルジオキシムを反応させ、生成する沈殿の重量を測定した。

市販特級塩化パラジウムを 1ml の濃塩酸に加熱溶解し、水で 100ml にうすめ、0.02mol/l Pd^{2+} 溶液 (ジメチルグリオキシム法で Pd^{2+} 濃度を決定) を調製した。その 5ml (Pd^{2+} 9.8mg を含み、 $\text{Pd}(\text{FH})_2$ 生成の計算値は 50.2mg である) を緩衝溶液 20ml 中にとり、これに α -フリルジオキシムの 0.04mol/l エタノール-水(1:1)溶液 5ml を加え、水で全容 50ml とし、湯浴上で加熱し 1 昼夜放置後吸引ろ過し、水およびうすいエタノール水溶液で洗浄、乾燥して秤量した。

緩衝溶液としてはクエン酸、リン酸水素二ナトリウム溶液およびアンモニア、塩化アンモニウム溶液を使用した。実験結果は図 1 のようである。図 1 の曲線 I に見る

ように、 pH 2～3では $Pd(FH)_2$ として完全に沈殿する。この場合得られた沈殿を酸分解して α -ニトロソ- β -ナフトール法でパラジウムを定量した結果はつぎのようである。

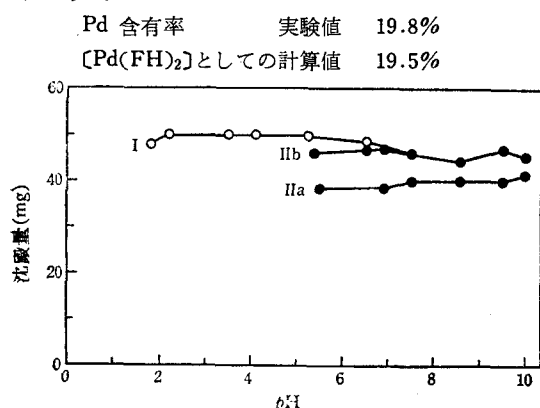


図1 各種 pH 溶液における α -フリルジオキシムパラジウム錯塩の沈殿量

しかるに、アンモニウム塩を含む中性あるいは微アルカリ性領域では、沈殿形成は不完全であり沈殿のパラジウム含有率も計算値よりいくぶん低い値を示す。

この反応溶液をそのまま1箇月放置したのち、沈殿量を測定した実験(曲線IIb)においてもなお沈殿量は計算値に達しない。曲線IIaは上記アンモニア緩衝溶液中の反応後24時間後の測定値を示す。

アンモニアの存在する溶液中では沈殿形成がきわめて遅いのはパラジウムのアンミン錯塩が相当安定であり、ジオキシムとの配位子の交換に時間を要するためと考えられる。また pH 2以下の強酸性においても沈殿生成は完全でないことが知れる。

さらに微アルカリ性において長時間後も計算量の沈殿量に達しないのはFeigl³⁾がジメチルグリオキシムについて述べているように、つぎのような錯塩のイオン化が一部行なわれることによるものと考えられる。



2.2 重量分析例

上記の基礎実験によれば、計算量の α -フリルジオキシムを用いても pH 2～5の溶液中では Pd^{2+} は完全に沈殿できる。しかしながら pH が2より小さい溶液中においても試薬を過剰に加えることによって沈殿速度と沈殿生成率を高め得ることを知った。

実際分析においては、強酸性溶液中での操作が共存する他の金属の分離に良好であると考えられるので以下ジメチルグリオキシムのパラジウム重量法⁴⁾にならい、つぎの例に示すような分析操作を検討した。

2.2.1 試 薬

α -フリルジオキシムの2%エタノール溶液：純 α -フリルジオキシム1.002gをエタノール-水(1:1)溶液で全容50mlとした。

塩化パラジウム溶液：市販特級品0.610gを濃塩酸2mlに溶かし、水で100mlにした(ジメチルグリオキシム法で定量し、 Pd^{2+} 36.29mg/10mlを得た)。

2.2.2 分析操作例

上記の塩化パラジウム溶液10mlをとり、これに2% α -フリルジオキシム11ml(計算値の約1.2倍)を加え、30分間煮沸し、1時間放置後ろ過し、沈殿を多量の熱水と微酸性のアルコールを少量含む温水で洗い、のち水洗し、105°Cで1時間乾燥し秤量した。表1にその分析結果を示した。

表1 α -フリルジオキシムによる Pd^{2+} の重量分析例

試料 No.	Pd^{2+} 採取量 ^{a)} (mg)	沈殿量 (mg)	測定 Pd^{2+} 量 ^{b)} (mg)
1	36.29	185.6	36.25
2	20.96	108.0	21.09
3 ^{c)}	36.29	158.1	30.87

注 a) ジメチルグリオキシム法による測定値

b) $Pd(FH)_2$ としてのPd含有率0.1953×沈殿量

c) 10%エタノール溶液中で定量した。

試料No.1および2によれば試薬中の Pd^{2+} は $Pd(FH)_2$ として完全に沈殿し、良好な結果が得られたが、10%エタノール中で沈殿させたNo.3では約85%しか沈殿せず、沈殿液は黄色を呈している。Banks⁵⁾は α -フリルジオキシムの Ni^{2+} および Pd^{2+} 錯塩の固体状態での金属間の距離は、ジメチルグリオキシムの同じ錯塩よりも相当大きく、ためにクロロホルム溶解度が大きいと述べている。No.3の沈殿条件では α -フリルジオキシム Pd^{2+} 錯塩は一部溶解して残存し、沈殿が不完全になるものと考えられる。

3 電導度滴定法

3.1 反応速度におよぼす pH の影響

直接滴定においては希薄溶液における反応速度がきわめて大きいことが必要であるが、 α -フリルジオキシムと Pd^{2+} との反応はあまりすみやかでない。適当な pH 条件を定めるためにつぎの実験を行なった。

数 $\mu g/ml$ 濃度のパラジウムの酸性溶液に、 α -フリルジオキシムを添加すると黄色溶液を与えるから¹⁾、各種の酸性溶液についてパラジウム(II)と α -フリルジオキシムとを反応させ15分後420m μ の吸光度を測定し、反応

の進行状況を観察した。その結果は図2に示すように、反応は pH 2~3においてもっともすみやかである。

3.2 o -ジクロロベンゼンの添加

キレート形成に際し、錯塩抽出用溶媒、たとえば o -ジクロロベンゼンを添加するときはキレート化を促進することが予想される。したがって著者は電導度滴定にさきだちつぎの実験を行なった。

0.001mol/l Pd^{2+} 溶液 20ml に少量のアルコール性水酸化カリウムと塩酸を加えて pH 4.49に調節し、これに o -ジクロロベンゼン 10ml を添加し、かきまぜながら

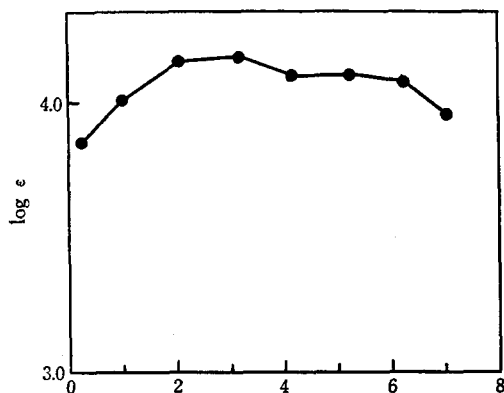
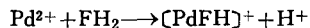


図2 α -フリルジオキシムと Pd^{2+} との反応速度におよぼす pH の影響

ら 0.02mol/l α -フリルジオキシム溶液を滴下して pH の変化を測定した。 pH の調節および測定には日立-堀場ガラス電極 pH メータ M-3型および島津電位差滴定装置 PT-1 型を用いた。

その結果は図3のように、予想に反しパラジウムに対する α -フリルジオキシムのモル比 1:1 の点に屈曲点があった。屈曲点における pH は3.47であり、この間に遊離された H^+ は Pd^{2+} とほぼ当量である。したがって希薄溶液においては α -フリルジオキシム2分子が配位する中間段階として1分子の配位した錯基がかなり安定な状態で生成することが推定される。



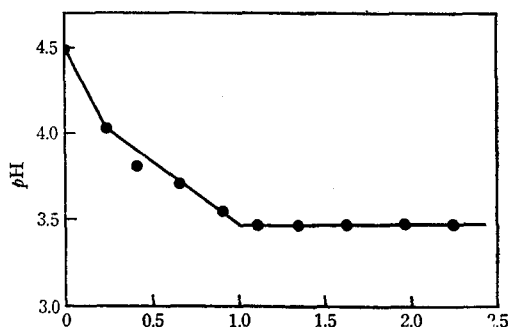
電導度滴定においても、これを利用することが可能と考えられる。

3.3 Pd^{2+} の電導度滴定

3.3.1 試薬

α -フリルジオキシムの0.02mol/l溶液：純 α -フリルジオキシム1.19gをエタノール-水(1:1)溶液で全容250mlとし、EDTA法で定量した0.01mol/l硫酸ニッケルの計算量を加え含有量を求めた。

0.02mol/l Pd^{2+} 溶液：市販特級塩化パラジウム0.8865gを濃塩酸2mlに溶かし、水で250mlとし、ジメチルグリオキシム法により Pd^{2+} 濃度を決定した(溶液10mlに



α -フリルジオキシムの0.02mol/l溶液(ml)

図3 o -ジクロロベンゼン共存下の α -フリルジオキシムによる Pd^{2+} の pH 滴定

20.96mgの Pd^{2+} を含む)。これをうすめて0.001mol/l水溶液にしたものを用いた。

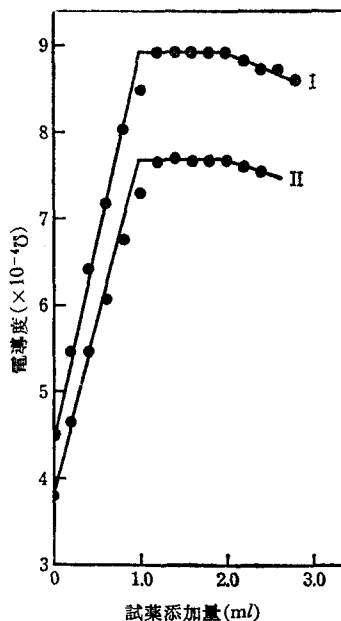
o -ジクロロベンゼン：市販品を十分水洗したものをもそのまを用いた。

3.3.2 器具

島津電導度滴定装置 CT-2 型を用いた。

3.3.3 定量操作

0.001mol/l Pd^{2+} 溶液 20ml を 100ml ビーカーにと



I: α -フリルジオキシム, II: ジメチルグリオキシム

図4 o -ジクロロベンゼン共存下のジオキシムによる Pd^{2+} の電導度滴定

り、これに α -ジクロロベンゼン 10ml, 水 20ml を加え、少量の 2N 水酸化カリウム水溶液と 2N 塩酸とで pH を約 3 とし、かきまぜながら 0.02mol/l α -フリルジオキシム溶液を滴下し、滴下後ただちに電導度を測定した。得られた結果を図 4, 表 2 に示す。

表 2 パラジウム(II)標準溶液の電導度滴定結果

試料 No.	Pd ²⁺ 採取量 ^{a)} (mg)	ジオキシムの滴定値 ^{b)} (ml)	定量値 (mg)	滴定当初の pH	測定温度(°C)
1	2.11	1.01	2.13	4.4	15
2	2.11	1.01	2.13	4.6	14
3	2.11	1.02	2.15	3.3	29
4	2.11	1.01	2.13	3.2	28
5	2.11	1.03	2.17	3.4	30

注 No. 1~3 は α -フリルジオキシム, No. 4~5 はジメチルグリオキシムによる滴定。

a) ジメチルグリオキシム法による測定値

b) 図上で屈曲点を求め、この値に標定の F (約 0.99) を掛けた値

図 4, 表 2 に示すようにパラジウムに対する α -フリルジオキシムのモル比 1:1 のところに屈曲点を生じる。したがって 1:1 の屈曲点を終点と見なせば α -フリルジオキシムによるパラジウムの電導度滴定が可能である。

ジメチルグリオキシムについても同様な結果が得られた。

この結果から希薄溶液中においては α -フリルジオキシムの 1 分子が Pd²⁺ 1 原子に配位した錯基がかなり安定な状態で生成することを知った。この当量点を利用することにより、Pd²⁺ の希薄溶液を直接滴定することができる。

本実験に際して、終始ご指導いただいた大阪大学工学部新良宏一郎教授に感謝の意を表します。

文 献

- 1) O. Menis, T.C. Rains, *Anal. Chem.* **27**, 1932 (1955).
- 2) 石川, 日化 **81**, 460(1960).
- 3) F. Feigl, "Chemistry of Specific, Selective and Sensitive Reactions" Academic Press, Inc., New York (1949) p.276.
- 4) F.J. Welcher, "Organic Analytical Reagents" D. Van Nostrand Co., New York (1947) Vol. III, p.205.
- 5) C.V. Banks, D.W. Barrmm, *J. Am. Chem. Soc.* **80**, 3579 (1958).

* この論文は日本化学会日本化学雑誌, 第86巻, 第11号, 1166~1169頁から転載した。

最高善について

三 鼓 慶 蔵

On Summum Bonum

Keizo MITSUZUMI

はじめに

この小論の目的は、人間にとってもっとも意味深い関心事の一つであって、古来思想家たちが最高善 (Summum Bonum) と呼びならわしてきた、善と幸福の一致という問題について、筆者の確信することを簡明に述べることである。もっと詳しくわれわれの実践的生活に即していえば、「ひとはいかにしてこの世の生活において、できるかぎり善良であって同時に幸福でありうるか」という問題である。現実の世界において、多くのひとびとは、この両者は両立しがたいものであり、悪人が栄え、善人のこの世の運命は悲惨と不幸とであると信じているように思われる。「一番よいのはこの世に生れてこないことであり、その次によいことは、早く死んでしまうことだ」という悲痛な古代ギリシヤ人の告白や、旧約聖書マラキ書に「悪を行う者は栄えるばかりでなく、神を試みても罰せられない」とあるような叫びは、一般的にいえば人間の世界に行われる不合理や、不正、暴虐などに対する憤激や悲嘆の表現といえようが、その根柢にある深刻な懷疑や不満は「なぜ善人や義人が不幸になり、悪人がかえって繁栄を受けるのか」ということではないか。世界の文学は古今を問わず、このような現実の悲惨とそれに対する嘆きといきどりの貯蔵庫であり、歴史もまた然りといえる。それにもかかわらず、善こそ究極的にはひとを幸福に導く唯一の大道であり、徳こそ、たんに人を「幸福に値するもの」たらしめるばかりでなく、現実にも人を幸福にするものである。然しながら、それは宗教的信仰の土台の上に人がしっかりと立ってはじめて可能になるものである。

I. 義人のなやみ

プラトンの語るところによれば、有罪の判決を受けたソクラテスは、彼を裁いた法廷における長い弁明を終るにあたって、かれを有罪に定めた裁判官たちに対して、

次のような別かれのこたばをのべる。「さて、もう去って行くべき時だ。わたしは死刑になるために、諸君は生きるために。然しわれわれの中どちらが一層よいものにぶつかるか、それはだれにもわからない。あの神にはわかっておろうが。」⁽¹⁾プラトンの創作者としてのすぐれた描写による潤色はあるにせよ、これはまことに意味深い訣別の辞である。

おのが信ずる神の命に従って、徳と知恵の追求に一生をささげ、同じポリスの仲間たちにむかって、「偉大なアテナイの国民でありながら財産をできるだけ多くえたいとか、名聞や栄誉のことにあくせくし、英知や真理や魂のことはできるだけ良くなるようにあくせくもせず、心がけもしないで恥かしくはないか」⁽²⁾と語りかけ、若い者にも年長者にも「魂ができるだけ良くなる」ことに力を尽すよう説得するために、日ごと対話と討論に従事し、そのために三人の子どもをかかえた家庭を窮乏のなかにおいて顧みなかったソクラテスが、このような死に方をしなければならなかったことは、われわれに何を反省せしめるものであるか。

人間の歴史には、われわれの限られた知識を通してではあっても、このような義人の受けた不当な苦難とそれに対する秘められた抗議が少なくない。これはいいかえると、善または徳と幸福の合一に対する人間の普遍的な要求の否定的表現といえるであろう。いま二、三の具体的事例について考察しよう。「倫理宗教事典」(Encyclopedia of Religion and Ethics by J. Hastings)の第十巻中の「義」(Righteousness)の項をみると、古代バビロニア人のあいだでは、正義を司る太陽神は、あたかも太陽があますところ無く万物を照らし、一切万事を見とおすように、人事百般の公正な審判者とみなされ、国王たるにふさわしい性格ないし徳性はなによりもまず正義と考えられていたようである。さらに同書によると、古代インドのヴェーダ聖典において、正義にあたる語は本来宇宙の秩序を意味し、転じて道德律の意味に拡充し

た。そして正義の神ヴァルナ (Varuna) は行きめぐって人間の真実と正邪を監視すると信じられた。また有力な思想家ヤージュニヤヴァルキャは、人間の精神活動を業(Karman)を中心に論じ、各活動を倫理的に正邪善悪の区別をし、善には善報、悪には悪報があるとする。⁽³⁾ 一方、古代中国において、上帝もしくは天とよばれる超越的存在が万物の上であって支配し、公平無私の心をもって人間の行為を見て禍福を下すものと信じられた。⁽⁴⁾ その他の地域の諸民族のあいだにも、これとよく似た考えはひろく見いだされるようである。このような古代人に共通ともいうべき信念、すなわち人間界のもろもろの事象とその真相を洞察し、善悪正邪を誤りなく判定し、それぞれの行為に応じて正当な応報を加える道徳的秩序と、それを支持、確保する人格的存在に対する信念は、これを世界観ないし確固たる宗教的信仰というにはあまりにも粗雑であるが、然もそのきわめて幼稚ともいえる言語的表現の装いの下にあるものは、素朴な心情を抱く古代人の、この世界における善と正義の支配、善と幸福の一致を痛切に望む悲願ともいうべき強烈な願望ではないか。

正義の究極の勝利、善と幸福の一致に対する人間の普遍的な願望と、それに反して現実の世界において、たとえ一時的にもせよ、正義と善の受ける敗北と苦渋に対する人間の悲哀について、もう一步立ちいって考えよう。そうするために、われわれは西洋思想の二つの根源と認められている古代ギリシャの文化とユダヤ、キリスト教とについて、それぞれ一つずつの事例に注目しよう。ギリシャ人は数学と科学と哲学を創始し、はじめて歴史を書き、因襲と伝統の束縛を脱して、世界の性質と人生の目的について自由な思索をした最初の国民といわれる。(B.Russel: History of Western Philosophy) いずれの民族にも見られるように、かれらの思索もはじめは神話と、ディオニソスやオルフェウスの宗教などと判別しがたく混交していたが、やがて純粋に合理的な思惟が展開しはじめ、ついに驚嘆に値する知性の活動と、その開花、結実の時期がくる。このようなすぐれた精神的特質をそなえたギリシャ人は、個人の倫理的生活と社会の習俗、宗教、政治などとの関連についてどう考えたか。Kitto (H.D.F.) によると、ギリシャ悲劇は、たとえばソポクレスのエディプス王の生涯におけるように、人事を支配する必然的法則——かれらはそれを *ἀναγκη* とよんだ——に左右されるところに成立する。そしてこの法則はアイスキュロスにおいては道徳律となり、あたかも夜がかならず昼のあとに続いてくるように、分をこえたゆき過ぎ (*ὀβρις*) は罰を招かずにはすまないという。⁽⁵⁾ さらにソポクレスは「人間を常に神との関係にお

いて、いいかえれば人間を、人間をこえた、人間がそれに対してどうすることもできない何ものかとの関係において捉え……アイスキュロスの宗教思想の中心は神義論にある……神の支配するこの世界に何故悪と禍が存在するのか、殊に不正なる人が富み栄え、正しき人が不当に苦しむ不合理なる悪は何処からくるのか」を中心問題としているといわれる。⁽⁶⁾

一方、われわれの目をユダヤ、キリスト教の歴史に転ずると、そこに一貫して流れているものは、詩人ミルトンが「楽園喪失」(Paradise Lost) の巻頭に、いとも優美簡潔に、

of Mans First Disobedience, and the Fruit of
that Forbidden Tree, whose mortal taste Bro-
ught Death into the world, and all our woe,
With loss of Eden, till one greater Man Rest-
ore us, and regain the blissful seat,

と歌いだし、先人が詩にも散文にもいまだ企て及ばなかった試みをするのも、

そはこの大いなる詩題の高さに
永遠の摂理をわたしは証して
神の途を人々に義と⁽⁷⁾

するためであったと歌っているとおり、神の義がいかにして、人の罪をさばき、赦し、あがなうかということである。したがって、この宗教の歴史全体を通じて、われわれの課題の研究に光を投げかける無数ともいうべき事例が見いだされるが、ここには旧約聖書から義人ヨブの苦難を、一つの典型的な例としてとりあげよう。正義の人であり、神を恐れて悪に遠ざかっていたヨブの身に、ある日突然大きな災厄があいついでふりかかる。かれは財産のすべてと、愛する子女をひとりのこらず失う。しかもかれは、「わたしは裸で母の胎を出た。また裸で帰ろう。神が与え、神が取られた」のだといって神をほめた。然るに災いはなおやまず、ついにはかれのからだは、悪性の病におかされる。考えうるあらゆる不幸を一身になったかれを、遠くから来て慰めようとして語る親友のことばも、あまりに深い苦難に打ちのめされたかれの耳には、むなしいひびきにしかすぎない。ついに自分を咀って、「なにゆえ、わたしは母の胎から出て死ななかったのか」と嘆く。まことに悲惨のきわみともいべきであろう。然もわれわれにとって注目すべきことは、ヨブの苦しみの頂点は、「なぜ悪を行わないのに、これほどの苦難を受けねばならぬか」ということであったのであろう。こうしてわれわれは苦難の意味を問わざるをえなくなる。

II. 苦難の意味

この世の生活において、善を求め、正義を行おうとする人たちが、さまざまな苦難や不幸をその身に受けなければならぬという事実を、古来、ひとはいかなる感慨をもって眺めてきたかという反省は、一歩進んで、われわれを次の考察へと促すのである。

いったい、苦難は人間にとって、どんな意味をもつか。とくに正しき者、善人の苦難はどうか。

という問題である。いとけない幼児から、臨終の床に呻吟する老人に至るまで、苦難はことばにいい尽しがたいほど、その種類と程度において、限りなく多様である。「一切皆苦」は仏教の根本的な知恵の一つであり、聖書にも「われらのよわいは七十年にすぎません。あるいは健康かであっても八十年でしょう。しかしその一生はただ、骨おりと悩みであって、その過ぎゆくことは速く、われらは飛び去るのです」(詩篇90篇)といい、また、「そもそも、人は日の下で労するすべての労苦と、その心づかいによってなんの得るところがあるか。そのすべての日はただ憂いのみであって、そのわざは苦しく、その心は夜の間も休まることがない」(伝道の書、第2章)という。すでに引用した J. Hastings 編の「倫理宗教事典」第十二巻中の苦しみ (Suffering) の項によると、さまざまな苦しみの中でも、とくに深刻なものは、無意味と思われるような苦しみである。人間がこの普遍的な苦しみを、どう考え、耐え忍び、克服しようとしてきたかということについて、5つの思想体系にわけて説明する。すなわち1. 悲観主義 (Pessimism) 2. ストア主義 (Stoicism) 3. 改良主義 (Meliorism) 4. 楽観主義 (Optimism) 5. キリスト教の摂理 (Christian doctrine of providence) である。残念ながら、ここでは、これらについての同書の記述をこれ以上くわしくたどる余裕はない。これらの見解は、いずれも、偉大な哲人やすぐれた思想家たちが、深い体験と反省によって、あるものは体系的な哲学として、またあるものは生きた宗教として、われわれの世界観、人生観に深い影響を与えている。

さて、苦難は第一に人間の行為の結果としての意味をもつ。人間の行為をひろく、仏教の説く身口意の三業という意味に解するとき、その行為のもたらす結果もまた、たんに身体や事物における物質的なことがらにとどまらず、精神の領域におよぶことになる。すると、われわれの日常の生活における悪い、あやまった行為は必然的に、われわれ自身や、われわれの周囲の人々に悪い結果をもたらす。「悩まそうとして怒りの想いをいただく」(岩波文庫：スッタニパータ148) のも悪であり、悪の結

果は悪意を拡める。「情欲をいだいて女を見る者は、心の中ですでに姦淫をした」(マタイ伝5章) のである。ひとが心のなかにいだく不潔な感情そのものが、すでにその人の受ける罰である。人間のがわにおけるあらゆる抗議にもかかわらず、この聖書の断定は、人の悪をさばくものである。汚れた感情、憎しみや嫉み、怒りの情を心にいだく結果、ひとは明朗・快活・喜悦をその心中から追放する。ひとはその悪にふさわしい報いを受ける。このような倫理的秩序の存在と支配は、信念または信仰というべきものであるが、人生の幸、不幸について考えようとする者に、無視することを許さない厳粛な意味をもつものである。かくして苦難は第一に罰としての意味をもつ。

第二に、苦難は教育的・訓練の意味をもっている。とくに、人の責任に帰せられない、罪に対する罰とは考えられない苦難の場合にそうである。罰としての苦難は過去にその原因を求めようとするが、将来の目標に向って苦難をながめるとき、そこに教育的な意味が認められる。もちろん、学校教育のような、計画性や社会的目標を、見いだすことはできないが、もし人が受けた苦難を通して、いままで気づかなかった真理や、人生の積極的な意義を悟らされるならば、その苦難は尊い教育的経験であるといわねばならない。もし、その人が世界と人類を導く超越的存在のはたらきを認めるならば、これこそ神の教育というべきであろう。病床に呻吟する身になってはじめて人生の真実に目ざめたり、失明してかえって心眼を開いたり、逆境におちいり困窮の身になって、生きることの厳粛さを体得するというようなことは、恐らく誰もが経験することであろう。中世の神秘主義者として知られるマイスターエックハルトが「われわれを乗せて完全の域へと運んでくれるもっとも足の速い動物は苦難である」といったという。東洋の賢者もまた、「天のまきに大任をこの人に降さんとするや、必ず先ずその心志を苦しめ、その体膚を飢えしめ、その身を空乏せしめ、その為す所を払乱せしむ」(孟子、告子下篇)といっている。東西いずれの名句も、ともに、苦難の教育的意義を力づくよく明言して余すところがない。新しい時代の人をあげれば、われわれと同じ時代に生きた、すぐれた信仰の哲人三谷隆正をあげることができる。氏は、その長くもなかった生涯の多くを病床に過し、そのうえ耐えがたい人の世の苦難を負いながら、「奪うべからざる幸福」について語るために、力作「幸福論」を完成した。そこでかれは苦難の意義についてこう述べている。「われらが神に近づき、神に於て新に生まるるを得るに至る道は、常に必ず苦難を通してであり、決して怡楽の道ではない。」⁽⁹⁾と。また「われらおのおのまた皆苦難

とその手痛き阻止を通してのみ、真の実在者の実力に触れ、人生に於て真に力となり頼みとなるものが何であるかを知らされるのである。諺にいう「苦しい時の神頼み」と。苦しんでみないと、人間の無力さが分らず、又無力なる人間を超ゆる絶大の実力者を感知し得ないのである。」⁽⁹⁾と。絶対的実在としての神を知る道もまた苦難を通じて開かれているとすれば、苦難の教育的意義はここにきわまるというべきである。

第三に、苦難には犠牲の意味が含まれる。すなわち、正しいもの、罪や過失のないものが、他人の悪のために、あるいは他人の幸福のために苦しむことである。このことは、卑近な例としては、われわれの日常生活において、親が子どものわがままや非行のために、善良な市民が悪質な政治ボスや暴力団のために、登校・登園途中の小児が無暴な運転者のために、悩み・苦しみ、はなはだしいときは命を奪われるような事例において経験される。悪人の悪のために、義人や善人が苦しむのである。そして家族や集団、国家にいたるまで、その成員の悪しき者が犯した罪惡、過失の報いを善き者が受けて苦しむことが多い。その社会にこのような義人が少くなり、ついに皆無になったとき、その社会は崩壊するのではない。旧約聖書創世紀に、アブラハムが頽廃した町を、そこになお残る義人のゆえに亡びから救うように、神に祈る話があるが、このような義人こそ、犠牲としての苦難を負う人である。人類の歴史にそのような意義深い例を求めるならば、ソクラテスのごとき、サヴォナローラのごとき、またリンカーンのごときものは、その数も少なくないであろう。キリストの十字架上の死にいたっては、まさに、誰かがいったように、歴史上、善が受けた最大の敗北であろう。このキリストの死を、犠牲として、さらに進んで人間の罪のあがないと受けとり、キリストに対する信頼と服従による人間の罪からの解放と死の恐怖の克服の喜びを説いたのはパウロであった。

人間の苦難は、ただこれだけの考察ではもとより尽されようもない、広さと深さと多様さをもっている。苦難は結局「人間を強くするか、それともうち砕くか」(ヒルティ幸福論)である。耐えがたい苦しみのうち砕かれる人はあまりにも多い。

苦難は苦難の故に喜び以上に、
神に近くまた貴きものか。あらず——
その始めも終りも私達は知らぬ、
それは犠牲か、試みか、はた訓練か。
悪の実——しかも悪の意味は何か。
生涯を尽して知ろうとしたとて誰にもわからぬ。
人は苦しむ。何故苦しむのか、——それは
あまつ雲深くかくされて神のみ知らす。⁽¹⁰⁾

まことに、ひとは苦難の理由の説明によっては救われないであろう。ただ苦難を貫いて、その底に神の愛の光を感じ得てはじめて、苦しみのなかにあって喜ぶことができるのであろう。

III. 幸福について

「幸福をえようとつとめないものはない、なかった、またないであろう」とアウグスチヌスはいう。それほど幸福の追求は人間に普遍的である。古今、東西を問わず、知者も愚者も、聖者も凡俗も、善人も悪人も、みなそれぞれ、自分の知性と感情の指し示すところに従って、幸福を追い求めてきた。従って、ひとはみな各自の幸福論をもつといえよう。ただ、十分に反省され、吟味され、理論と実践、思想と生活体験において、検討、確認されたかどうかという点に差があるにすぎない。

ひとの幸福を妨げる最大の障害は、ヒルティが明快に断言しているように(幸福論第二巻、罪と憂い)罪惡である。キリスト教が原罪と呼び、カントが根本惡と名づけた人間の惡への傾向とか意志とかいうものは、やはり、素質的なものと考えねばならないほど、人間の生涯のはじめから終りまで一貫して、人間を苦しめるものであることは、すこし深く人間を見つめれば、認めざるをえないのである。たとえばアウグスチヌスの「告白」中の有名な一節に「地上に生きること一日の幼児でさえも清くはない……幼児の繊弱な肢体は無罪であるが、幼児の心は無罪ではない。私は現に幼児が嫉むのを見て知っている」(岩波文庫版による)とあるし、現代の一女性もこういっているではないか。「わたくしは幼児が天使だなどとはゆめゆめ思わぬものである。天使であると同時に惡魔でもあるのだ。」(昭和42年9月25日朝日新聞夕刊中の田中澄江氏の文)現代における科学・技術の驚くべき進歩や、政治体制と社会組織の革新は、伝統的な人間観・世界観に深刻な影響を与えているが、人間性の見方にも大きな変化が起っている。罪や惡をも、たんに環境の所産であるとするような考え方が有力になるのもそのひとつのあらわれであるといえよう。

近代において、徳と幸福という問題について、もっとも内容豊かに、かつ論理的厳密さを追求しながら、思索を徹底させたのは、いうまでもなくカントであろう。「信仰に場所をあけるために知識を取り除かねばならぬ」と考えたこの哲学者は、母親から、乳とともに敬虔主義の信仰の心情を魂の底深く吸いこんだのである。「実践理性の優位」といい、「実践理性の要請」といい、いずれも、一方においては理論的知識の要求をみたしながら、他方においては深い宗教的心情と高い道德的

理想の二つを満足させようとする願望から生まれた特色ある思想である。

人は完全な絶対的実在を、慈愛深き父のごとき人格として体験することによってはじめて、現実のきびしい苦悩と戦いの生活のまなかにあって、喜びと感謝にあふれつつ、生きる幸福を味わうことができるであろう。かくして二千年むかしガリラヤの山上で、多くの世の人たちの思いをこえて、人間の幸福について、新しいことばを語ったイエスの教えの真実さを、ひとはしみじみと味わひ知ることができるであろう。

「義のために迫害されてきた人たちはさいわいである。天国は彼らのものである。」

文 献

- 1 岡田正三訳プラトン全集全国書房版第一巻42頁
- 2 同上78頁
- 3 宇井伯寿 印度哲学史, 岩波書店版42頁
- 4 狩野直喜 中国哲学史, 岩波書店版51頁
- 5 H.D.F.Kitto: The Greeks, Penguin Books p.177
- 6 西洋古典学研究IX: 池田美恵: ソポクレスの宗教性
- 7 藤井武全集第九巻
- 8 三谷隆正全集, 岩波書店, 第二巻294頁
- 9 同上313頁
- 10 同上第五巻, 病院での説教

マーク・トウェインにおける子供の目

——夢と翳と——

渡 部 定 雄

Mark Twain's Innocent Eye

——The darkening of Romantic Vision——

Sadao WATANABE

マーク・トウェインの作品の中には、子供を主人公にした作品が目につく。16世紀半ばの英国にその題材を求めた歴史的ロマンス『王子と乞食』（1881）では、王子、エドワード・チューダーと、貧しい少年、トム・キャンティ―がそれぞれ身分を代えて小説の主役に納まっている。

ところで、マーク・トウェインはこの作品を挿んで『トム・ソーヤーの冒険』（1876）と『ハックルベリー・フィンの冒険』（1884）という二つの作品を世に問うた。そして、これらの小説にも二人の少年達を主として登場させている。

さて、これら四人の少年達は、お互いに重要な相似点をもつにはもっている。例えば、小説のすじの概要が自づと語っているごとく、キャンティ―は、ハックやトムが文明の拘束に悩んでいるように、息詰る王位という枷で監禁され、苦しんでいる。トム・キャンティ―はハック・フィンとトム・ソーヤーとをつき交ぜたような少年である。ハックのように彼はサディスチックな、のんだくれの親父に虐待される貧しい、無学な子供である。又、トム・ソーヤーと同じく、彼は冒険物語の英雄として、遊びに熱中する。そして、第二章では、彼の仲間、軍隊ごっこや、探検ごっこなどを楽しんでいる。トム・キャンティ―は幻想的に素晴らしい儀式を夢み、王子は、貧乏人の自由で気楽な生活を憧れているのも、ハックやトムと同じことだ。更に、トム・キャンティ―も、エドワード・チューダーも共に、ハックやトムと同様、根っからの善良な心をもっている。

しかし、ここで注意しなくてはならないのは、ハックとトム、王子と乞食を、同じレベルで論じてはならないということである。というのは、ハックとトム——とり

わけ、ハックは自分自身を「私」として語りかけ、マーク・トウェインの夢と挫折を洞察し、吐露するに、子供の目をもってしているからである。

つまり、エドワード・チューダー、トム・キャンティ―と、トム・ソーヤー、ハックルベリー・フィンという二組の少年達を、それぞれ全く同じ角度から眺めるのは危険なことなのである。

まして、『王子と乞食』の軽はずみなジェーン姫や、ベットとナンの双児姉妹などは遠い歴史の脇役でしかない。

いずれにしても、『トム・ソーヤーの冒険』と『ハックルベリー・フィンの冒険』は、それぞれ八年の才月を閲して、なお一つの紐帯につながれていることは注目に値する。そして、私には、トウェインの分身がトムからハックへと移ってゆくように思われるけれども、どのみち、その分身達は、少なからずマーク・トウェインの心を体しているように思われる。

こういった意味において、この小論で、いわば、異質的な子供達を総花的に取りあげ、その異同、特質を論じあげようというつもりは毛頭なく、ただ、ハックやトムの目を意識しながら、マーク・トウェインの明暗を作品の内外に見出していこうとしているに過ぎない。

I

『ハックルベリー・フィンの冒険』を例にとってみても、それが世界で約千万冊も出版され、その範囲も英語国民は云うに及ばず、東・南・北欧、中・南米、中・近東、そして、東洋諸国などとあまねく及んでいる。¹ この一つの事実から推しはかっても、マーク・トウェイン

(註) 1. Walter Blair *Mark Twain & Huck Finn*, (University of California Press, 1962), pp.371~84.

の作品には数多くの人びとを得る何かがあるに違いない。

私はその理由の一つに彼の作品を貫く「少年の目」が人生の哀歎の中の明るい夢や、暗い翳を巧みに捉えながら、多くの人びとの心の琴線に触れているからだとかねがね思っている。

勿論、所によってその評価は異なり、時代によってその受け取り方は違おう。例えば、チェコスロヴァキアでは、トウエインを、偽りのロマンチズムである無意味な殺人物語を作品から拒け、厳しく人種主義や、ピューリタン道徳の行きすぎと対決した、アメリカの有名なユモア作家²と解している。ソ聯の批評家の中で、はじめ、プチブル作家という烙印を押されたトウエインは、その後、再認識され、マス・コミを通じて彼の作品が一夜朗読されたこともあった。又、発行部数も百五十万部を遙かに越えているものとも推定されている。³

では、アメリカでの「ハックルベリー・フィンの冒険」の反響はどうであったろうか。ヘミングウェイは、「すべてのアメリカ文学は「ハックルベリー・フィンの冒険」というトウエインの一冊の本から生まれた。これは古今不世出の傑作である」⁴と激賞している。

フォークナーは、「現代アメリカ作家と未来に受継がれる文学的伝統の父であったシャーウッド・アンダーソンと、同じく彼の兄であるドライサーの二人の父にあたるのがマーク・トウェインだ」⁵と云っている。逆に、アメリカ自然主義文学の発展に欠かせなかった人——若きスチーヴン・クレーンはハックやトムを生きた少年達ではなく、人形に過ぎないと酷評している。ハックを「川の神の下僕である」⁶というライオネル・トリリングや、ハックは単に「川の精」である⁷というT.S.エリオットは、いささか詩的であり過ぎるにしても、岸辺の醜惡な生活に入りこみながら、結局、自然の美しさや崇高さに抱かれてゆくハック達を、卑しい人間と対置された人間の夢と考えることができる。

太古の昔から永却の未来へ悠揚迫らず流れるミシシッピー河は、あまりにも混濁した人間社会の昏迷、汚臭などと取合わされた夢の象徴と考えられる。その流れによって、相対的な西部の明るさとはほど遠い社会の呪縛——暴虐、卑劣な慣行から逃れようとする子供達の澄ん

だ目は輝やきを増し、夢を結ぶのである。

つまり、道徳的直観という明るさに導かれる自然児、ハックと、地域社会の悪習を墨守し、偽善的指導者層のなすがままになる無智な鳥合の衆の暗さを、この流れが浮彫りにしているのである。こうして、自然と調和した、自由安全や幸福を保証する筏と、低俗さ、悪意、ペテン、貪欲、暴力を意味する人間社会との対照が明暗をつくっていると云えよう。

要するに、「子供の目」から見た河や自然は、明るい夢や自由をあらわし、陸や人間は、単に、黒人ジムを奴隷状態にとどめようとするだけでなく、奴隷制度とか、人権侵害とかいう、西南部の自由な人びとに対する苛酷な製肘をあらわす広義の暗さと考えられる。云い換えれば、河や筏は文明や人間自身の汚れと、暗さの中で、傷つき苦悩する人びとの明るい顔の場所でもあった。

しかし、たとえ、その明るさがアメリカ・ロマンチズムの明るい夢の名残りであるにせよ、その暗さが去りゆくフロンティアや、消えゆく自然に象徴される約束のニューワールド——アメリカに対する失望感の深まりから生じたものにせよ、その明暗は偏にトウエインの鋭い感受性とイマジネーションを通して書きつづられたことには相違ない。

シンクレアー・ルイスの憤激に似た赤裸裸な憤りから進んでるトウエインの暗い小説——「不思議な見知らぬ人」や「人間とは何か」——の暗さは又、メルヴィルの「モービー・ディック」と同じ意味あいがないとは云い切れない。しかし、トウエインの作品にあらわれる明暗は、時代的、社会的、物理的（客観的な時間の不可逆性というような意味の）広義の文学的伝統から生じ、「少年達の目」で確められたばかりでなく、狭義の性格的側面⁷から生まれたともいえるであろう。もし、そうであるとするならば、このユモア作家の傑作「ハックルベリー・フィンの冒険」や「トム・ソーヤーの冒険」などの暗さ、明るさが「子供の目」に写し出されても良い筈である。

II

さて「ハックルベリー・フィンの冒険」は次のような著者の警告ではじまっている。

2. Blair, p.382.

3. a) New York Times (September 2,1945)

b) W.Brown and Denning B.Brown, *A Guide to Soviet Russian Translation of American Literature*, 1917~1947 (New York, 1954).

4. Hemingway, *Green Hills of Africa* (New York, 1935), p.22.

5. Jean Stein, *Interview with William Faulkner* (The Paris Review, Spring, 1956), pp.46~7.

6. Lionel Trilling, *Introduction to The Adventures of Huckleberry Finn* (New York, 1948), pp.xix~xxvi.

7. T.S.Eliot, "Introduction", *The Adventures of Huckleberry Finn* (London, 1950; New York, 1950), p.xiv.

「この物語の動機を見出そうとするものは起訴される。この物語のモラルを見出そうとするものは、放逐される。この物語のすじを見出そうとするものは射殺される。著者の命により」。(182)

私には、案外、著者がこの物語の動機、モラル、すじの裏側をよく読者に味わってもらいたかったのではなかろうかと考えている。

主人公はハックである。では、ハックはいかなる目的をもって生まれてきたのであろうか。ハックはトウェインの言葉を借りると、少年少女に読んでもらうために書かれたばかりでなく、大人の人達から遠ざけられることのない少年なのである。(2)

では、ハックがイノセントな目を通して語りかけようとしていることは何か。それは一つに人間の脆弱さ、愚昧さ、必要悪などという人間的、社会的矛盾、軋轢を正しく観察するために「子供の目」が一番確かであると思うトウェインの信念によるのである。と同時に、トウェインが子供達を書いた目論の中に、大人として、自分の在りし日がどんなものであったか、そして、どんな風に感じたり、考えたり、語ったものであったか——そういったことを懐しく思いおこしているのである。

トウェインの自叙伝にあるように、ハックは確かに実在の人物をモデルにしている。従って、トウェインがキャラクターを無から創造しうるものであると考えていなかったと思うのは正しい。トウェインは、時おり、合成写真のように記憶の中で、二・三重に交りあった実在の人物からキャラクターが生まれると云っている。当然、彼の云うように実在人物を真似ようという作意がなかったとしても、無意識に様々の記憶から登場人物を作り出していることもありえよう。更に、本などを通して、間接的に自己の頭脳にはいつてきた人物を全く想像上の人物と思いこむ間違いを侵すこともありえよう。

さて、「ハックルベリー・フィンの冒険」で、トウェインは「トム・ソーヤーの冒険」を読まなければ、ハックのことはよく解らないと云っている。「ハックとトムの冒険」は、それぞれ相補完しながら、少年達の存在価値を

高めている。

「トム・ソーヤーの冒険」の前書きから推定されるように、ハックはトム・ブランケンシップという少年から生まれたということは先に少し触れた。さらに、この作品に記された冒険の大部分は実話であり、そのうち、一・二は作者自身の経験であり、他は彼の幼友達経験であったということは著者自らが語っている。又、ここで語られる奇怪な俗信も、トウェインによると、すべて、西部の子供達や奴隷の間で行われていたものである。これらが「トム・ソーヤーの冒険」の出版される三・四十年前の出来事であるという著者の言葉を考え合わせると、当時、四十一才だった彼の少年時代となるほど年代的には一致する。

トム・ブランケンシップは無学で、不潔で、栄養不良児であった。しかし、どの少年よりも豊かな、天衣無縫の心をもっていた。そして、彼だけが、誰の束縛も受けない奔放不羈な独立生活をたのしんでいた。

ところが、問題はこのようなハックの実在人物、トム・ブランケンシップの性格や行動が、作品の中のハックにおいて、どれほど小説化されているかである。

トウェイン自身、ブランケンシップが著しく加筆、訂正されていることを実感として、切実に感じていなかったということも充分考えられる。

云い換えれば、それは、私にとって、トウェインが知らず知らずに、イノセントな、誠実な作品を書くために、イノセントな「子供の目」をフィクションの中に作り出したと考えたいのである。つまり、顕在的にしろ、潜在的にしろ、「子供の目」がトウェインの文学的思想や信念を貫くために果たした役割りの比重の大きさを認めてよいということなのである。

だから、もともと、こうしたトウェインの意図に応える意味において、ハックやトムの生まれる前に、アニーという少女が登場していても驚くにあたらない。事実トウェインは「子供の目」を通して書かれた手紙の美点をほめたたえている。⁸ このアニーもハックと同様、実在し、同じくマーク・トウェインの手になって、フィクション的な少女に変身した。そのほか、少年達の日記形式

8. Blair, pp.260~262.

Kate Leary, still in her teens, went to Hartford in 1880 to begin three decades of serving the Clemens Family. Forty-four years later, she dictated her memories to Mary Lawton. Rearranged and padded, with some inaccuracies resulting, these were published as *A Lifetime with Mark Twain*.

……Willy-nilly, the master, she saw, would have his own way.…… “He had nice manners” and “was lovely and kind”, full of affection for his wife and daughters.……But……he had a hot temper……he did not control its explosion.……原稿の紛失などを含めて、気に入らないことがあると、トウェインは、たんのすの引き出しから下着などを、みんな窓の外へ放出し、ずたずたに引き裂いたことも一度ならずあったらしい。

をとった「少年達の稿本」(1870~1872)⁹ など考え合わせて、子供達がマーク・トウェイン文学の一つの支えになっていることは疑いの余地がない。

III

ハックが小説化された一斑の理由は、偽善と虚飾の世界に住みながら、その世界の人びとと付き合うために、彼が嘘をつき、自分を繕いながら、背伸びをしていくところにある。しかし、ハックの殆んどは、第一人者の語り手として、子供のパースペクティブを用いて、社会的、道徳的に一家言を呈しようという綿密に計算されたトウェイン文学の一面を代表しているのである。

ハックは、あくまでも、フィクションの中の子供である。何故なら、彼は、年齢など詳らかではないし、思考範囲なども、同一人としては振幅が激しすぎる。

少年達の中で、ただ一人煙草をふかしていたり(189) ウイスキーを飲んでなかったよかったと思ったり(243) 葉巻を素晴らしいと思ったりしているのは成人に近い感じであり、そうかと思うと、グレンジャーフォード家の13・4才の息子と同じ年だと自分で云ったりする(268) 又、ジムが、ハックに毛むくじらの腕と胸を持っているなら、金持ちの前兆などと話しかけている(223) のを見ると、ハックは青年ぐらいに思えてくる。逆に、「おい、どうしたね坊や」などと云われているのを見るときにも子供である。そして、拾った義足がハックに長すぎ、ジムに短かったり、(228) 女の更紗の洋服を短かくつめたのがハックにぴったり(230) のところをみると、ハックは明らかに少年である。ところが、自分が卑劣な奴隷廃止論者だと非難されることをおそれる(221) ハックは、大人の悩みを悩んでいる。無学な筈のハックがルイ16世のことや、その息子のドーフィンのことなど史実に詳しく、(249~51) フランス語に長けていることも変といえば変である。

大きな家庭用聖書や「天路歷程」をかなり読んだ(270~1) というハックに勉強ぎらいの自然児ハックのイメージは当嵌まらない。

しかし、翻って、もし、ハックを著者を含めた子供時

代から思春期を経て、大人にいたる夢と弱をあらわす人物と解するならば、ハックは至極自然な少年になってくるのではあるまいか。そしてハックに、普通の子供達と違った精神的、肉体的成長や、深い思想遍歴のあることを考え合わせると、なおさらハックの存在が当を得てくる。

マーク・トウェインは、この方式を「トム・ソーヤーの冒険」の最後の章で示していた。つまり、ハックが人間の打算と、感情と権威と見せかけの礼儀と、人権無視の悪習と、潔癖主義に縋りつくワトソンさんや、未亡人から逃れ、屠殺場の近くの大樽の中に居を定めたとき、彼の進むべき方向は定まっていた。ハックは、それを『ハックルベリー・フィンの冒険』の第二章で次のように要約している。

「だから、おらは我慢できなくなると逃げだすんだ」。(104)

ハックが黒人奴隷ジムを伴って、セント・ピーターズバーグから自由の地カイロを目指して下る大冒険は、この逃亡の延長であり、彼が一介の見窄らしい、文盲少年でないことは明らかである。ハックの良心の疼きや、深い内省や、心情の幅広い動きは、トムとすら未節的な差異のあることを物語っている。それは、「トム・ソーヤーの冒険」から『ハックルベリー・フィンの冒険』へと、どちらかというところ、精神的に退化するトムと違って、大人の世界に彷徨いこむハックとの差にあるのかもしれない。

トムは、終始、冒険などに主導権を握るが、ハックと違って、深刻な思想分裂や厭世的な良心の剋争は、ストーリーの進展とともに、次第に減ずる。云い換えれば、トムは、精神的、肉体的成長を静止した子供心を止めている。ハックの精神的成熟と、複雑な魂の懊悩に反して、トムは、ますます直情径行になり、兎戯に類する行動をとり、冒険などに熱をいれている。¹⁰

一方、ハックはいよいよ精神的に大人らしくなり、無智な栄養不良のものぐさ太郎とは縁遠い人物となる。トムなどとも違って、魔法のランプなどの存在を日曜学校と同じように侮蔑している。(196)¹¹

このハックの精神的離乳は、すでに「トム・ソーヤー

9. Horst H. Kruse, *Annie and Huck: A Note on The Adventures of Huckleberry Finn*, American Literature, Vol. 39, No.2, (May, 1967), pp.211~2.

「アニーとハック」という論文の中に大要次のようなトウェインの一文が引用されている。「子供達は、自然に、飾気なく手紙を書き、その効果売りつけようとはしない。子供達は知っていることを生地のまま云いあらわし、それ以上は紛飾しない。」

以上の言葉は多面に、マーク・トウェインの文学的信条を含んでいるように思われる。

10. Blair, p.106.

11. Mark Twain, p.365及びp.408.

例えば、慎重かつ緊急を要する黒人奴隷ジムの救出計画を滑稽にしているのはトムであり、ハックはジム救出を第一義に、トムの稚戯的な脱出遊びを、はらはらしながらも終始、第三者的冷静さをもって見守っている。

の冒険」に始まっている。ハックは、時々大人になり、時間をひどく気にしたりしている。(188) トムがジムに悪戯しようとしたり (189) するのに反してハックはどちらかというと、冷静にすじの運びを追ってゆくのである。次の言葉にも人生を見通したハックと、徐々に子供っぽくなるトムがよくでている。

「なあ、おい、トム。金持ちになるってことは、世間で大騒ぎしているようなもんじゃないだ。わづらわしい心配のしどおしよ。……それで、おめえ、いっそ死んでしまった方がいいと思ひどおしなんだ」

「なあ、ハック。金持ちになったって、山賊になることは、やめねえんだ」(178)

といっても、ハックは、無知とか、野暮、暴虐を是認していたわけではない。おやじのパップに象徴される莽猛な非人間的な、無教養な、残忍な、それでいて、時代錯誤的感覚の持ち主に、ハックは背をむけているからである。

云い換えると、ハックは、附纏う人間の偏見、残虐さ、無理解、社会の形式主義、因襲尊重、自己懂着などを怖れ、それらに消極的に挑んでいるのである。(211)

つまり、ハックは、上限として、物質文明化に抵抗し、旧態を墨守することを拒み、下限として、徒に未開的、非文化的なものに盲従しているわけでもない。(204)

ところで、ダグラス未亡人も、ワトソンさんも確かにある人物をモデルにしている。しかし、ワトソンさんは、厳格な、敬虔なカルビニストとして存在価値があり善の報酬よりも悪の罪の罰に脅えるハックの目を引き立たせる役目をもっている。

ハックの目は、ジムを売り渡そうとするワトソンさんや、ダグラス未亡人の親切の原因が、ハックやトムが幽霊屋敷から見つけてきた大金のせいであることを見抜いている。ダグラス未亡人はハックの金を六分の利子で投資し、サッチャー判事もポリーおばさんの依頼をうけて、トムの金を同じように処置した。(176) ハックは、こんな人間の深情の裏を知っていたのである。

だから、このハックは、トウェインの売名や、私利私欲、そして、阿諛迎合のために「ハックルベリー・フィンの冒険」や「トム・ソーヤーの冒険」に現われ出たのではない。その証拠に、当初、多くの批評家達の「ハックルベリー・フィンの冒険」を見る目は冷く、この作品は粗雑で、単調であるという誇りが繰り返えされていた。さらには、それが、文学的な規格を無視しているという非難まで加わっていた。

ところが、ハックやトムの冒険は、トウェインのハインバルの少年時代と舵手時代の自由で明るい追憶に彩ら

れている。それは、1870年代に、南北戦争前の牧歌的な南西部を郷愁から振りかえっているトウェインの追想であるばかりでなく、時を越え、場所を越えて人びとの胸をうつ若き日の人生が織り込む喜びであり、歓喜である。それは理屈や、知性や、形式を越えた縁日の走馬灯に似た、懐かしい万人が等しくそれぞれに抱く想い出なのである。更に、ハックやトム達は、懐古趣味だけとは云えない純真な目を持ち、その目を通した現実世界への風刺は、大人の夢として、現実に対する痛ましくも、儚い抵抗をあらわしている。

「子供の目」の網膜に焦点を結ぶトウェインの厳しい理想の人間像は、内から崩れゆく人間の暗さを浮かび上がらせ、外から収奪される暖かい連帯感を慕う大人の夢をえがいている。その夢をまさしく夢に終わらせないために、現実の醜悪さを「少年の目」が直視しつづけるのである。

この暗さは、「トム・ソーヤーの冒険」で貴族主義や文明のつくり出す暗さとして見出される。

トムの少女ベッキーによせるほのかな恋の物語りで、トムの恋敵になるセント・ルイスは明らかに、貴族とか、都市化をあらわす悪役を演じている。そもそも、セント・ルイスとは、トムが大冒険をした後で、子供達の英雄になると、今までトムに見向きもしなかったベッキーがトムの関心をひくために付き合う少年である。このセント・ルイスはどうみても、都市とか貴族文明に迎合する——いや、ひょっとすると、都市そのものの、若氣た、つまらない少年なのである。

「ほかのやつだったらなあ！」とトムは歯軋りしながら考える。

「綺麗な服を着て、貴族みたいなつもりでいやがる。あのセント・ルイスの生意氣野郎じゃなかったらなあ！」(102)

ハックのおやじというのも、暗くて、恐ろしい、嘘でかたまったような、強欲で残忍なおやじである。最後には、気が狂いナイフを振舞って我が子に襲いかかるとんでもないおやじである。彼は又、黒人を優遇する政府を好まない。そして、我が子の進歩に腹を立てる、全く暗い人物と世の中を代表している。黒人ジムの心の中は白いと思うハックは、おやじと良い対照をなしている。

この暗さに反撥しているハックに受け入れられているのは、所有権に対するおやじの原始共同社会的な考えだけであった。だから、ハックはいつか返えすという気持ちがあれば、物を盗むこと——つまり、物を借りること——は少しも悪いことではないと思っていた。そして、トム達と幽霊屋敷から借りてきた一財産は、ハックの心の中で正当化されていた。財産のあるハックに接する人

びとの従来のハックに対する彼らの態度の豹変ぶりは、現在のそれが、どれほど丁重なものであっても、ハックにとっては眉唾物であった。ハックが財産を捨て、気儘な放浪をつづけるのは、表向き物質に恵まれながらも、その文明や、物欲に取り付かれた人間の醜さ、嫌らしさに忿懣やるかたなさを託っているマーク・トゥエインの横顔を、問うに落ちず語るに落ちているのではあるまいか。

IV

マーク・トゥエインの夢の翳は、現実的な問題として、1876年秋から、1879年秋までのトゥエインの生活に起生する。そのころ、作家トゥエインを離れた人間としてのクレメンスは、ハートフォードの豪華な新邸に住まい、この邸宅には知名人士が多く集まっていた。彼はイギリスでの好評と相俟って、富にも名にも恵まれ平穩快適な作家生活を送っているかに思われた。しかしながら、彼の文筆力は冴えず、文学活動の指針は失われていた。その一方、内面に蟠る暗さが彼の心に不気味な暗雲をなげかけていた。それは彼の暗い人生観に基づく憂愁でもあった。

そこには、フォークナーのいう父なる時——永遠に去って帰らぬ物理的な時——に対して、懐しみ、齒軋りし、悶える彼の内面的思考の深化が読みとれる。

さて、このトゥエインの暗い人生観は、1876年すでに41才になっていた彼の作品中によくあらわれている。トゥエインの未出版の著、「インディアン¹²の街」にでてくるゴッドキンは、資産に恵まれ、知性豊かな四十男であるが、顔は糞れ、光沢のない無気味な蠟のような手を持っている。ただ、油断のない知的で、物思いに沈んだ目を除いて、全くこの世の人とは思われないような男がゴッドキンである。¹³ トゥエインはゴッドキンを再確認するかのよう、「人間は40才で丘の頂上に達し、そこから先は下り坂なのだ」¹⁴と自伝の中で述べている。又「48才前にペシミストである人は、あまりにも無知でありすぎる」¹⁵と云っている覚え書きの言葉は、奇しくも、彼の暗さの原因が符合していることを証明する。又、「総べての人間は排他的で自己本位だ」¹⁵とするゴッドキン

は人間そのものに不信の念を抱く、トゥエインの暗さが覗いている。

従って、この帰らぬ「時」に対する悲しみや、人間の性悪観や生者必衰の理に対するトゥエインの読みの深さ、早さが、野性的で、自然で、自由や正義を愛する子供達を生み出したのである。だから、トゥエインの作品には、濃い翳と明るい夢が並びあっても何らおかしくはない。

たとえば、「トム・ソーヤーの冒険」には、死に対する身近な恐怖とともに、それを現実感の伴わない遠くに感ずる暗、明の感情が互いに組み合わせられている。

死番¹⁶むし¹⁶がぞっとするようなキチキチという鳴き声をたてて、トムを震えあがらせる。何故なら、トムはこの虫が鳴くのは、誰れかの命数が刻まれることを意味することをよく知っていたからである。——そのはてに、時間というものが休止して永遠がはじまったに違いないと思った時、はじめて、トムの気が安らかになる(51)のである。(傍点は筆者)

ベッキーとの恋病にうつつを抜かすトムの身を氣遣ったおばさんは死神の武装をととのえて、彼女の青白い馬に乗り、たとえて云うならば、地獄を後方に従えて、歩き廻っている。トムに云わせれば、魂の黄色い汚点が毛穴から出てしまうほど奇麗にトムを洗い清めたがそれでもトムは霊柩車のように陰気にしている。(67)

ハックは次のように告白している。

「夕食がすむと、未亡人が本を持ち出してきて、おらにモーゼと葦について教えてくれたで、おらは一生けんめいモーゼのことを知ろうとしただが、未亡人がモーゼはずっと前に死んでしまったと口をすべらせたで、おらはモーゼなんかどうでもよおなった。死人なんぞに興味はないで。……それからワトソンさんが地獄について詳しく話してくれたで、おらもそこへ行ってえなと云ったら、ワトソンさんはおっそろしく腹を立てた。だがおらは、悪気があったわけじゃねえ。おらの望むことはどこさあ行きてえというだけのことだ。変化が欲しかっただ」(186)

ハックの告白には、大人の深刻な暗さはない。未来に

12. *Indiantown*, 1966 by the Mark Twain Company; DV 302g in the Mark Twain Paper, American Literature (May, 1966), p.194.

13. Mark Twain, *A Biography*, II, p.563.

14. *Mark Twain's Note Book*; ed. Albert Bigelow Paine, New York, 1935, p.380.

15. *Indiantown*, American Literature, (May, 1966), p.193.

"Selfishness" was a provisional title for *What is Man?* in 1898.

16. deathwatch; 1.臨終の見とり、(死者の)通夜 2.死番虫(歐洲産 Anobiidae 科の甲虫; 雄が木材に頭を打ちつけて出す雌を呼ぶ音が死を予報するとの俗説による名称の意を含む。大人の死観をあらわしているように思われる。

夢を託す子供の夢が、死や地獄などを遠い彼方に置き去りにしている。ハックには、大人の未来に対する怖れ——死への云い知れぬ不安と陰鬱さからほど遠い闊達な子供の心が交り合っている。

しかし、何といっても、ハックの目からみた厳しい社会批判や宗教的偽善に対する軽蔑、揶揄などから推測される苦るしみは、大人のものである。何故なら、子供は普通、自然死を目の前に怖れたり、宗教の理想と現実の矛盾を厳しく見つめ戸惑うような悲しみ方をしない。

一番浮薄で宗教心の足りない娘の説教が一番長く、仮借ないほどに敬虔なのである。(111～2) オフィリアの科白「花の中の花」となる少女の姿をみて、甘い空想に耽っているうちに、このうるわしい少女の外観のかげは、すべて空虚だけになってしまうと警告が発せられる。それは興隆してきたブルジョア・プロテスタント社会の取り澄ました独善に抵抗するハックの姿勢であろうか。

この文明社会に苛まれれば苛まれる程、人間性に忠実であろうとするハックは二つの良心の呵責に苦しみ、人間の社会に潜むよそよそしい偽善と背信に激しく挑んでいる。¹⁷

なんといっても、ハックの最大の苦悩は、黒人ジムを助けようとする普遍的な人間愛と、当時、黒人が奴隷であるのを当然とする社会的風潮——云い換えれば、客観的な良心と、特定時における地域社会の良識——という二つの相反する気持ちの乱れにある。

トウェインの生真面目な、良心的性格について、ハウエルズは、良心的なトウェインを知らなければ、彼をよく知っているとはいえないと云っているし、キプリングも彼の神経は女性のようなと云っている。¹⁸ ハウエルズがトウェインを他のユモアリスト達と峻別しているように、トウェインのユモアには、秋霜烈日のような正義感が含まれており、人間の卑劣さに対する烈しい反撥が感じられる。彼は、しばしば厳しい改革者となり、人間の愚かさに対して、怒りをユモアの糖衣で、最初は包むけれども、ついには、その怒気を笑いとはすだけではすまされなくなっているのである。

ハックは人間の罪を怖れるあまり、殺人や嘘偽、粉飾や、横領の罪を神に着せようとしている。ハックは「人間の良心というものは、物の道理がわからず、何でもかんでも人を責めつける」と嘆き、「もし、良心くらい物のわからぬ野良犬がいたら、おらはそいつを毒殺しているだろう。良心は人間の内臓全部を占めるより、もっと大

きな場所を占領しているくせに、何の役にも立たない」(383)と悩んでいる。前述したハックの二つの相対立する心の争剋——具体的には、黒人ジムを助けるべきか、あるいは密告すべきか——の葛藤がまさしくハックの苦悶の根源であった。

逃げてきた奴隷、ジムの居場所を教えるのは、当時の良心であり、偏狭な社会的規範に則った立派な良心的行為であった。それ故に、密告しようと書いた紙片の前でハックの悪い良識は、生まれて初めて罪がすっかり洗い浄められたように清しい気持ちになり、もう地獄に堕ちないと考えたりする。しかし、もう一つの公正な良心は、月夜にも嵐の中にも行動を共にしたジムに悪感情を抱いたことのないのを想い出す。そして、どれだけジムが親切にハックに尽くしてくれたかを想い浮かべるのである。しかし、ついに、ハックの良い良心が勝ち、ぶるぶる震えながらも「よし、それじゃ、おらは地獄へ行こう」こう云って、密告の紙片を引き裂いてしまう(367～8)のである。

「ハックの目」の窮局的に正しい方向は、トウェインの理想の彼岸のそれとあまり違ってない。それは、多くの悪業と、一握りの徳義心を止揚しうる人間に託する一縷の望みをハックが持っていたという証左である。

「ハックルベリー・フィンの冒険」のゲラ刷りの際、トウェインはハウエルズに、人間は、いんちきと、嘘のかたまりみたいだと云っている。事実、ハックは、教会へ行く人びとよりも、豚の誠実さにつまされる。ポークヴィルでは、野外の集会に集まった婦人達が自称王様に秋波を送ったり、男女を問わず偽王様氏と公爵氏を幫助しているのに愛想をつかしている。

「ハックの目」を通して観察される事物の暗さは、貴族趣味の敬虔な人びとのかくれた偽善を憎み、憐れみをたれ、ヒューマニティを語る文明社会がいかに冷酷であり、非人間的であるかを指示するのである。

アーカンソー第一番のお人好しで、愚直なボグスは身形の一番整ったシャーバン大佐に、犬猫のように撃ち倒される。その上、信心深い見物人達がボグスの胸の上にのせた大きな聖書は、結果的に、この善人の死を早めてしまう。ボグスが息を吸いこむと、胸の上の聖書が持ち上がり、息を吐き出すと、聖書が下がり、ボグスは動かなくなってしまうのである。(307～8)

では、この飽きも暗い人間と社会の醜悪さを、見せかけの教養や資産や、宗教が救えないとすれば、ハックの明るさはどこに求めれば良いのであろうか。

17. Blair, p.338.

18. Blair, p.141.

V

「トム・ソーヤーの冒険」で想い出されるジャクソン島の森の風景、そして柳の影の落ちる辺り、人里離れた牧歌的なノーブルな森、生き生きした少年達の瑞瑞しさ——これらが、物質文明の煩わしさ、汚染、人の世の暗さから解放された安らぎと、平和の喜びを謳いあげている。

子供達は、人里遠く離れた人跡未踏の無人島の処女林で、こんなに野性的で自由なやり方で、饗宴を開くことは、何とも素晴らしく、楽しいことではないかと思っている。そして、少年達は、「おら達、もう二度と、文明社会へなんか戻らねえことにしようや」と云っている。

「愉快じゃねえか？」とジョー

「いかすなあ！」とトム

「みんなも、死ぬほど、ここへ来たがるだろうな——なあ、ハック？」

「そうだろうな」とハック、「とにかく、おらの性に合ってら。おらにはこんないいことは願ってもねえことだ」

「こんなくらし、おらあ——最高だあ——」とトム。

(74)

錯綜した人間関係から遠のき、文明の見栄や、外聞を意味する衣服をかなぐり棄てるハックやトムは、文明社会の呪縛を逃れ、真の人間らしさを取り戻している。彼らは朝になれば日の出を見、夜になれば流れのまにまに筏を漂わせ、義務や権利という気忙しさもなく、木木の生い茂った岸辺の川で、大自然に融けこむことができるのである。そして、夜になれば、釣針から魚を外し、夜が明ければ、熱い朝飯を料理し、昼になれば海亀の卵を食べ、野苺を見つけ、伸び伸びと無人の砂浜を駆廻る少年達——それは子供の天国であると同時に、明るい大人の夢なのである。それは、理想の世界の醍醐味を味わう人間の正夢そのものである。

「子供の目」を基準にした明暗の絡み合いが「ハックルベリー・フィンの冒険」や「トム・ソーヤーの冒険」のすじであるとすれば、ハック達は好むと好まざるにかかわらず、再度ならず忌むしい社会悪や、もろもろの人間悪の坩堝の真只中に投げこまれなければならない。その役を引きうけるのが機械文明の波を象徴し、無気味な姿でミシシッピー河を我物顔にのさばる蒸気船である。大きく口を開いた汽罐で長い列をつくり、まるで、真赤に焼けた歯のように輝くその蒸気船は真一文字に筏に打附かり、情容赦なく霧の中に姿を消してしまふ。(265) 筏ですら歯牙にもかけないこの無気味な蒸気船からすれば、その上のハックやジムの命などは、虫けらのそれほ

どの価値もなかった。

命からがら死地を逃れ、陸地に辿り着いたハックを待ち構えていたのが、グレンジャーフォード家と、シェファードソン家との争いであった。グレンジャーフォード大佐はどこからどこまで紳士であった。家族もそうであった。彼らは世間でいう良い生まれであった。老犬佐は沢山の農場と、素晴らしく優美な娘達と、百人以上の黒坊を所有していた。勿論、集まってくる人びとも立派な身分の人びとが揃っていた。一方、シェファードソン家もグレンジャーフォード家に劣らず上品で、名門で、金持ちで、格式が高いのである。(274～6)

ところが、ハックの純真で、朴訥な目や耳を通して、意外とこの素晴らしい両家の、陰晦な軋轢や、血塗れの確執が、さらけだされるのである。華やかで、上品な、貴族の上流社会の裏側では、両家の宿怨が陰に籠り、吹き上げては醜い凶暴な蛮行を繰り返している。しかも、この争いの原因を殺しあう当事者達は知らないのである。

グレンジャーフォード家の息子は、シェファードソン家のハーニー青年を狙い撃ちにしたあとで、ハックと言葉を交わしている。

「あいつおまえさんになにをしただ」とハック。

「あの人、なにもしないよ」

「それじゃ、どうして殺そうと思っただ」

「なぜってこたあないさ——ただ宿怨のためだよ」

「その揉めごとのおこりはなんだっぺ？——土地のとけー」

「そうかも知れないよ——僕は知らないんだ」(277)

両家の眩いばかりの文化生活や地位、慇懃なエチケット、そして、高い知性の裏に潜む暗い偽りの本質が、両家の確執という形で、ハックの目に捉えられ、抉り出されている。ハックは両家の人達が日曜日に教会に行き、異口同音に良い説教だったと云い、信仰とか、善行とか、寛大とか、恩寵とか、前世よりの因縁とか、何だかんだと山ほど云っているのを聞いて全く啞然とするのである。

ハックにとって、これらの名家の凄惨な、陰湿な、無意味な人殺しは、プアー・ホワイトの怠惰と、サディズム、新開地の放浪者、下司口のばくり屋、べてん医療者、けちな窃盗、土左衛門、私刑などの顔色を無からしめるほどショッキングな事柄なのである。

人間の心に巣くう留るところを知らない葛藤と内紛——復讐は復讐を呼び、血で血を洗い、理性を麻痺させ雪だるま式に争いを激化させる人間の救われがたい宿命——を、ハックの目は、じっと見つめるのである。総べての人間は、嘘つきで、不公平で、欺瞞者で、横着

で、道徳的卑劣漢であるというトウェイン——事実、ブルックスビルの庶民達には、不健康と、憶病神と、好色と、附和雷同性が付きまとっていた。しかも、それらに輪をかけたように、自称公爵と王様は、庶民達をうまく誑し込んで甘い汁を吸っている。

崇高な仮面と、さみしい人間性と、異臭ぶんぶんたる社会制度をテーマに取りあげたトウェインは大話しのユモアリストたるを越えて、上流社会の高尚な生活様式と、その非道さという不調和をハックに見させている。このように、ハックの目の届く対象は、概ね、暗い。

それは一つに押し寄せる物質文明と、根深い人間の悪業に対する文学する人びとの本能的観察であり、一つにはトウェイン自身の異常に鋭い正義感のなせる業であった。その弱は、「子供の目」を通して始めて日の目を見、闇から白日下に晒しだされた。

しかし、「子供の目」に映る暗さは、必ずといって、明るい救いで中和される。それは、ハックの明るさの根底にある原始的モラルの健康さや、大自然の健全さに対する窮局的な信頼によって支えられているからである。

それが、ハックとトム、そして、ジムの献身的な愛や相互扶助の精神を高めさせ、トウェインにヘミングウェ

イなどと違って、当時として七十五才の天寿を完うさせしめたのかもしれない。

何れにしても、「子供の目」に物言わせるマーク・トウェインの感覚と手法から、暗さの中に残された明るい、すじとモラルを、彼の作品の中に見出すのは、ひとり、小児的な見方ではないように思われる。……

Huck : *I knowed he was white inside.* (420)

(ハック——おらはジムの心のきれいなことを知ってた)

付記

1. 本稿は、『アメリカ文学』第七号（東京教育大学アメリカ文学研究会編）に掲載されたものに、多少の敷衍、削割を施したものである。

なお、本拙論は、大阪大学文学部の村上至孝教授をはじめ、諸賢から得た御教示に負うところ大であることをここに記し、謝意を表したい。

2. テキストからの引用は（ ）で示し、すべて、Mark Twain, *Tom Sawyer & Huckleberry Finn* (Spottiswoode, Ballantyne & Co. Ltd, London and Colchester, 1964) に拠った。

Nambu-Salpeter-Bethe 方程式の解法と 核子-核子散乱の 3P_1 Phase Shift

田 中 富士男 (奈良高専)
伊 藤 仁 之 (近大理工)
溝 内 正 義・室 田 敏 行
中 野 董 夫・野 田 松太郎 (大阪市大理)

Method for Solving the Nambu-Salpeter-Bethe Equation and Its Application to Nucleon-Nucleon Scattering in the 3P_1 State

§ 1. Introduction

高エネルギー領域における核力の現象論的分析が進み force range の短い領域における核力の振舞いが問題になっている。⁽¹⁾ この領域では相対論的效果が大きく相互作用をポテンシャルで表わすことが困難になる。しかしながら二体問題の相対論的方程式⁽²⁾ (Nambu-Salpeter-Bethe 方程式) は実際的な場合に解を得ることが困難であるため敬遠されていたきらいがある。現在、大型電子計算機の進歩により N-S-B 方程式による核力の分析が可能になりつつある。

この論文は実際的な場合について N-S-B 方程式を数値的に解く試みの第一歩である。§ 2 では部分波 N-S-B 方程式の解析的性質を議論し、散乱振幅の「absorptive part」に対する方程式を導く。この方程式は全エネルギー領域にわたって数値計算の支障になるような singularities を持たない。^{*} この方程式を解く方法として § 3 で variational iteration method を検討する。本質的な点だけを説明するためこの 2 つの section では簡単化された N-S-B 方程式を取扱う。§ 4 でわれわれの方法をスピン $\frac{1}{2}$ nucleon の ps(ps) 相互作用の場合に適用する。Foldy 変換を行い、エネルギー空間 (ρ -spin space) と角運動量空間の直積空間で状態の分類を行う。数値計算の方針と問題点(10g 発散を含む関数の数値積分)を § 6

で議論する。実際的な場合に N-S-B 方程式を解くのはこれがはじめての試みであるからすでに得られている 3 次元計算と比較しうる量を先ず計算することが望ましい。低エネルギー領域においては、one-pion-exchange-potential での 3 次元的 nonstatic な計算がいくつかなされている⁽⁴⁾ のでわれわれは先ず低エネルギー領域での 3P_1 phase shift と散乱振幅を ps(ps) coupling の Ladder 近似で且つ nucleons の負エネルギー状態からの寄与を省略して計算する。得られた結果と数値計算および近似の精度を § 6 で議論する。210 MeV lab. kinetic energy の散乱では non-static OPEP ならびに実験結果と矛盾しない答が得られる。又、われわれの答は摂動展開の収束性が悪いことを示している。

§ 2. N-S-B 方程式の解析的性質

この節では非本質的な複雑さをさけるためスピンのない核子の散乱に対する次の部分波 N-S-B 方程式を調べる。

$$\begin{aligned}\Psi^J(p, p_0) &= \delta(p - \hat{p}) \delta(p_0) + S(p, p_0; E) \\ &\times \int_0^\infty q^2 dq \int_{-\infty}^\infty dq_0 V_J(p, p_0; q, q_0) \Psi^J(q, q_0) \quad (2.1) \\ 2\sqrt{\hat{p}^2 + m^2} &= 2E; \text{ 重心系での全エネルギー} \\ E(p) &= \sqrt{p^2 + m^2} \\ p &: \text{relative 3-momentum の大きさ}\end{aligned}$$

^{*} われわれがこの論文を準備中、N-S-B 方程式を解くことを試みるいくつかの論文が公表された。⁽³⁾⁽⁷⁾ これらの方法はいずれも、われわれのよりも短い時間で計算できる利点はあるが、one pion 又は two pion threshold を超えるエネルギー領域には適用できない。

p_0 ; relative energy

中間状態を正エネルギーに限り,

$$S(p, p_0; E) = \frac{-1}{2\pi} \frac{1}{E(p) - (E + p_0) - i\epsilon} \frac{1}{E(p) - (E - p_0) - i\epsilon} \quad (2.2)$$

相互作用は質量 $\mu(m > \mu)$ のスカラー粒子交換のはしご近似をとる.

$$\begin{aligned} V_J(p, p_0; q, q_0) &= \frac{g^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{pq} Q_J(z - i\epsilon) \\ &= \frac{g^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{pq} Q_J(p, q, p_0 - q_0) \\ z &= \frac{p^2 + q^2 + \mu^2 - (p_0 - q_0)^2}{2pq} \end{aligned} \quad (2.3)$$

また Q_J は第2種 Legendre 関数をあらわす.

(2.1)式において

$$\Psi^J(p, p_0) = \delta(p - \hat{p}) \delta(p_0) + \frac{\hat{p}}{p} S(p, p_0; E) \phi^J(p, p_0) \quad (2.4)$$

とおくと, 散乱振幅 ϕ^J に対する方程式が得られる.

$$\begin{aligned} \phi^J(p, p_0) &= \frac{g^2}{(2\pi)^2} O_J(p, \hat{p}, p_0) \\ &+ \frac{g^2}{(2\pi)^2} \int_0^\infty dq \int_{-\infty}^\infty dq_0 Q_J(p, q, p_0 - q_0) \\ &\times S(q, q_0; E) \phi^J(q, q_0) \end{aligned} \quad (2.5)$$

境界条件

$$\begin{aligned} S(p, p_0; E) &= \frac{-i}{2\pi} \left\{ \frac{1}{E(p) - E - p_0 - i\epsilon} \right. \\ &\left. + \frac{1}{E(p) - E + p_0 - i\epsilon} \right\} \frac{P}{2(E(p) - E)} \end{aligned} \quad (2.6)$$

のもとで ϕ^J の energy shell 上での値は

$$\tan \delta_J = \frac{\pi E}{2\hat{p}} \phi^J(\hat{p}, 0) \quad (2.7)$$

で phase shift を与える.

この spin-less case では $\phi^J(p, p_0)$ は p_0 の偶関数であり, その p_0 に関する解析性は容易にしらべることができ次の表示の妥当性が結論される.⁽⁵⁾

$$\begin{aligned} \phi^J(p, p_0) &= \int d\Omega \frac{2\Omega}{\Omega^2 - p_0^2 - i\epsilon} x^J(p, \Omega) \\ &= \theta^J(p, p_0) + i\pi x^J(p, p_0) \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\theta^J(p, p_0) = \int 2\Omega d\Omega \frac{p}{\Omega^2 - p_0^2} x^J(p, \Omega) \quad (2.9)$$

$$x^J(p, \Omega) = 0, \text{ for } \Omega < \sqrt{p^2 + (m + \mu)^2} - E \quad (2.10)$$

以後 x^J , θ^J を各々 ϕ^J の「absorptive part」ならびに「principal value part」と呼ぶことにする.

表示(2.8)を(2.5)に入れ, Legendre 関数の関係式

$$\begin{aligned} Q_J(p, q, p_0 - q_0) &= \int_{w(p-q)}^{w(p+q)} \frac{\omega}{w(p-q)} \frac{1}{\omega^2 - (p_0 - q_0)^2 - i\epsilon} \\ &\times P_J(p, q, \omega) \\ W(x) &= \sqrt{x^2 + \mu^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

を用いると(2.5)は absorptive part x^J に対する方程式に書き直される.

$$\begin{aligned} x^J(p, \Omega) &= \frac{g^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{2} P_J(p, \hat{p}, \Omega) R(p, \hat{p}, \Omega) \\ &- \frac{g^2}{(2\pi)^2} \int dq d\Omega' \left\{ \frac{P}{2(E(q) - E - \Omega')} P_J(p, q, \Omega_+) \right. \\ &\times R(p, q, \Omega_+) - \frac{1}{2} P_J(p, q, \Delta\Omega) R(p, q, \Delta\Omega) \} \\ &\times \frac{1}{\Omega'^2 - (E(q) - E)^2 - i\epsilon} x^J(q, \Omega') \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} R(p, q, \omega) &= 1, \text{ for } W(p - q) \leq \omega \leq W(p + q) \\ &= 0, \text{ otherwise} \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\Omega_+ = \Omega - E(q) + E$$

$$\Delta\Omega = \Omega - \Omega'$$

principal value part は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \theta^J(p, \Omega) &= \frac{g^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{2} \left\{ \bar{P}_J(p, \hat{p}, \Omega) + \bar{P}_J(p, \hat{p}, -\Omega) \right\} \\ &- \frac{g^2}{(2\pi)^2} \int dp d\Omega' \left\{ \frac{P}{2(E(q) - E)} \Omega' \right. \\ &\times \left\{ \bar{P}_J(p, q, E(q) - E + \Omega) + \bar{P}_J(p, q, E(q) - E - \Omega) \right\} \\ &- \frac{1}{2} \left\{ \bar{P}_J(p, q, \Omega' + \Omega) + \bar{P}_J(p, q, \Omega' - \Omega) \right\} \} \\ &\times \frac{1}{\Omega'^2 - (E(q) - E)^2 - i\epsilon} x^J(q, \Omega') \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\bar{P}_J(p, q, \Omega) = \int d\omega \frac{P}{\omega + \Omega} P_J(p, q, \omega) \quad (2.15)$$

$2E < 2m + \mu$ の時には(2.12)において(2.2), (2.3)が含む悪性の singularities は消去されている, しかしながら $x^J(p, \Omega)$ および $\theta^J(p, \Omega)$ は $\Omega = W(p \pm \hat{p})$ なる線上で次に述べるようにいくつかの種類の singularities をもつ. すなわち, 第一に x^J の Born term はこの線上で不連続であり, θ^J の Born term は $\log 0$ になる. 第二に(2.12)において, $\Omega = W(p \pm \hat{p})$ に対して $R(p, q, \Omega_+)$ で決まる積分領域の境界と $E(q) - E$ のゼロ点が一一致するため q 積分は発散し, $x^J(p, \Omega)$ はこの線上に対数的特異性をもつことになる. 同様にして(2.14)において, $\bar{P}_J(p, q, E(q) - E - \Omega)$ の分岐点((2.15)参照)と $E(q) - E$ のゼロが一一致するため $\theta^J(p, \Omega)$ はこの線上で不連続である(Appendix I). これらの特異性は amplitude の解析性を複雑にするが, これらは全て数値的に取扱ひ得る性質のものである. (§ 5 参照)

$2E > 2m + \mu$ の時には inela. の channel が開くことに伴う附加的な singularity があらわれる. すなわちこの時

$$q < \frac{1}{4E} \sqrt{\{(2E)^2 - (2m + \mu)^2\} \{(2E)^2 - \mu^2\}} \equiv q_L(< \hat{p}) \quad (2.16)$$

をみたす q に対して(2.10)で制限される Ω' の変域内で

(2.12) の分母 $Q^2 - (E(q) - E)^2$ にゼロがなり得る、この時には方程式の pole term を分離しておく方が都合がよい。

$$\begin{aligned} x^J(p, Q) &= \frac{g^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{2} P_J(p, \hat{p}, Q) R(p, \hat{p}, Q) \\ &- \frac{g^2}{(2\pi)^2} \int d\hat{p} dQ' \left\{ \frac{P}{2(E(q) - E)} Q' P_J(p, q, Q+) \right. \\ &\quad \times R(p, q, Q+) - \frac{1}{2} P_J(p, q, Q) R(p, q, Q) \left. \right\} \\ &\times \frac{P}{Q^2 - (E(q) - E)^2} x^J(q, Q') - i \frac{g^2}{4\pi} \int_{Q < Q_L} \\ &\quad dq \frac{1}{2(E(q) - E)} \left\{ \frac{1}{2} P_J(p, q, Q+) R(p, q, Q+) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} P_J(p, q, Q-) R(p, q, Q-) \right\} x^J(q, -E(q) + E) \\ & \quad (2.17) \\ Q- &= Q + E(q) - E \end{aligned}$$

(2.17) とその Q に $-E(q) + E$ を代入したものが我々の得た方程式であるが、この方程式は Wick 変換が不可能なエネルギー領域 $2E > 2m + 2\mu$ においても有効であることを指摘しておく。

方程式(2.12)又は(2.17)は $x(p, Q)$ の前述の singularities のため、ならびに積分領域が左辺の p, Q によって変るため連立一次方程式に reduce するのに困難がある。iteration method はこの種の積分方程式に適用可能な数値解法であるが、摂動展開の収束性は良くないことが予想される。実際 § 6 のわれわれの分析によればその収束性はうたがわしい。そこでわれわれは次により収束性がよいと思われる Variation iteration method を検討することにする。

§ 3. Variational iteration method

変分法で T-matrix や K-matrix を求める方法⁽⁶⁾は本質的に波動関数を trial function として T-(または K-) matrix を得るものであるが、われわれの場合 4 次元の波動関数についての知識が未だ乏しいので trial function の撰定に困難がある。(see (Ref. 7)). そこでここでは、波動関数を波動関数についての仮想的変分に対する停留値として与える表式を求める。同様の様式は off-shell T-(or K-) matrix に対してもつくりことができる。これらの表式は逐次近似が可能であるため trial function についての知識をそれ程必要としない点にその利点がある。(2.1) のかわりに

$\Psi(p, q) = \delta(p - q) + S(p; E) \int dr V(p, r) \Psi(r, q)$ (3.1) から出発する。この節では $p, q, \dots$ によって § 2 の $p, p_0, q, q_0, \dots$ を代表し、3-momentum の大きさは $\vec{p}$ 、

$\vec{q}$ で表すものとする。前の記号との関係は

$$\begin{aligned} \Psi^J(p) &= \frac{|\vec{p}|}{|\vec{p}|} \Psi(p, \hat{p}) \\ V(p, r) &= \frac{g^2}{(2\pi)^2} Q_J(\vec{p}, \vec{r}, p_0 - r_0) \end{aligned}$$

であり、以下の議論は $S(p; E)$ の境界条件のとり方に関係しない。

(3.1) の Ψ が

$$\begin{aligned} S(p; E) \int dr V(p, r) \Psi(r, q) \\ = \int dr \Psi(p, r) S(r; E) V(r, q) \end{aligned} \quad (3.2)$$

をみたすことに注意すると次の Ψ の functional が(3.1) をみたす Ψ の変分に対して停留値をとることは容易に示しうる。

$$[\Psi(p, q)]^{(A)} = \delta(p - q) + N_A(\Psi) / D_A(\Psi) \quad (3.3)$$

$$N_A(\Psi) = \{S(p; E) \int dr V(p, r) \Psi(r, q)\} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} D_A(\Psi) &= \int dr dr' \Psi(p, r) S(r; E) V(r, r') \Psi(r', q) \\ &- \int dr dr' dr'' \Psi(p, r) S(r; E) V(r, r') S(r'; E) \\ &\quad V(r', r'') \Psi(r'', q). \end{aligned} \quad (3.5)$$

逆に、(3.3) が Ψ の変分に対して停留値をとるのは Ψ が規格化定数を除いて(3.1)の解に一致する時であり、その停留値が(3.1)の解そのものになることは明らかである。

他方、off-shell T-matrix を

$$\Psi(p, q) = \delta(p - q) + S(p; E) T(p, q) \quad (3.6)$$

で定義すれば、 $\Psi^J(p) = T(p, p)$ であるが、この $T(p, q)$ に対して(3.3)と同様な変分式をつくりことができる、例えば次の二つが得られる。

$$[T(p, q)]^{(B)} = V(p, q) + N_B(T) / D_B(T) \quad (3.7)$$

$$N_B(T) = \{ \int dr T(p, r) S(r; E) V(r, q) \}^2 \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} D_B(T) &= \int dr T(p, r) S(r; E) T(r, q) \\ &- \int dr dr' T(p, r) S(r; E) V(r, r') S(r'; E) T(r', q). \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$[T(p, q)]^{(C)} = N_C(T) / D_C(T) \quad (3.10)$$

$$N_C(T) = \{ N(p, q) + \int dr T(p, r) S(r; E) V(r, q) \}^2 \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} D_C(T) &= V(p, q) + \int dr T(p, r) S(r; E) V(r, q) \\ &- \int dr dr' T(p, r) S(r; E) V(r, r') S(r'; E) T(r', q) \end{aligned} \quad (3.12)$$

(3.3), (3.7) 又は (3.10) を用いて Ψ あるいは T を逐次近似で求めることができるが、これらの式の停留値をとる性質のためその収束性は(2.1)あるいは(2.5)を逐次近似で解く場合に比べてずっと良いことが期待される。これらの iteration の第 1 近似は各々、

$$\begin{aligned} \Psi^{(A1)}(p, q) &= \delta(p - q) + S(p; E) T^{(A1)}(p, q) \\ T^{(A1)}(p, q) &= \frac{\{T^{(1)}(p, q)\}^2}{T^{(1)}(p, q) - T^{(2)}(p, q)} \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$T^{(B1)}(p, q) = T^{(1)}(p, q) + \frac{\{T^{(2)}(p, q)\}^2}{T^{(2)}(p, q) - T^{(3)}(p, q)} \quad (3.14)$$

$$T^{(G1)}(p, q) = \frac{\{T^{(1)}(p, q) + T^{(2)}(p, q)\}^2}{T^{(1)}(p, q) + T^{(2)}(p, q) - T^{(3)}(p, q)} \quad (3.15)$$

である。但し, $T^i(p, q)$ は i 次の摂動項であり次式で与えられる。

$$T^{(1)}(p, q) = V(p, q) \quad (3.16)$$

$$T^{(2)}(p, q) = \int dr V(p, r) S(r; E) V(r, q) \quad (3.17)$$

$$T^{(3)}(p, q) = \int dr dr' V(p, r) S(r; E) \times V(r, r') S(r', E) V(r', q). \quad (3.18)$$

これらの近似式(3.13), (3.14), (3.15)は分子或いは分母にゼロ点がないならば, かなり良い近似になることが期待される。

計算機の能力に制限されて, われわれは $P_0=0$ に対する $\phi^{(A1)}, \phi^{(B1)}, \phi^{(G1)}$ を § 2 の方法で計算する, 近似度をしらべるために $\phi^{(A1)}$ を (2.14) で一度 iterate して得られる $\phi^{(A2)}$ を求める。 $\phi^{(A1)}(p)$ の absorptive part は

$$x^{(A1)}(p) = \frac{x^{(1)} \{ \emptyset^{(1)} - 2\emptyset^{(2)} \} + x^{(2)} \{ \emptyset^{(1)} \}^2 + \pi^2 \{ x^{(1)} \}^2 \{ x^{(1)} - x^{(2)} \}}{\{ \emptyset^{(1)} - \emptyset^{(2)} \}^2 + \pi^2 \{ x^{(1)} - x^{(2)} \}^2} \quad (3.19)$$

で与えられる。但し $x^{(i)}, \emptyset^{(i)}$ は i 次の摂動項 $\phi^{(i)}(p)$ の absorptive part と principal value part である。

§ 4. Spinor nucleon の場合

スピン1/2の核子 PS(ps) 相互作用の場合, N-S-B方程式は

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{p}, p_0) &= \delta(\vec{p} - \vec{p}') \delta(p_0) u(\vec{p}) + i S_F S_{F'} \\ &\times \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{g^2 \gamma_5 \gamma'_5(\tau, \tau')}{(p-q)^2 + \mu^2 - (p_0 - q_0)^2 - i\epsilon} \Psi(\vec{q}, q_0) \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$S_F = \frac{-i \vec{p} \cdot \vec{\gamma} + i(E + p_0) \gamma_0 + m}{E^2(p) - (E + p_0)^2 - i\epsilon}$$

$$S_{F'} = \frac{i \vec{p}' \cdot \vec{\gamma} + i(E - p_0) \gamma_0' + m}{E^2(p') - (E - p_0)^2 - i\epsilon}$$

で与えられる。我々は方程式(4.1)について, § 2, § 3 と同様の計算を行なう。繁雑さをさけるため, 表式の全ては書かないが, 主要な変換点は次の通りである。

1° nucleon propagatorがエネルギー状態に依るため, $S_F, S_{F'}$ 従がって ϕ^J は p_0 の奇関数部分を含む。即ち, (2.8)のかわりに

$$\begin{aligned} \phi^J(p, p_0) &= \int d\Omega \frac{1}{\Omega^2 - p_0^2 - i\epsilon} \\ &\times \{ 2\Omega x^J(e)(p, \Omega) + 2p_0 x^J(o)(p, \Omega) \} \end{aligned} \quad (4.2)$$

2° 波動関数は iso-spin の自由度まで含めて, 16の成分を持つが(4.2)の如く p_0 の parity で区別すると, 成分の数は32になる。一方我々は全角運動量の他に parity, iso-spin (又は P_H , Heisenberg's exchange operator) の2つの良い量子数を持っている。これ等の同時的固有状態は4つあり, 結局partial scattering amplitude は8成分づつが couple した4組の方程式に分れることになる。

Foldy 変換

$$\begin{aligned} \Psi(p, p_0) &= e^{-iS(\vec{p}) - iS'(-p)} \Psi'(p, p_0) \\ S(\vec{p}) &= \frac{1}{2p} (\vec{p} \cdot \vec{r}) \tan^{-1} \frac{p}{m} \end{aligned} \quad (4.3)$$

をして free Hamiltonian を対角化した方が状態の分類はみやすい。我々は, amplitudeのbase に次のものを取る。

$$\rho\text{-spin singlet } x(0,0) \equiv x(4)$$

$$\rho\text{-spin triplet } x(1,1) \equiv x(1), x(1,-1) \equiv x(2),$$

$$x(1,0) \equiv x(3)$$

$$\sigma\text{-spin singlet } Y(J; J, 0) \equiv Y(1)$$

$$\sigma\text{-spin triplet } Y(J; J, 1) \equiv Y(2),$$

$$Y(J; J+1, 1) \equiv Y(3), Y(J; J-1, 1) \equiv Y(4)$$

$x(m, m_3)$ は total ρ -spin($\rho + \rho'$)の大きさ m , 第3成分 m_3 の固有状態, $Y(J; \ell, S)$ は軌道角運動量 ℓ , total spin S から合成された全角運動量の J の固有状態である。

parity $\Pi = (-1)^l \rho_3 \rho'_3$, Heisenberg's exchange operator

$$P_H = (-1)^l \frac{1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}'}{2} \frac{1 + \vec{\rho} \cdot \vec{\rho}'}{2} \pi p_0 \text{ の固有値は表IV-1, IV-2の通りである。}$$

表IV-1

	$\rho_3 \rho'_3$	$\frac{1}{2}(1 + \vec{\rho} \cdot \vec{\rho}')$	$\frac{1}{2}(\rho_3 + \rho'_3)$
$x(1)$	1	1	1
$x(2)$	1	1	-1
$x(3)$	-1	1	0
$x(4)$	-1	-1	0

表IV-2

	$(-1)^l$	$\frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}')$
$Y(1)$	$(-1)^J$	-1
$Y(2)$	$(-1)^J$	1
$Y(3)$	$-(-1)^J$	1
$Y(4)$	$-(-1)^J$	1

から例えば $\Pi=(-1)^J$, $P_H=(-1)^J$ 振幅は次のように書ける。

$$\begin{aligned} & \Psi_{\frac{1}{2}}^1 x(1) Y(2) + \Psi_{\frac{3}{2}}^2 x(2) Y(2) + \Psi_{\frac{5}{2}}^3 x(4) Y(3) \\ & + \Psi_{\frac{7}{2}}^4 x(4) Y(4) \\ & + \tilde{\Psi}_{\frac{1}{2}}^1 x(1) Y(1) + \tilde{\Psi}_{\frac{3}{2}}^2 x(2) Y(1) + \tilde{\Psi}_{\frac{5}{2}}^3 x(3) Y(3) \\ & + \tilde{\Psi}_{\frac{7}{2}}^4 x(3) Y(4) \end{aligned} \quad (4.4)$$

表IV-3 に状態の分類と非相対論的な場合との対応を示した。

表IV-3

Π	P_H	成分の数 (p_0 :even)	non-rela($E>0$)
$(-1)^J$	$(-1)^J$	8(4)	$^3P_1, ^3D_2, ^3F_3, \dots$
	$-(-1)^J$	8(4)	$^1S_0, ^1P_1, ^1D_2, \dots$
$-(-1)^J$	$(-1)^J$	8(2)	
	$-(-1)^J$	8(6)	$^3P_0, ^3S_1 + ^3D_1, \dots$

方程式(2.1)のかわりに

$$\begin{aligned} & \Psi_{\sigma}^{J\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) = \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0) \delta(\mathbf{p}_0) \delta_{\rho_1} \theta_{\sigma}^{(0)} \\ & + S^{\rho\lambda}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; E) \frac{-i}{(2\pi)^3} \int q^2 dq d\mathbf{q}_0 \\ & \times V_{\sigma\tau}^{J\lambda\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \mathbf{q}, \mathbf{q}_0) \Psi_{\tau}^{J\nu}(q, \mathbf{q}_0), \quad (4.5) \\ & (S^{\rho\lambda}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; E) = \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} S^+ & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S^- & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S^s & S^0 \\ 0 & 0 & S^0 & S^s \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

$$S^+ = \frac{1}{E(\mathbf{p}) - (E + \mathbf{p}_0) - i\epsilon} \frac{1}{E(\mathbf{p}) - (E - \mathbf{p}_0) - i\epsilon},$$

$$S^- = \frac{1}{E(\mathbf{p}) + (E + \mathbf{p}_0) - i\epsilon} \frac{1}{E(\mathbf{p}) + (E - \mathbf{p}_0) - i\epsilon},$$

$$S^s = \frac{1}{2}(S^+ + S^-),$$

$$\begin{aligned} S^0 = & -\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{E(\mathbf{p}) + (E + \mathbf{p}_0) - i\epsilon} \frac{1}{E(\mathbf{p}) + (E - \mathbf{p}_0) - i\epsilon} \right. \\ & \left. - \frac{1}{(E(\mathbf{p}) + E + \mathbf{p}_0 - i\epsilon)} \frac{1}{E(\mathbf{p}) - (E - \mathbf{p}_0) - i\epsilon} \right\}, \end{aligned}$$

方程式(2.12)のかわりに

$$\begin{aligned} x_{\mu}^{J\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = & U_{\mu\sigma}^{J\rho} x_{\sigma}^{J\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \theta_{\sigma}^{(0)} \\ & + \int dq d\mathbf{q}' X_{\mu\sigma}^{J\rho\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \mathbf{q}') x_{\sigma}^{J\nu}(\mathbf{q}, \mathbf{q}'), \quad (4.7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \theta_{\mu}^{J\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) = & \bar{V}_{\mu\sigma}^{J\rho} \theta_{\sigma}^{J\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \mathbf{p}, 0) \theta_{\sigma}^{(0)} \\ & + \int dq d\mathbf{q}' \bar{X}_{\mu\sigma}^{J\rho\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \mathbf{q}, \mathbf{q}') x_{\sigma}^{J\nu}(\mathbf{q}, \mathbf{q}'), \quad (4.8) \end{aligned}$$

$\theta_{\sigma}^{(0)}$ は自由のスピノル部分, $\bar{V}$ はポテンシャル V の主値の部分を表わし, 又添字の「上つき」は ρ -spin, 「下つき」は σ -spin の状態を区別し, λ, ν, τ については, 和を

取るものとする。

3° 変分の式が $S^{\sigma}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; E)$ が対角線的でないため, 多少複雑になる。例えば(3.13)は,

$$\begin{aligned} & \phi_{\rho}^{(V)\tau}(\mathbf{p}) \\ & \left\{ \begin{aligned} & \frac{(\theta_{\rho})^2}{\phi_{\rho}^{(1)\tau}(\mathbf{p}) - \phi_{\rho}^{(2)\tau}(\mathbf{p})} : \tau=1, 2 \\ & \frac{1}{2} \left[\frac{\{\phi_{\rho}^{(1)}(\mathbf{p}) + \phi_{\rho}^{(1)}(\mathbf{p})\}^2}{\phi_{\rho}^{(1)3}(\mathbf{p}) + \phi_{\rho}^{(1)}(\mathbf{p}) - \phi_{\rho}^{(2)3}(\mathbf{p}) - \phi_{\rho}^{(2)}(\mathbf{p})} \right. \\ & \quad \left. + (\pm) \frac{\{\phi_{\rho}^{(1)3}(\mathbf{p}) + \phi_{\rho}^{(1)4}(\mathbf{p})\}^2}{\phi_{\rho}^{(1)3}(\mathbf{p}) - \phi_{\rho}^{(1)4}(\mathbf{p}) - \phi_{\rho}^{(2)3}(\mathbf{p}) + \phi_{\rho}^{(2)4}(\mathbf{p})} \right] \\ & : \tau=3, 4 \end{aligned} \right. \quad (4.9) \end{aligned}$$

4° PS 結合においては中間状態に pair creation を含むことの効果はエネルギーと共に大きくなることが予想される。しかしながら比較的低いエネルギーに対しては, この効果は大きくない。

そこで我々は, この近似法の信頼度と数値的な精度をためす目的で実験室系での kinetic energy 270 MeV までの 3P_1 state に対して pair creation の影響を無視する近似のもとに計算を行う。この近似は我々の scheme では on shell で生き残る成分つまり $x(1)$ を含む p_0 の偶関数の振幅のみを残すことによってなされる。この時, 積分核は

$$\begin{aligned} X_{22}^{J11} = & \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{4E(\mathbf{p})E(\mathbf{q})} [(E(\mathbf{p})E(\mathbf{q}) - m^2) \\ & \times F^J - \frac{\mathbf{p}\mathbf{q}}{2J+1} (JF_{++} + (J+1)F_{--})] \quad (4.10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F^J = & \frac{1}{\pi} [F^J(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_+) R(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_+) (A-B) \\ & + F^J(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_-) R(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_-) (A+B)] \\ & \times \frac{1}{2(E(\mathbf{q}) - E)} \quad (4.11) \end{aligned}$$

$$A = \frac{1}{E(\mathbf{q}) - E + \mathbf{q}_- - i\epsilon}, \quad B = \frac{1}{E(\mathbf{q}) - E - \mathbf{q}_-}$$

X_{22}^{J11} : (4.11)において次のおきかえをした F^J を(4.10)に代入したもの。

$$\begin{aligned} & \bar{P}_J(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_+) R(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_+) \rightarrow \\ & P^J(\mathbf{p}, \mathbf{q}, E(\mathbf{q}) - E + \mathbf{q}_+) + P_J(\mathbf{p}, \mathbf{q}, E(\mathbf{q}) - E - \mathbf{q}_-) \\ & \bar{F}_J(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_-) R(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_-) \rightarrow \\ & F_J(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_+ + \mathbf{q}_-) + F_J(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}_- - \mathbf{q}_-) \end{aligned}$$

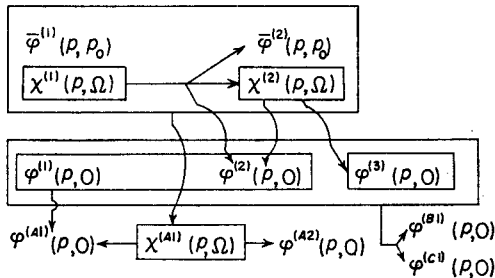
U_{22}^{J11} : $F_J = P_J(\mathbf{p}, \mathbf{p}, \mathbf{q}) R(\mathbf{p}, \mathbf{p}, \mathbf{q})$ として, (4.10)の右辺に代入したもの。

§ 5. 数値計算の方針

我々は, § 2 で variational iteration method を検討したが, これをそのまま遂行すると1回の iteration 毎

に4ヶのパラメーターを含む4重積分を行なわねばならず, その計算量は相当多くなる。従がって, この方法が実際的であるためには, 1次近似が既にかなり良い近似になっていなければならない。この計算量はまた, 積分の精度を保証するために必要な代表点の数にも強く依存する。我々の計算は, この種の計算の最初の case であるから, これらの問題点についての information を得ることも, 解を得ることと並んで重要な目標になる。そのために, 計算量を一定限度内におさえ, その範囲内で出来るだけ多くの information を得るようにすることが望ましい。

このような観点から, 我々は図V-1に示されるような諸量を計算することにした。但しはこの中の量は, そ



図V-1

のはこれから出ている矢先にある量を計算するのに使用されている量である。 $\phi^{(i)}, \bar{\phi}^{(i)}, x^{(i)} (i=1,2,3,)$ は夫々, 摂動展開の i 次の散乱振幅, その主値, 及び吸収部分である。 $\phi^{(41)}, \phi^{(B1)}, \phi^{(C1)}$ は我々の variational iteration method の第1次近似であり, 夫々方程式(3.13)(3.14)(3.15)で与えられる。 $\phi^{(42)}$ は $x^{(41)}$ を方程式(4.8)の右辺に代入して得られるものであって, $x^{(41)}$ によって決まる Ψ^{41} を方程式(4.5)の右辺に代入して得られる, $\Psi^{(42)}$ に対応するものである。

$\phi^{(42)}(p, 0), \phi^{(B1)}(p, 0), \phi^{(C1)}(p, 0)$ が我々の近似解であり, これらを相互に, また $\phi^{(41)}(p, 0)$ と比較することによって, 近似の良さについての information が得られる。又 $\phi^{(i)} (i=1,2,3)$ と比較することによって, 摂動展開に比して, どの程度良い近似になっているかを見ることが出来る。 $\phi^{(2)}(p, 0), \phi^{(41)}(p, 0)$ に向う矢が2本ずつあるが, これは $\phi^{(2)}(p, 0)$ を(4.8)及び(4.2)によって, また $\phi^{(41)}(p, 0)$ を(4.2)及び(4.9)によって計算することを意味する。これは数値積分の精度についての information を与える。

ここで, 数値積分上のいくつかの問題にふれておく。

§2で述べた様に, 我々の被積分関数は, 不連続なGapを持つ点及び $\log 0$ で無限大になる点を含むことがあり, 又積分領域が半無限になることがある。従がって我々は数値積分を行うに当って, 積分領域をこれらの特異点及び半無限の領域の下限として選ばれた点によって, いくつか分割する(図V-2)。こうして $\log 0$ の特異点は積分領域の端に来ることになるが, 数値積分の精度を良くするために次のような変数変換を行なった上で, Gauss の数値積分法を適用する(see Appendix II),

$$\int_0^1 f(x) \log x dx = \int_0^1 f(x) \log t \cdot t^2 dt, \quad x = t^3 \quad (5.1)$$

$$\int_{-1}^1 f(x) \log \frac{1+x}{1-x} dx = \int_{-1}^1 f(x) \log \frac{1+x}{1-x} \times \frac{6(t^2-1)^2}{\sqrt{(t^2-3)t^2+3}} dt, \quad (5.2)$$

$$x = t\sqrt{(t^2-3)t^2+3}$$

半無限の領域の積分は, 次の変数変換により有限区間の積分に変換した上で数値積分を行なう。

$$\int_A^\infty f(x) dx = \int_{-1}^1 f(x) \frac{2A}{(1-t)^2} dt, \quad x = \frac{2A}{1-t} \quad (5.3)$$

我々は半無限の領域の下限 A として, 相対運動量 q については, $\text{Max}(M, 4\hat{p}), q'$ については nucleon line の折れ曲がりの効果のあらわれる下限 ($=\sqrt{q^2 + (m+\mu)^2} + E$) を採用した。次節で述べる cut off は相対運動量積分で $A = \text{Max}(M, 4\hat{p})$ 以上の部分を捨てることを意味する。

又, 主値積分は次のように処理された。

$$P \int_{-1}^1 \frac{1}{x-A} f(x) dx = \int_{-1}^1 \frac{f(x) - f(A)}{x-A} dx + \log \left| \frac{1-A}{1+A} \right| \cdot f(A) \quad (5.4)$$

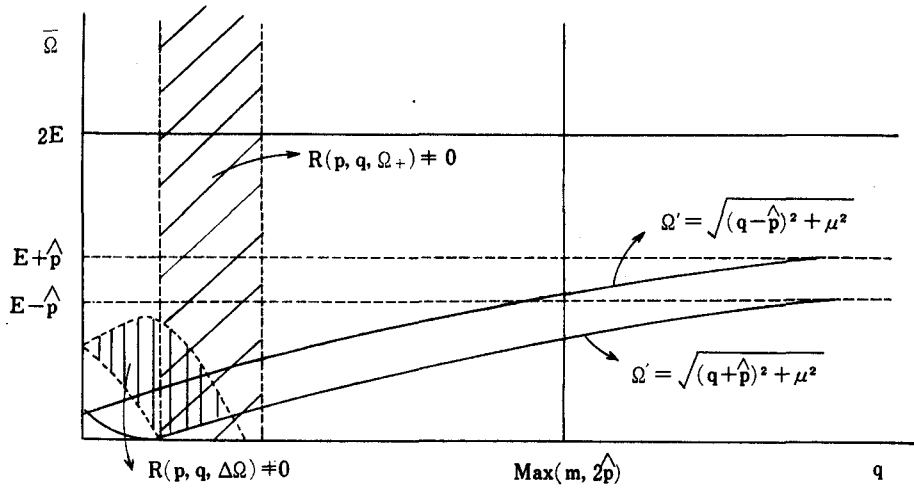
§6. 数値結果

この論文では, 3P_1 state について, 中間状態での核子対の効果捨てて計算した結果を報告する。これは, 我々の計算の第一歩として, 既に行なわれている3次元的な non-static OPEP による計算結果と比較出来る量を求めることが希望しいからである。

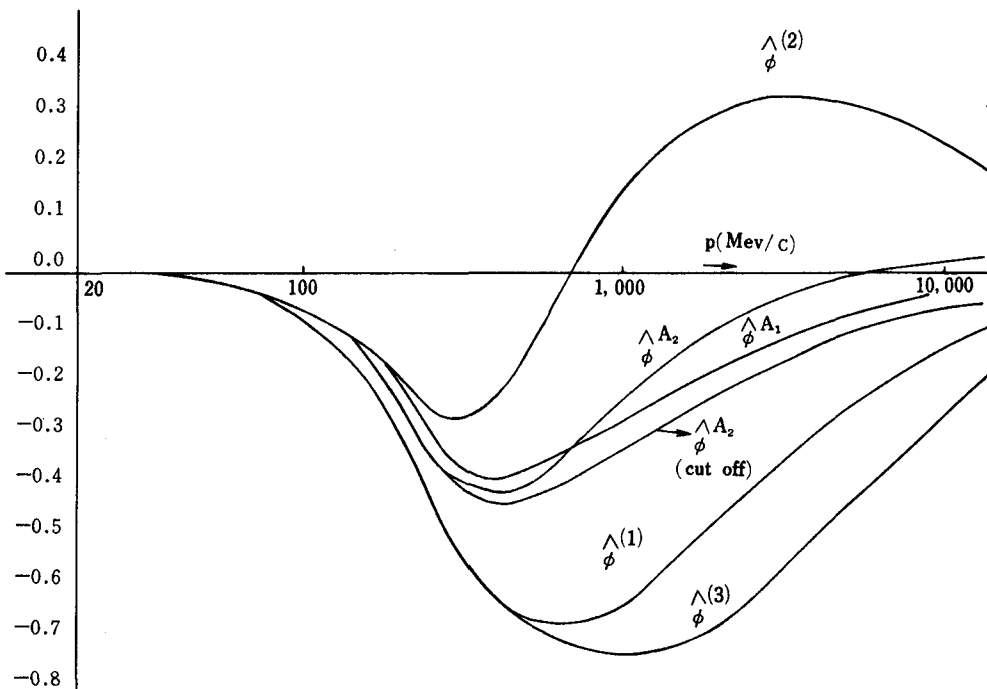
我々の得た $\phi(p, 0)$ の規格化を変えた $\hat{\phi}(p, 0) = \frac{\pi E}{2\hat{p}}$ $\hat{\phi}(p, 0)$ が表VI-1に示されている。 $\hat{\phi}^{42}$ と $\hat{\phi}^{B1}$ とは1%程度の差で一致している。この一致は out off をしても失われない。今の場合, $\hat{\phi}^{C1}$ は分子にも分母にも零点が含まれていて, とんでもない振舞いをする。 $\hat{\phi}^{42}$ と $\hat{\phi}^{41}$ の差は, phase shift を与える energy shell の上で~12%である。方程式(4.5)の iteration は今の場合振動するので真の値は $\hat{\phi}^{42}$ と $\hat{\phi}^{41}$ との間に $\hat{\phi}^{42}$ 寄りにある

と考えられる。相対運動量積分を M で cut off すれば、負の Born 項に対する正の補正項が小さくなり、答が負の方向に動くと考えられるが、その差は energy shell 上で数%と見られる (ϕ^{A2} と ϕ^{A2} cut off との差は energy

shell 上で2%程度)。これは short range ($\sim \frac{1}{M}$) の斥力は、今考えられているエネルギー範囲の P波には殆んど効かないことを示すのであろう。図VI-1に ϕ^{A2} , ϕ^{A2} cut off, ϕ^{A1} が3次までの摂動計算の結果と共に示されてい



図V-2 (定性的な領域図)



図VI-1

表VI-1 a

$p(\text{Mev}/c)$	$\phi^{(A1)}$	$\phi^{(A2)}$	$\phi^{(B1)}$	$\phi^{(C1)}$
12.24	-0.0008565	-0.001152	-0.001277	-0.001850
63.30	-0.02788	-0.03023	-0.02972	-0.04941
150.4	-0.1380	-0.1552	-0.1532	-0.2825
265.8	-0.3166	-0.3631	-0.3606	-1.412
310.4	-0.3623	-0.4128	-0.4112	9.105
399.3	-0.3899	-0.4357	-0.4360	0.2562
538.9	-0.3665	-0.3896	-0.3921	0.01589
672.4	-0.3376	-0.3380	-0.3419	0.0005238
787.8	-0.3111	-0.2989	-0.3036	0.00879
874.9	-0.2933	-0.2731	-0.2782	0.01976
926.0	-0.2844	-0.2593	-0.2646	0.02568
1008	-0.2774	-0.2389	-0.2444	0.03490
1400	-0.2298	-0.1654	-0.1708	0.06882
2843	-0.1262	-0.04848	-0.04949	0.1076
13510	-0.03396	0.02834	-0.03985	0.07969

表VI-1 b

$p(\text{Mev}/c)$	$\phi^{(A1)}$	$\phi^{(A2)}$	$\phi^{(B1)}$	$\phi^{(C1)}$
12.24	-0.001058	-0.001182	-0.001162	-0.001529
63.30	-0.02777	-0.03103	-0.03053	-0.04045
150.4	-0.1426	-0.1597	-0.1576	-0.2176
265.8	-0.3353	-0.3763	-0.3734	-0.6373
310.4	-0.3842	-0.4307	-0.4280	-0.9374
399.3	-0.4182	-0.4637	-0.4619	6.344
538.9	-0.4039	-0.4356	-0.4349	0.2052
672.4	-0.3818	-0.4020	-0.4018	0.06260
787.8	-0.3645	-0.3777	-0.3779	0.02941
874.9	-0.3527	-0.3621	-0.3625	0.01848
926.0	-0.3462	-0.3538	-0.3544	0.01454
1008	-0.3362	-0.3415	-0.3422	0.01029
1400	-0.2944	-0.2936	-0.2946	0.002864
2843	-0.1949	-0.1899	-0.1908	0.00006065
13510	-0.05261	-0.05017	-0.05051	0.00008745

る。図より見られるように摂動計算では大きく振動して、答の得られる見込みはない。

摂動計算を cut off をして行なった結果が図VI-2 に示されている。この場合は収束の見込がある。

3 次元的 non-static OPEP による計算と比較するために、我々の $\phi(p,0)$ に対応する Goto の量 $-\pi \frac{p}{p_0} f_i(p)$ $\infty - \frac{p}{p_0} F(\frac{p}{M})$ が図VI-3 に示されている。*)

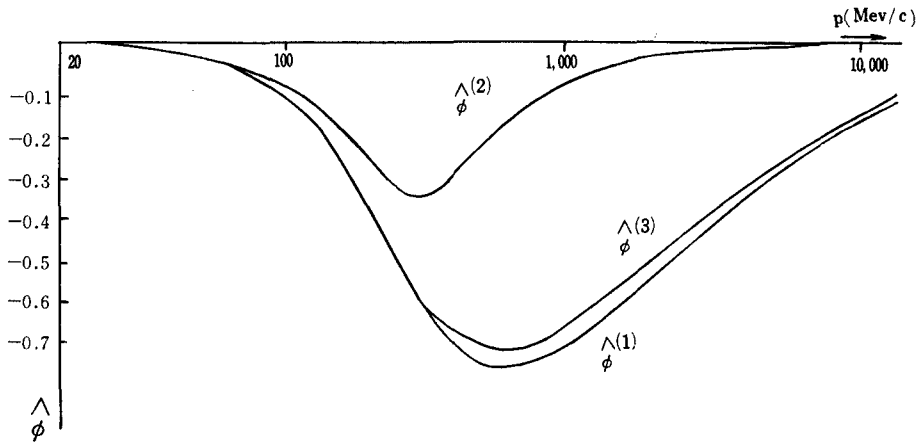
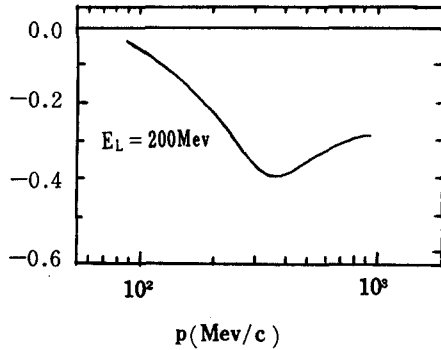
計算誤差の範囲内で我々の $\phi(p,0)$ と一致している。

このあたりのエネルギー領域では、nucleon line の折れ曲がり捨てた 4 次元的計算と 3 次元的 non-static な計算とは、ほぼ一致することがわかる。

我々の数値積分の精度を見るために、同一量 $\phi^{(2)}(p,0); \phi^{(A1)}(p,0)$ に対する 2 つの表式、即ち、

$$\phi^{(2)}(p,0) = \int \bar{X}(p,0;q,\Omega') x^{(1)}(q,\Omega') dq d\Omega'$$

*) J. Goto, Nucleon-Nucleon Scattering in momentum Space., Prog. Theor. Phys. 28(1962), 283 の Fig. 11 より読み取り書きなおしたもの。

図VI-2 $p=m$ でcut off した時の摂動解

図VI-3, J. Goto の散乱振幅

表 VI-2

$p(\text{MeV}/c)$	$\phi^{(2)}$		$\phi^{(A1)}$	
	Eq. (4.5)	Eq. (4.9)	Eq. (4.5)	Eq. (4.12)
12.24	0.0001537	0.0003419	-0.00086	-0.0010
63.30	0.01116	0.009276	-0.02788	-0.0264
150.4	0.05375	0.05575	-0.1380	-0.1356
265.7	0.1915	0.1931	-0.3166	-0.3173
310.4	0.2596	0.2674	-0.3623	-0.3623
399.3	0.4257	0.4164	-0.3899	-0.3896
538.9	0.5814	0.5922	-0.3665	-0.3660
672.4	0.6958	0.7016	-0.3376	-0.3358
787.8	0.8002	0.7654	-0.3111	-0.3123
874.9	0.8125	0.8000	-0.2933	-0.2964
926.0	0.8172	0.8161	-0.2844	-0.2878
1008	0.8216	0.8365	-0.2774	-0.2748
1400	0.8648	0.8741	-0.2298	-0.2249
2843	0.7052	0.7729	-0.1262	-0.1294
13513	0.1132	0.3392	-0.0340	-0.0255

$$= \int -\frac{2}{Q} x^{(2)}(p, Q) dQ$$

及び

$$\begin{aligned} \phi^{(A1)}(p, 0) &= \frac{\phi^{(1)}(p, 0)^2}{\phi^{(1)}(p, 0) - \phi^{(2)}(p, 0)} \\ &= \int -\frac{2}{Q} x^{(A1)}(p, Q) dQ \end{aligned}$$

に基いて数値計算を行なった結果が表VI-2に示されている。重要な部分の誤差は数%である。 $\phi^{(2)}(p, 0)$ の $p > M$ の部分の誤差が大きくなるが、この部分のphase shiftへの寄与は小さい。

Appendix 1

対数関数の主値積分

ここで我々が遭遇する積分は本質的に次のものである, $f(\alpha)$ は $\alpha=0$ で不連続である。

$$f(\alpha) = \int_{-1}^1 \frac{P}{x} \lg |x+\alpha| dx.$$

主値積分遂行前に α を 0 にすると明らかに, $f(0)=0$ となる。

他方, $0 < \alpha < 1$ の時, $f(\alpha)$ は次の如く変形される。

$$\begin{aligned} f(\alpha) &= \int_{-1}^1 \frac{P}{x} \log |x+\alpha| dx \\ &= \int_0^1 \frac{1}{x} \log \left| \frac{x+\alpha}{x-\alpha} \right| dx \\ &= \int_0^1 \frac{1}{y} \log \left| \frac{y+1}{y-1} \right| dy \\ &\quad + \int_{\alpha}^1 \frac{1}{y} \log \left| \frac{y+1}{y-1} \right| dy. \end{aligned}$$

従って,

$$\lim_{\alpha \rightarrow +0} f(\alpha) = 2 \int_0^1 \frac{1}{y} \log \left| \frac{y+1}{y-1} \right| dy = \frac{\pi^2}{2}.$$

又, 負の α に対しては $f(\alpha)$ が α の奇関数であるから

$$\lim_{\alpha \rightarrow -0} f(\alpha) = -\frac{\pi^2}{2}.$$

Appendix II

log 0 を含む関数の数値積分

関数値またはその微係数が無限大になる様な点を持つ関数の数値積分遂行に当り, 直接に Gauss の数値積分公式を使用しても, よい精度の結果は得られない。log 0 を含む関数は, そのような場合である。しかし, この場合には, 我々は次のような変数変換,

$$x = t^n$$

$$\int_0^a f(x) \log x dx = n^2 \int_0^{a^{1/n}} f(t) n \log t \cdot t^{n-1} dt.$$

を行なった後に Gauss 積分を行なうことにより, 高い

精度の結果を得うる。ここで, n は 1 より大きな適当な数である。

この変換により, 被積分関数とその微係数は有限になる($=0$)。

数値積分は, 被積分関数を多項式により近似する事である。多項式の次数は積分点の増加と共に増加する。故に n を大きくすると積分点が急増する。この論文では, 適当な n として, $n=3$ を採用した。

例として, 積分領域の片端に log 0 の特異点を持つ関数(A)と, 両端にそれを持つ関数(B)とについて各々解析的に解を得うるものを選んで数値積分を実行した。

$$(A) \quad \int_0^1 \log x dx = -1$$

$$(B) \quad \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1}{x} \log \frac{1+x}{1-x} dx = \frac{\pi^2}{4} (=2.467401100)$$

各々変数変換により次の様になる。

$$(A)' \quad x = \frac{1}{8}(1+t)^3$$

$$\int_0^1 \log x dx = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \log \frac{(1+t)^3}{8} \cdot \frac{3}{4}(1+t)^2 dt$$

$$(B)' \quad x = t\sqrt{(t^2-3)t^2+3}$$

$$((x+1)(x-1)) = (t+1)^3(t-1)^3$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1}{x} \log \frac{1+x}{1-x} dx &= \int_{-1}^1 \log \frac{1+t\sqrt{(t^2-3)t^2+3}}{1-t\sqrt{(t^2-3)t^2+3}} \\ &\quad \times \frac{3(t^2-1)^2}{t\{(t^2-3)t^2+3\}} dt \end{aligned}$$

表A II. 1, AII.2 にそれぞれ(A'), (B')両式の両辺に Gauss の数値積分公式を適用した結果及び相対誤差が示されている。いずれの場合も変数変換を行なう事により, 精度は非常に高くなる事がわかる。

ここで取り扱われたような被積分関数に, Gauss の数値積分公式を直接適用すると積分点の数を増やしても, さほど精度は上がらない。

表 AII-1 $-\int_0^1 \log x dx = +1$ に Gauss の数値積分公式を適用した結果及びその相対誤差

N	変数変換前		変数変換後	
	結 果	相対誤差	結 果	相対誤差
4	0.9685368	0.314E-1	0.9995734	0.427E-3
6	0.9849930	0.150E-1	0.9999592	0.408E-4
8	0.9912392	0.876E-2	0.9999916	0.84 E-5
10	0.9942639	0.574E-2	0.9999977	0.23 E-5

表 AII-2 $\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1}{x} \log \frac{1+x}{1-x} dx = \frac{\pi^2}{4} (=2.4674011)$ に Gauss の数値積分公式を適用した結果及び相対誤差。

N	変数変換前		変数変換後	
	結果	相対誤差	結果	相対誤差
4	2.406746	0.246E-1	2.444857	0.914E-2
6	2.487932	0.119E-1	2.465068	0.945E-3
8	2.450062	0.703E-2	2.467102	0.121E-3
10	2.455373	0.487E-2	2.467319	0.334E-4
16	2.462773	0.188E-2	2.467396	0.200E-5

Nは積分の代表点の数, または $E-\alpha$ は $10^{-\alpha}$ を意味する。

Appendix III

ここでは我々の得た波動関数の吸収部分 $x^j(p, p_0)$ に対する「相対エネルギー」依存性について、重心系での

運動量 150.4, 310.4, 399.3, 2843 MeV/c について各々図AIII.1, AIII.2, AIII.3, AIII.4 に示した。これらは我々の計算した15点の中, 典型的な4点を取り出したものである。

図 AIII-1

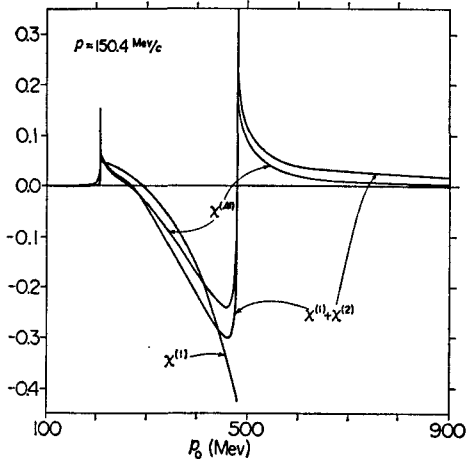


図 AIII-2

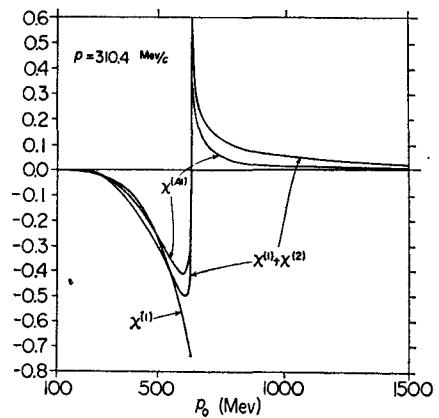


図 AIII-3

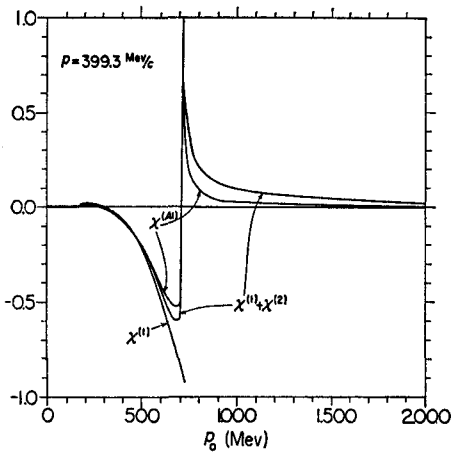
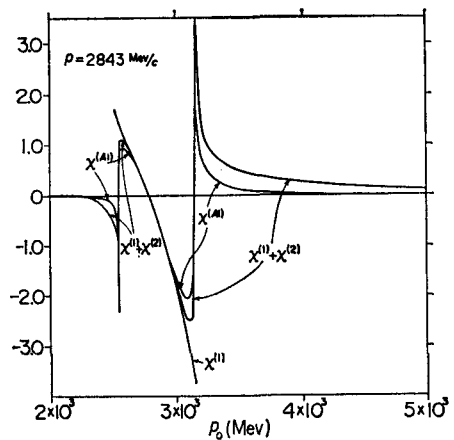


図 AIII-4



§ 2 に述べたように $x^J(p, p_0)$ は $\log$ 発散を $p_0 = \omega(p \pm \hat{p})$ の線上に持つ。しかし, $p = \hat{p}$ の場合には低い方の点の特異性はあらわれない。

$$p_0 = \omega(\hat{p} - \hat{p}) = \mu,$$

これは図 AIII.2 により明らかである。

この特異点が消える事は, 方程式

$$U(\hat{p}, \mu) = U(\hat{p}, \mu) + \int \hat{p} dq \int dQ' X(\hat{p}, \mu; q, Q') x(q, Q'),$$

において, 積分核 $X(\hat{p}, \mu; q, Q')$ がエネルギー分母 $1/(E(q) - E)$ を含んでいるにもかかわらず q に関して $q = \hat{p}$ で連続である事による。この事情は ps -結合では, 両方の核子が共に負エネルギーにある場合を除いて, 全ての振幅について保たれる。

文 献

- 1) Prog. Theor. Phys. Suppl. (核力グループで準備中のもの)
- 2) Y. Nambu, Prog. Theor. Phys. **5**(1950), 614
E.E. Salpeter and H.A. Bethe, Phys. Rev. **84**(1951), 1231
- 3) M. Levine, Tjon and J. Wright, Phys. Rev. Letters. **18**(1966), 962
N. Kemmer and A. Salam, Proc. Roy. Soc. (London) **A230**(1955), 266
R. Blankenbecler and R. Sugar, Phys. Rev. **124**(1966), 1051
- 4) J. Iwadare, S. Otsuki, R. Tamagaki and W. Watari, Prog. Theor. Phys. Supple. No.3(1956), 32
J. Goto and S. Machida, Prog. Theor. Phys. **25**(1961), 113
J. Goto, Prog. Theor. Phys. **28**(1962), 283
M. Wada, 素研 **33**(1966), C20
- 5) G.C. Wick, Phys. Rev. **96**(1954), 1124
H. Ito, 素研 **28**(1964), 522
- 6) J. Schwinger, Phys. Rev. **72**(1947), 742A
C. Schwartz and C. Zemach, Phys. Rev. **141**(1966), 1454
J.M. Blatt and J. D. Jackson, Phys. Rev. **76**(1949), 21
- 7) C. Schwartz and C. Zemach, Phys. Rev. **141**(1966), 1454

§ 附 記

我々は現在, 東大の大型電子計算機により 270,100, 50MeV. lab. kinetic energy の点についての計算を進めており, 結果は, Progress of Theoretical Physics. に報告する予定である。

なお, 我々のプログラム作製の費用の一部は, 昭和41年度毎日学術奨励金によった事を報告し, 感謝します。

本稿は, 素粒子論研究 **34** (1966) 24 に発表したものである。頁数等の関係で割愛した部分及び素研発表の数値計算の結果については次を参照していただきたい。

H. ITO, M. MIZOUCHI, T. MUROTA, T. NAKANO, M. NODA, and F. TANAKA, Prog. Theor. Phys. **37** (1967), 372.

また 1S_0 状態についての結果は, 近く Prog. Theor. Phys. に投稿の予定である。

高調波($n_i \lambda_{g0}/2$)空洞共振器型フィルタのミリ波帯(K-band)における誘導性反射素子値の検討と試作実験

野 口 泰 正

Discussions of Shunt- Inductive Reflecting Elements and a Laboratory Test of Harmonic Resonator Filters at Millimeterwaves (K-band).

Yasumasa NOGUCHI

抄 録

本論文は、さきに石井*によって提案された導波管を分布定数リアクタンス素子とする TE_{10} 共振モード $n_i \lambda_{g0}/2$ (n_i =整数)空洞共振器を用いた、Band Pass Filterのミリ波帯における、誘導性反射素子値の検討と、狭帯域インバータ結合形フィルタの試作実験の報告である。

誘導性反射素子値の検討の結果、狭帯域インバータ結合形フィルタを構成する場合と、直接結合形フィルタを構成する場合とにおいて、その誘導性反射素子値を実用的な程度に取った場合、フィルタの全長は、直接結合形の方が狭帯域インバータ結合形に比して、非常に長くなり、このような場合、狭帯域インバータ結合形フィルタの方が、実用上、遙かに有利であることが明白となった。

また、試作実験の結果、フィルタの伝波特性は、理論値とよく一致し、この設計理論がミリ波帯域においても有効であり、設計公式に間違いのないことが確認された。

1. 序 言

狭帯域フィルタとしては、伝送線または空洞共振器を用いたものが種々提案されている。たとえば、Cohn⁽¹⁾, Riblet,⁽²⁾⁽³⁾ Mumford⁽⁴⁾ などによって報告された $1/2$ 波長空洞共振器を用いた直接結合形、狭帯域インバータ ($1/4$ 波長結合器) 結合形はよく知られている。中心周波数が低い場合 (大体5 GHz以下) は、当然フィルタの全長を短縮する必要がある、これらのように $1/2$ 波長または $1/4$ 波長共振器を直列枝サセプタンス、並列枝リアクタンス、分布結合回路などで縦続形に粗結合させて構

成することになる。このようなフィルタにおいて、中心周波数 f_0 を高く (大体 10GHz 以上) 選ぶにしたがい、共振波長が極めて短くなるので、帯域比 Δ/ω_0 が極めて小さい狭帯域 Band Pass Filter を実現するためには、当然導波管フィルタの反射素子 (たとえば、窓や棒など) のサセプタンス値が過大となり、実現することが困難な場合が生ずる。そこで $n_i/2$ 波長または $m_i/4$ 波長共振器 (n_i, m_i =整数) を用いることにすれば上記の難点は解決する。しかしながら、このようにすればスプリアス通過域が大体 f_0/n_i または f_0/m_i 毎に等間隔に発生する。もし各共振器の n_i または m_i を互に素数に選べば、スプリアスは f_0 の整数倍の周波数の近傍に発生するにすぎず、したがって、これは $1/2$ 波長または $1/4$ 波長共振器の場合と同じである。結局スプリアスを増大することなく、素子値の実現を容易ならしめることができるわけで、さきの石井の報告はこの様な方法で設計する場合の公式を示している。

図1および図2は公式に基づいて帯域比 Δ/ω_0 と n_i の関係を図示したもので、 n_i を大にするにしたがってサセプタンス値が小になることが解る。

以下には中心周波数 $f_0=35\text{GHz}$ 、通過帯域幅 $\Delta f=100\text{MHz}$ に対する Maximally flat 特性の狭帯域インバータ結合形と直接結合形 Band Pass Filter につき、誘導性反射素子値を検討し、実用的なサセプタンス値に対しては、直接結合形に比して狭帯域インバータ結合形の方がフィルタ全長の短縮には有効であることを示し、次に狭帯域インバータ結合形 Band Pass Filter の試作実験を行った結果を述べている。

2. 設計方法

設計理論の詳細は、別に発表されているので、⁽⁵⁾⁽⁶⁾こ

* 近畿大学理工学部電子工学科教授

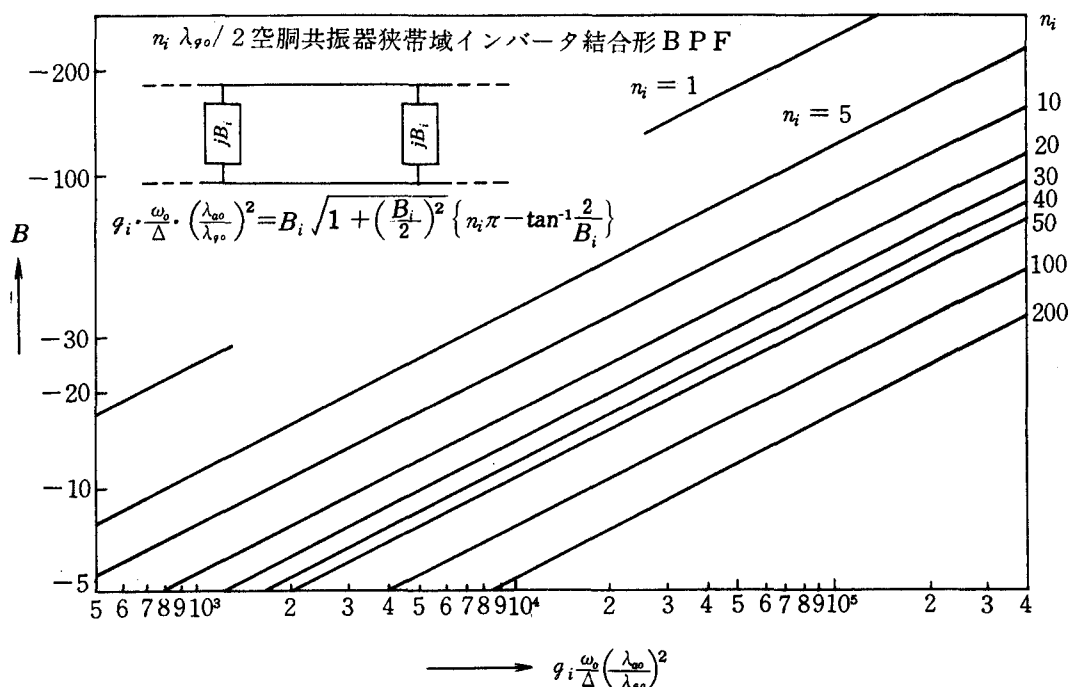


図1 並路誘導性サセプタンスで構成された*i*番目 n_i 調波空胴共振器の基準化サセプタンス設計図表

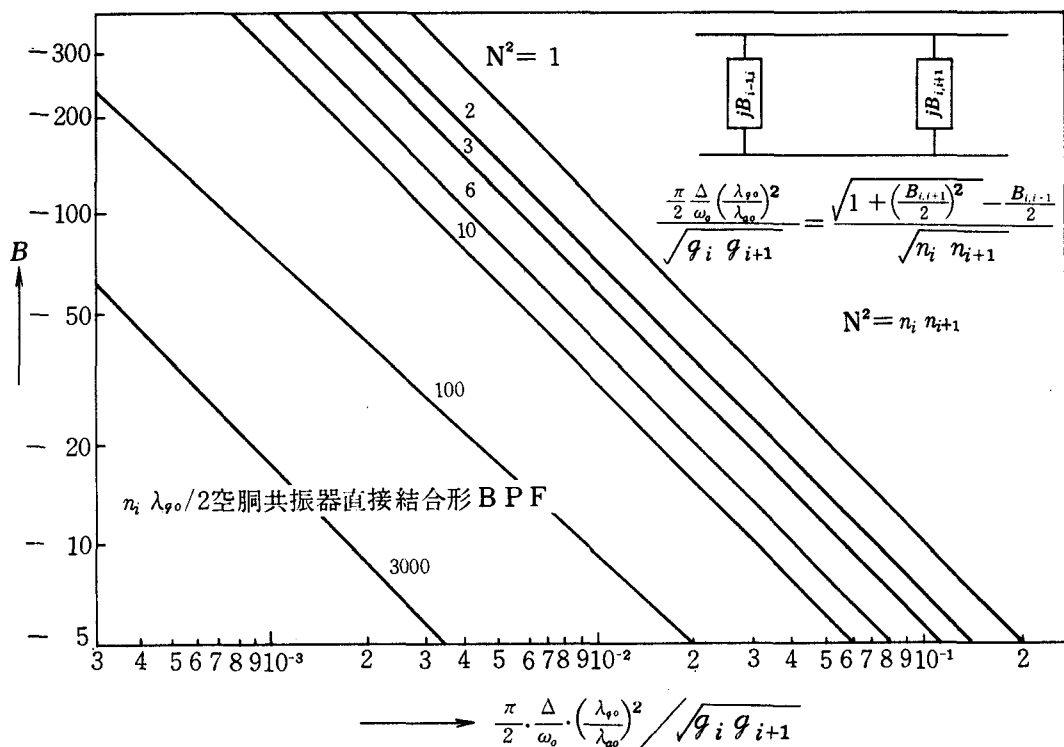


図2 並路誘導性サセプタンスで構成された*i*および*i+1*番目の空胴共振器の基準化サセプタンス設計図表

こにはその設計公式を記述し、後記の設計方法の基礎を明らかにするとどめる。

設計は次のような手順で行う。まず、既知の基準 Low Pass Filter を基礎とし、所望の特性が得られるように、基準 Low Pass Filter の素子値 g_i を決定する。その公式が表 1-(a),(b) および表 2 に示されている。次に、これを基にして設計された TEM 共振線フィルタを基準フィルタとみなすと、狭帯域インバータ結合形、直接結合形の各フィルタの設計公式は表 3、表 4 となる。

また、導波管フィルタを構成するための反射素子には誘導性窓や、誘導性丸棒などがあるが、ここでは、図 3 のような中心に対して対称な薄い誘導性窓を用いた。この場合のサセプタンス値 B と、窓の開き幅 d との関係は参考までに図示した。

3. 設計および誘導性反射素子値の検討

図 1 と図 2 の比較から並路誘導性サセプタンス値は d/ω_0 が一定の場合、直接結合形の方が狭帯域インバータ結合形より 10 倍以上大きい。K-band 程度では工作精度の関係上、過大なサセプタンス値の実現は困難であったのでフィルタの設計仕様を次のように決定し、誘導性反射素子値の検討を行った。

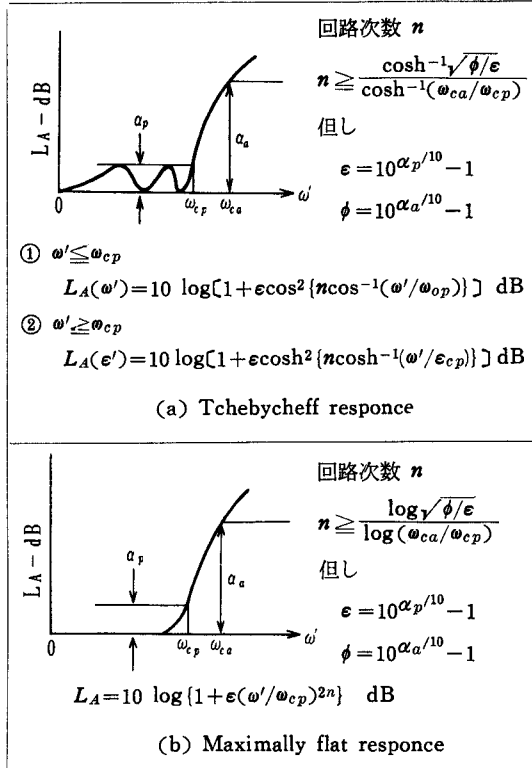


表 1 無極水平近似

〔設計仕様〕

- (1) 通過域で Maximally flat 特性を持つ Band Pass Filter.
- (2) 中心周波数 $f_0=35\text{GHz}$ 、遮断周波数 $f_{-1}=34.95\text{GHz}$ 、 $f_1=35.05\text{GHz}$ の通過帯域幅 $\Delta f=100\text{MHz}$.
- (3) 通過域内最大減衰量 $\alpha_p=1\text{dB}$ 、 $f_0\pm 90.3\text{MHz}$ で 10dB 以上の減衰量を有すること。

(2), (3) より基準 Low Pass Filter の次数 $=3$ とすればよく、上述の数値を表 2 の Maximally flat 特性に関する式に代入すれば、基準 Low Pass Filter の素子値 g_i は図 4 のようになる。

狭帯域インバータ結合形 Band Pass Filter の場合、 $n_1=n_3=12$ 、 $n_2=25$ とし、インバータは $m_i=7$ とした。その結果、 $B_1=B_3=2.432$ 、 $B_2=2.357$ 、 $\theta_1=\theta_3=37.01\text{rad}$ 、 $\theta_2=77.84\text{rad}$ 、 $\theta_{12}=\theta_{23}=10.31\text{rad}$ 、 $d_1=d_3=3.0192\text{mm}$ 、 $d_2=3.0539\text{mm}$ 、 $\ell_1=\ell_3=63.328\text{mm}$ 、 $\ell_2=133.18\text{mm}$ 、 $\ell_{12}=\ell_{23}=17.633\text{mm}$ 、全長 $=295.102\text{mm}$ のフィルタになり、その構造は図 5 のようになった。また、直接結合形の場合、誘導性窓の開き幅 d を狭帯域インバータ結合形の場合と同程度になるように、つまりサセプタンス値を制限して計算を試みた。この理由

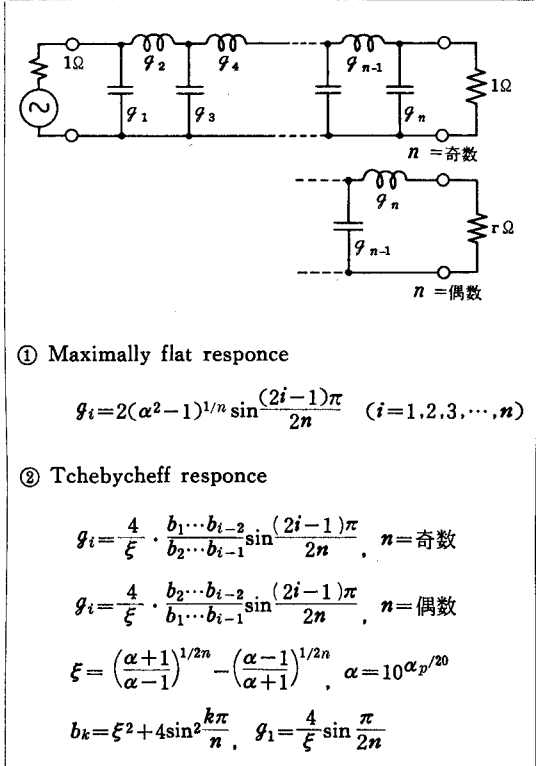


表 2 基準 Low Pass Filter の素子値

は前述の通りである。その結果、 $n_1=n_3=9$ 、 $n_2=202$ とすればよく、この場合、 $B_{01}=B_{34}=2.8394$ 、 $B_{12}=B_{23}=2.66$ 、 $\theta_1=\theta_3=27.552\text{ rad.}$ 、 $\theta_2=633.85\text{ rad.}$ で、 $d_{01}=d_{34}=2.851\text{ mm}$ 、 $d_{12}=d_{23}=2.922\text{ mm}$ 、 $\ell_1=\ell_3=47.14\text{ mm}$ 、 $\ell_2=1084.5\text{ mm}$ で、全長=1178.78mm、の非常に長いフィルタになってしまった。このフィルタの構造は図6のようになる。

以上のように、同程度の誘導性反射素子値でフィルタを構成する場合は、直接結合形より、狭帯域インバータ結合形の方が遙かにコンパクトに実現し得ることがわかった。

また、今回試作したフィルタは前述の理由により、狭帯域インバータ結合形 Band Pass Filter に決定した。その構造は図5に示されている。

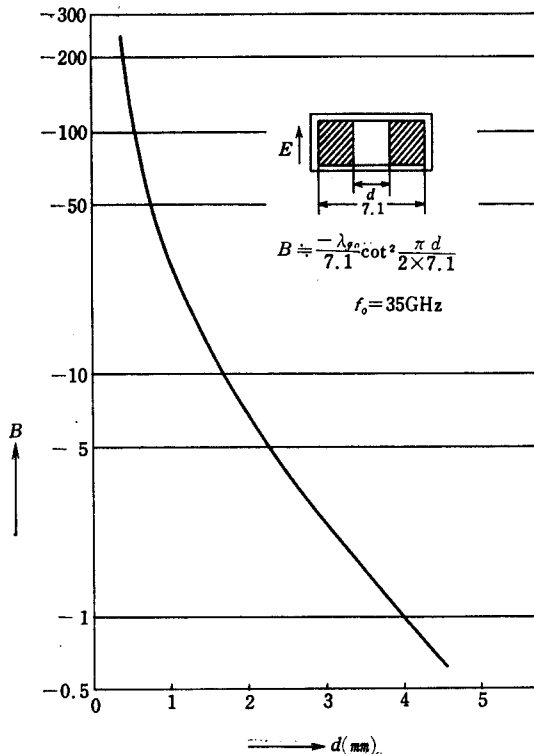
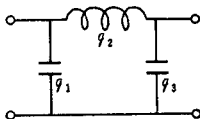


図3 誘導性窓の正規化サセプタンス曲線



g_1, g_3	0.63734 (F)
g_2	1.27468 (H)

図4 基準LPFの素子値

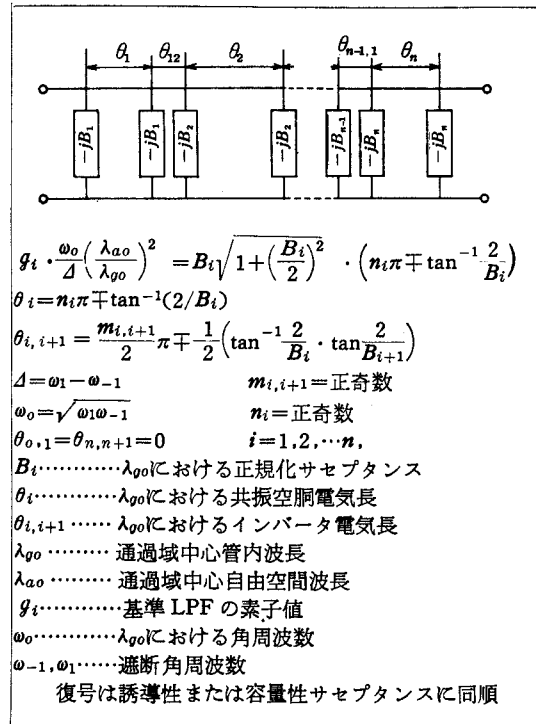


表3 $n_i\lambda_{g0}/2$ 空洞共振器狭帯域インバータ結合形 BPF の設計公式

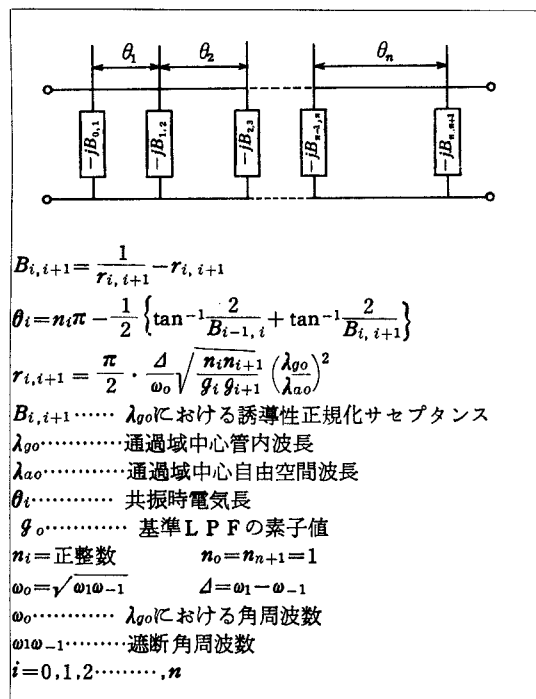


表4 $n_i\lambda_{g0}/2$ 空洞共振器直接結合形 BPF の設計公式

4. 測 定

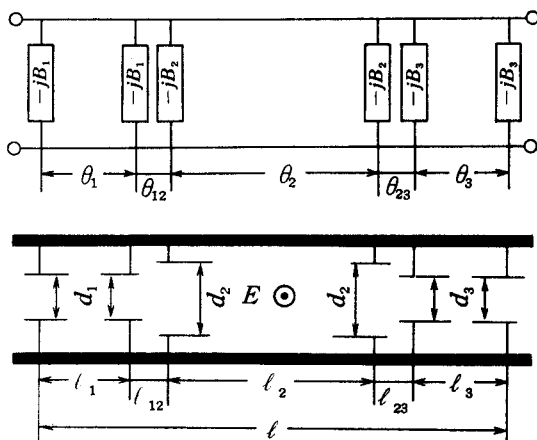
濾波特性の測定は、図7のブロック・ダイアグラムでワン・ポイント法により行った。

測定の結果は、図8に示されている。実線が理論値で、点が測定値である。この時の通過域内 VSWR の測

定結果は、図9に示してある。なお、試作フィルタの外観は、写真1.2 のようである。

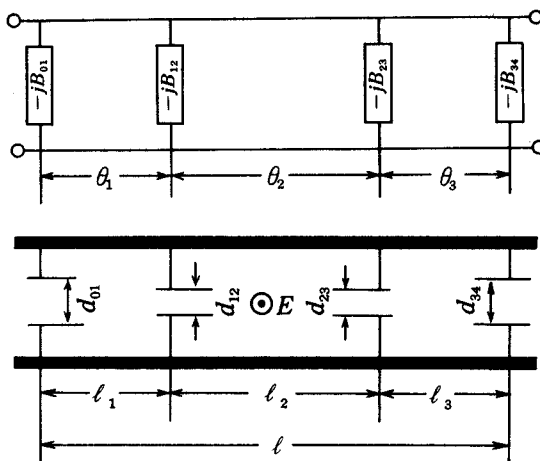
5. 検討および結言

誘導性反射素子値が、同程度のフィルタを構成した場合、狭帯域インバータ結合形の方が、直接結合形より全



$$\begin{aligned}
 B_1 &= B_3 = 2.432, & B_2 &= 2.357 \\
 \theta_1 &= \theta_3 = 37.01 \text{ rad} & \theta_2 &= 77.84 \text{ rad} \\
 \theta_{12} &= \theta_{23} = 10.37 \text{ rad} \\
 d_1 &= d_3 = 3.0192 \text{ mm} & d_2 &= 3.0539 \text{ mm} \\
 \ell_1 &= \ell_3 = 63.328 \text{ mm} & \ell_2 &= 133.18 \text{ mm} \\
 \ell_{12} &= \ell_{23} = 17.633 \text{ mm} \\
 \ell &= 295.102 \text{ mm}
 \end{aligned}$$

図5 $n_i \lambda g_o/2$ 空洞共振器狭帯域インバータ結合形 Band Pass Filter



$$\begin{aligned}
 B_{01} &= B_{34} = 2.8394, & B_{12} &= B_{23} = 2.66 \\
 \theta_1 &= \theta_3 = 27.552 \text{ rad} & \theta_2 &= 633.85 \text{ rad} \\
 d_{01} &= d_{34} = 2.851 \text{ mm} & d_{12} &= d_{23} = 2.922 \text{ mm} \\
 \ell_1 &= \ell_3 = 47.14 \text{ mm} & \ell_2 &= 1084.5 \text{ mm} \\
 \ell &= 1178.78 \text{ mm}
 \end{aligned}$$

図6 $n_i \lambda g_o/2$ 空洞共振器直接結合形 Band Pass Filter

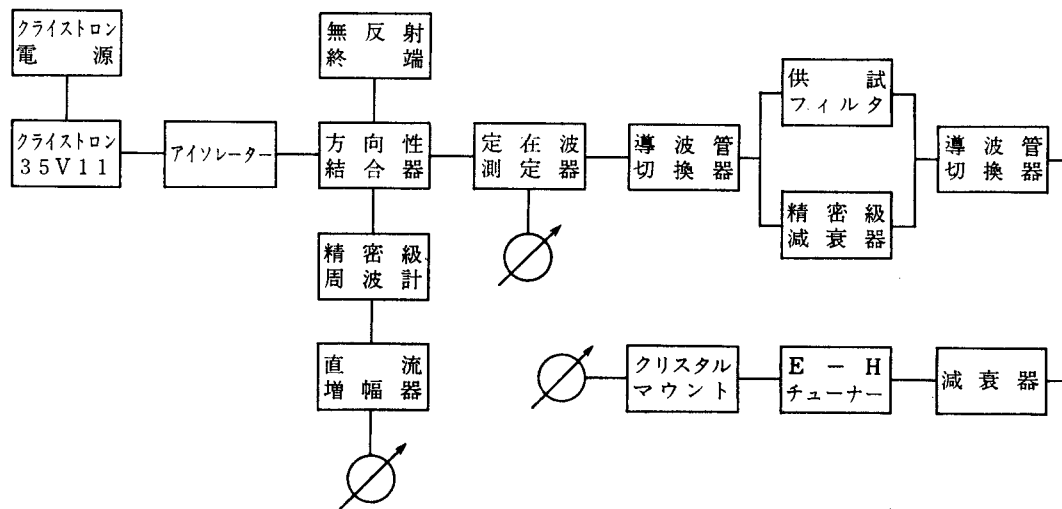


図7 測定回路のブロックダイアグラム

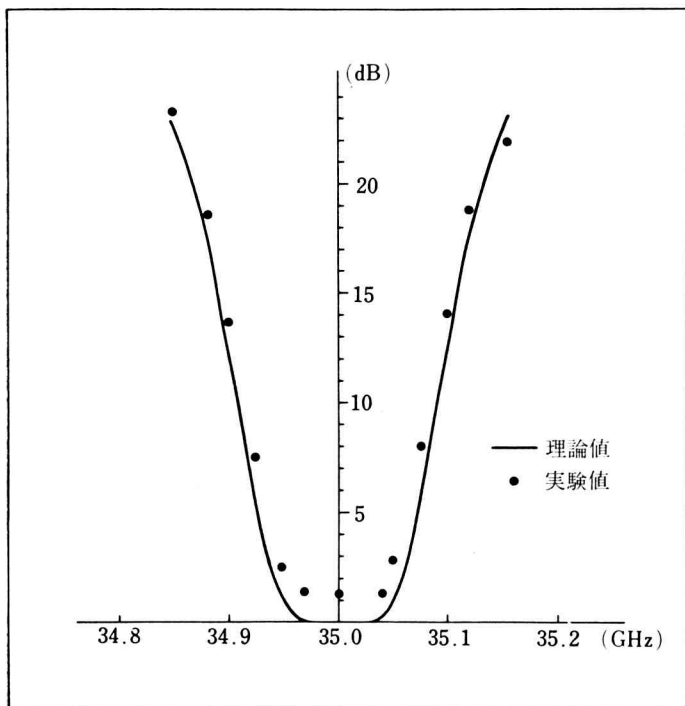


図8 試作 Band Pass Filter の挿入特性

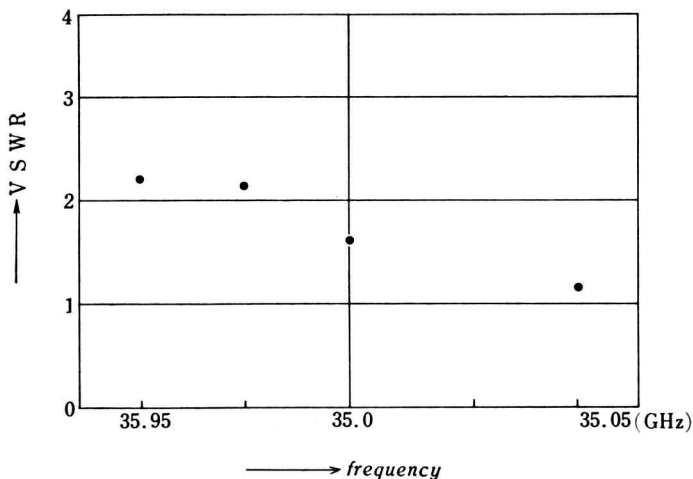


図9 通過域の VSWR 測定結果

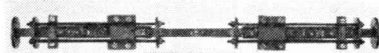


写真1. 試作した高調波空洞共振器狭帯域インパクタ結合形Band Pass Filterの上面

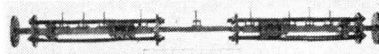


写真2. 試作した高調波空洞共振器狭帯域インパクタ結合形Band Pass Filterの側面

長を短く出来ることは、既述の通りである。

また、試作フィルタの特性はワン・ポイント法で測定したので、調整および測定には長時間を要した。測定結果は、理論値とよく一致しているが、通過域内減衰量 1.4dB は導波管に誘導性窓を接合している部分の影響が大きいと思われる。この部分の精度をもう少し上げることにより通過域内減衰量 1dB は実現可能と思われる。

この試作フィルタは、特に高精度の工作技術で製作したのではないが、理論値とよく一致し、良好な挿入特性が得られた。この事実から推察して、この設計方法は、この帯域以上の、ミリ波、サブ・ミリ波帯域においてより有効に利用されるものであると思われる。

謝辞 終りに、日頃ご指導いただいている、近畿大学理工学部電子工学科長石井順也教授、ならびに、本実験に多大の協力をいただいた、同研究室の藤本英昭氏に感謝いたします。

文 献

1. Cohn S.B., "Direct-Coupled Resonator Filters," Proc. I.R.E., Vol. 45, (February, 1957)
2. Riblet H.J., "A Unified Discussion of High-Q Waveguide Filter Design Theory", I.R.E. Trans. MTT-6, (October, 1958)
3. Riblet H.J., "Synthesis of Narrow Band Direct Coupled Filters", Proc. I.R.E. Vol. 40, (October, 1952)
4. Mumford W.W., "Maximally Flat Filters in Waveguide", B.S.T.J., Vol. 27, (October, 1948)
5. 石井順也, "マイクロ波・ミリ波用狭帯域フィルタの設計公式(導波管の場合)" 信学会回路網研究会資料CT Monograph No. 74-4
6. J. Ishii and H. Ozaki, "Design Formulas of Harmonic Resonator Filters", ICMCI, Tokyo, Sept., 1964.
7. 石井順也, 藤本英昭, "高調波空洞共振器フィルタの試作実験", 信学会回路網理論研究会資料 CT Monograph No. 92-1.
8. 小口文一, "マイクロ波およびミリ波回路"
9. 熊谷信昭, 板倉清保, "超高周波回路"

中世村落の形成と動向

——大和龍口を中心とする——

朝倉弘

Form and trend of the village community
in the middle age of Japan

—especially Yamato Riuguti—

Hiroshi ASAKURA

本稿は大和龍口（奈良県宇陀郡室生村）の村落結合の形成とその動向について、中世を通じて考察しようとするものである。
この場合、中世前期、後期について、次のごとく視角から考えてみようとするものである。

中世村落の形成を領主制との関連において把握しようとする視角が、黒田俊雄、島田次郎両氏らによってすすめられてきた。この視角はいはば縦の関係——階級関係——において中世村落の形成を考察しようとするものである。縦の関係において中世村落の形成を考察する視角の必要であり、それが基軸とならねばならぬことは勿論であるが、村落結合が本質的には地縁的性格をもった、農民の組織であることを考えるとき、縦の関係のほかに横の関係からの視角も必要なのではないか、というのが中世前期の村落結合形成に関するねらいである。

黒田氏の労作「村落共同体の中世的特質」（『封建社会と共同体』所収）なる論文においては、その冒頭に、玉井・石垣両庄・井手寺三者の用水・堺畠・山林をめぐる対立抗争、小犬丸保民と布施郷民との山林、畠地をめぐる争論が史実として紹介されている。こうした周辺庄園・村落などとの関係における問題を、仮に横の関係と考えている。

つぎに、中世後期の場合には、村落住民の底辺をなす小経営農民、農奴的、隷属的農民の立場に立つて村落結合の動き——とくにその政治的、社会的機能の動向を明らかにしてみたい。そうしたなかで、諸身分のおかれている歴史的立場をも考察し、階級関係を明確にする一助としたい。

大和龍口の歴史的条件

大和龍口（南龍口）について考える場合、地域的に同村の大部分を占める、今日七〇〇町歩に及ぶといわれている、龍口山の存在を無視するわけにはいかな

い。さらに、同山をめぐる、大和龍口の帰属——もと伊賀領であったか、大和領であったか——の問題がある。この問題については、すでに別個に考察を行なった『大和龍口と百地氏について』（『大和史学』二の二）ので、当面必要な限りを略述して、中世を通じて（さらには近世にいたるも）大和龍口が、龍口山をめぐる、伊賀龍口（北龍口）との間にも続けた歴史的條件を明らかにしておきたい。

大和龍口は、地理的には、同村龍口山に源をもつ龍口川上流に開発された村落

が、同寺が大和側から国境を越えて伊賀に進出しようとしていた関係で、いづれ大和領に編入された。

これに対して北龍口は東大寺領黒田新庄下に留るなかで、同寺が伊賀黒田庄を中心支配圏の拡大につとめていた関係で伊賀領として存続したものと考えられる。

「龍口」は中山によって南北に地理的に分化しているが、北龍口は今日三重県、南龍口は奈良県となっている。

この「龍口」の南北への分化は、その後龍口山の、時代のくだるとともに緊要度を増す農民の利益をめぐって、次第に両村間の対立を形成せしめるものであったと推測されるものである。この点、分化以後の「龍口」、とくに大和龍口の歴史的地位を基本的に制約するものであったとみなしえよう。

山論の形成に関して

前項で略述した、龍口山をめぐるの、大和龍口の歴史的条件と関連することとして、当面、南北両龍口間の龍口山の農民の利益をめぐる対立抗争、すなわち山論について考えてみる必要がある。

そのうち、はじめに龍口山の中世における農民の利益について多少の推測を行なっておきたい。

もっとも、関係史料は皆無にひとしいのであるが、近世末期、文久二（一八六二）年の南北両龍口の龍口山における立会山に関する一札には、「右両村立会山之義、文禄度より折々論所に相成云々」と記されている（『名張市史』三三〇頁）

この一文は、文禄以前↓中世においても龍口山には両村の立会山が設定されていたことを示すものであり、そのような形で農民の利益を推測しうる。その内容は、文久二年の時点では、「立会山之内割木柴芽草刈致し、牛馬人之肩にて持出之義は両村とも勝手次第之事」、「立会山内にて堅炭白炭鍛冶炭焼並松煙焚両村とも堅く相成不申云々」というものである。木炭生産は立会山内では禁ぜられていたので、専ら割木柴草の採取に限定されるものであった。この点、中世においても同様であったのではないかと思う。

木炭生産に関しては、大和龍口についての場合、これまた近世前期の、中世大和の在地武士に関する史料である和州国民郷土記がある。同記は大和龍口に關しては、「百地丹波・百地左衛門・下角久内」のほか、同記としては特殊な存在であるが、「炭釜アリ」と記している。同記はその信憑性において問題のあるもの

であるが、百地氏、下角氏の在地していたことは他史料（後掲の棟札など）より確認しうる。「炭釜」↓木炭生産の行なわれていたことも、おそらく疑いないものと思う。この「炭釜」の記載自体、中世において大和龍口では木炭生産が自家消費を越えて商品生産の段階にまで発達していたものであることを裏書するものと考ええる。

明治以降においては、大和龍口の主たる産業は木炭生産であり、米作は第二位となっていたといわれている。このことから一応、中世における大和龍口の木炭生産はかなりの比重をもっていただろうことを推測せしめる。この「炭釜」の経営は龍口山（おそらく前記立会山以外）で行なわれたものである。

以上は中世における龍口山の農民の利益について、近世史料から推測したものであるが、右のうち木炭生産をどの時期まで遡らせるかはわからないが、鎌倉末期以降については考えうると思う。

右の農民の利益において、立会山の運営については南北両龍口の村落結合間に、「炭釜」の経営については大和龍口の村落結合によって、それぞれ一定の規制が設定されていたものとみて差支えないであろう。

大和龍口は地理的には畿内にぞくするとはいえず、伊和国境に位置する奥深い山村である。地理的景観論に立つ限り、村落結合を否定する余地もありうる。しかし同論はどちらかといえば平坦地域の村落結合の物質的条件を中心として、山村の村落結合の形成を否定しがちであるが、山村にはそれ独自の物質的基礎がありうるわけで、大和龍口でいえば龍口山の存在とその利益とが村落結合の基本的条件であろう。

さて、「龍口」が南北両龍口に分化する以前↓平安期においては、龍口山は、いうまでもなく「龍口」住民によって共同利益されていた筈である。それが、興福寺の進出にもつく分化によって、龍口山が大和龍口領となった関係で、伊賀龍口の同山における農民の利益は排除されたわけで、ここに両村の村落結合を主体とする山論の起ってくる可能性が、当然推定される。

山論それ自体を示す中世史料はないのであるが、前述の立会山の設定は、その結果を示すものであろう。しかし、にもかかわらず、伊賀龍口にとっては、この立会山の利益は、なお不満なものであった筈で、龍口山をめぐる対立抗争が近世にも及ぶ所以であらう。それだけに大和龍口にとっては有利であったわけであるが、このことは、いうまでもなく大和龍口が龍口山とともに福興寺の支配下にあったことによるものであろう。

しかし、もちろん、そのほかに在地における条件があったものに違いない。史料には確認できないので、差詰、農民の村落結合による対立抗争を考えておきたい。この場合、農民の実態を明らかにするために、この地域の農民、前記の長瀬庄民と黒田庄民とによる「龍口」（北龍口）などの争奪に関する史料にもとづいて考えてみたい。

この北龍口（伊賀龍口）の争奪に関しては、前掲史料、「長瀬庄百姓等重陳状」（案）、「黒田庄民等重陳状」（案）がある。この両史料によって、両庄には庄民百姓による斗争組織の存在が推測されるが、さらに両史料から、長瀬庄の場合は「宿老」―「住人」の組織が斗争の主体となっていたことが考えられる。

龍口山をめぐる両龍口の対立抗争の組織も、おそらく、宿老―住人の体制であったものと考えて差支えなからう。

山論に関する一応の結論としては、宿老―住人体制による龍口山をめぐる両龍口の対立抗争によって村落の領域が確定されていたであろうということである。

こうした村落相互の山林・用水などをめぐる対立抗争による村落領域の確定化は、その程度に差はあるにしても、一般的に考えうるところであろう。

中世村落の形成について

つぎに、黒田俊雄氏の村落共同体の形成に関する見解に導かれながら、中世村落の形成について、多少のことを考えてみたい。

さて、中世の「村落共同体」の「特質」に関して、黒田氏は、「領主制」の前段階である「農奴制」の段階では、「村落共同体のもっとも重要な特質たるところの地域的な境界と住民（諸身分にわたる）としてのまとまりの契機がない」とし、「この段階では、ほとんど崩壊にひんした「農業共同体」やあたらしい生産共同組織の諸形態が存在するにすぎない」として、「領主制」を「村落共同体」形成の理論的起点におかれた（「村落共同体研究の視角について」、「新しい歴史学のために」六二号所収、八頁）。

たしかに、「領主制」を媒介として、「地域的な境界」と「住民としてのまとまり」とがもたらされることは否定できないと思うが、この場合、「領主制」（支配組織）―「在地領主」を「村落共同体」構成員と考えるかどうかについては問題のあるところであろう。

黒田氏はこの点を明確にしていただけないように思うが、「村落共同体の形成の

具体的な行動の担い手として在地領主が登場せざるをえない」（「村落共同体の中世的特質」、「封建社会と共同体」所収、三五頁）といわれるごとく、「在地領主」を「村落共同体」形成の主体とされる限り、「在地領主」を「村落共同体」構成員のうちに入れなければならないであろう。とすると、反面、「村落共同体」は「自由と人民生活の中心」であるとされる立場と矛盾することが一応考えられる。「在地領主」を「村落共同体」構成員から除外すると「地域的な境界」の確定と「住民としてのまとまり」とは、村落住民によって主体的に形成されたものではなくして、「在地領主」による偶然的所与となってしまうざるをえない。

とすると「村落共同体」の形成に関して「地域的な境界」と「住民としてのまとまり」とを重視される氏の立場と矛盾しないであろうか。「村落共同体」を、ともかく、農民の組織と考えてゆく限り、その形成においても、農民の、一定の主体性が必要であると思う。

黒田氏は「村落共同体」は「農民の村落的地縁的な結びつき」（前掲両論文、冒頭部分）であるとされる。これは「村落共同体」の本質にかかわるものとしての性格規定であると思うが、「地縁的」なる用語の意味するところは、「村落共同体」は農民の地縁的意識にもとづく「結びつき」であるとする点にあると思う。いわば氏の「住民としてのまとまり」ともいえる。この場合、農民の地縁的意識の形成―「住民としてのまとまり」の形成の根拠は、黒田氏によれば、「地域的な境界」の確立にあるとされ、それは「領主制」によって形成されるというわけであろうが、農民の地縁的意識は、周辺庄園・村落との、「地域的な境界」―村落の領域―農民経営再生産の場をめぐる、農民相互の対立抗争の積重ねのなかで形成されてくるものではなからうか。

すなわち、「領主制」を理論的起点とする「村落共同体」形成の論理は、いはば、縦の関係を軸とするものであり、周辺庄園・村落との村落の領域をめぐる対立抗争―横の関係をドロップさせているように思う。

「地域的な境界」は、黒田氏が前掲「村落共同体の中世的特質」において紹介された、玉井・石垣両庄・井手寺三者の用水・堺畠・山林をめぐる対立抗争、小丸保民と布施郷民との山林・畠地をめぐる争論の積重ねを媒介として、村落住民が闘い続けたものであって、「在地領主」によって与えられた偶然的なものではないと思う。

氏の引用された玉井・石垣両庄の対立抗争を、永久五（一一一七）年の「山城

国玉井庄住人等解」(『平安遺文』一八七三号)についてみるに、斗争の主体は「御庄司安曇弘成・住人同・橘・津守・安曇・橘・橘」である。氏は右のごとき斗争の主体について、結論的には「在地領主ないしはその基盤としての同族的集団を中核としている」(前掲論文、三五頁)とされる。安曇・橘両氏は二筆・三筆存在し、それぞれに同族団をなしているわけであろうが、たとえば、三筆の橘氏はそれぞれ独立しているから三筆となっているわけであり、場合によっては、同族集団内においても対立はありうるものである。

右の史料で安曇弘成ほか四筆の住人が結合している根拠は、たとえ同族的関係をもっていたとしても同族的立場にあるのではなく、隣庄石垣庄との斗争のなかでの地縁的な立場(意識)においてであると思う。庄司安曇弘成については「住人同」とも記されており、在地における勢力に優劣の差はあるにしても、他の住人と同列し平等な立場にあったものとみるべく、在地領主であったとは考えがたいと思う。玉井庄に在地領主が存在していなかったとする考えは、島田次郎氏がすでに指摘されたところである(『日本中世村落史の研究』一六頁)。

さて、ここで黒田氏が「村落共同体」の形成の理論的起点として、「領主制」を指定された理由について考えてみたい。

氏は「村落共同体」の形成に関しては、「村落共同体を構成する農民から、所有者ないし占有者としての性格を捨象し」てはならないとし、「この点の認識は、一方ではさきの政治的側面の重視とも関連して、村落共同体の考察にさいして領主の存在意義を捨象するかどうかにかかわることである」として、「領主制の展開との関連において村落共同体を考察」する必要を主張され、こうした視角は「必然的帰結」とされている(前掲論文、七頁)。

右のような視角で「領主制」との関連において「村落共同体」について研究された結果として、「領主制」を「村落共同体」の形成の理論的起点とされたものであろう。

氏の右の「村落共同体」形成に関する分析視角は、まことにすぐれたものであると思うが、前記引用文の村落共同体の考察にさいして「領主の存在意義を捨象するかどうかにかかわることである」とされる場合の傍点部分から、氏は「村落共同体」の形成に関して、アブリオリに領主の存在意義を肯定していられるのではないかという疑念をもたざるをえない。

この点とも関連して、氏の玉井・石垣両庄の用水・山林をめぐる対立抗争についての処理を今一度考えてみたい。氏は両庄の「田堵・住民らの主体的な活動」

は「在地領主ないしはその基盤としての同族的集団を中核としている」とし、「農民の山、水などの共用の規模に直接的に対応して村落共同体が形成されるのではなくて、在地領主の支配(『経営』)の領域として形成されたといえる」とされている。

この場合、「農民の山・水などの共用の規模に直接的に対応して村落共同体が形成されるのではない」とされる点は賛成できるが、それは「在地領主」の支配の領域としてではなく、「田堵・住民」らの地縁的結合にもとづく斗争(政治的活動の一環)によって形成されるものと考えるのが穏当であることは、すでに前記したところである。

氏は「村落共同体の形成の具体的な行動の担い手として在地領主が登場せざるをえないという事情が、村落共同体の形成に政治的性格をもたせるのである」(前掲論文、三五・六頁)と「村落共同体」形成の「政治的側面」についていわれているが、「田堵・住民」の地縁的結合によっても政治的性格をもたせうるものであることは明らかである。

結論的には、黒田氏のいわれる「領主制」をまたなくとも、「農奴制」の段階においても、田堵・住人の地縁的活動によって、村落の領域は明確化するし、村落共同体は政治的に形成されるものと考ええる。

このことは、「在地領主」の中世「村落共同体」の形成における役割を否定するものではない。いな、むしろ中心的役割を果たしてきたとも考えうると思う。この点は後述するとして、つぎに前記長瀬庄のみならず、玉井庄史料にもみえる「住人」について、とくに村落の領域の形成との関連において、多少の推測を行なってみたい。

「住人」については、本年度歴史学研究会大会において、小山靖憲氏が「中世成立期における階級と身分」といった視角からとりあげられた。

その主旨は、「住人」は「中世的郡郷制」の形成と関係するものであって、「意図的な荒廃と再開発を通じて作手権を地主的土地所有にまで高」めるなかで「農村内の安定的居住者」の立場を実現しえた「大名田堵」であり、「流動的農民(小名田堵)」との「対立と一定の結合による農民組織」を成立させ(『歴史学研究』三三八号、三四頁)、「安定的所有及び永続的な居住に対する領主の保証と引換えに、雑公事や夫役の負担」(前掲論文、三五頁)を負ったとされている。

小山氏は階級との関係において身分をとりあげられたわけで、その限り、分析

視角は、当然、縦の關係に立つものであり、そうした視角から「村落組織」の形成について考えられたわけである。しかし、この場合、「村落組織」を地縁的な結合と考えるならば、そこに必然的に村落の領域の確定ないし確定化の問題が關係する筈であり、この点から「住人」の形成を横の關連においてもとらえてゆく必要があるのではなからうか。

身分は階級關係の前近代の表現とも考えうるものであつて、一般に上下的差別意識と考えられるが、横の關係における差別意識（区別的意識も含まれるかも知れない）である場合もありうるように思う。たとえば、律令制下の「王民」と「夷狄」との關係があげうると思う。

そこで「住人」の場合はどうであらうか。いづれは「根本住人」と「住人」などのごとく「住人」内において階層差が形成されるにしても、その形成当初においては「住人」内に階層差はなかったのではないか。ともかくいづれにしても、「住人」についての特色は、一般に、庄・郷・村などその所在を冠する場合の多いことであらう。氏の引用史料のうちでいえば、「山崎住人」「水成瀬郷刀禰住人」などがあげられる。このようにその所在を冠することは、他庄・他郷・他村との關係を背景とする意識にもとづくものと考えられる。このような身分意識の形成は周辺庄園・郷・村落との領域―農民經營の再生産の場―を争う対立抗争にもとづく村落領域の形成―その斗争のための地縁的組織の形成と密接に關係するものと思う。

このように考えれば、「住人」の形成は、小山氏の云われる、「地主的土地所有」を主軸とする「安定的居住実現」の過程と表裏するとともに、周辺庄園・村落との対立抗争の積重ねによる村領の確立化の過程とも關係するものであらう。この場合、「地主的土地所有」の形成と、村領の形成過程とは表裏關係するものでもあると思う。

結論として、「住人」は地縁的な農民の結合と本質的に關係するものとして把握したいということである。さて、ここで中世村落と在地領主制との關連について考えてみたい。このような視角は、当面、中世村落に在地領主が存在していたことにもとづくものである。

大和龍口では次項でとりあげることく、中世後期には、同村白山神社所蔵の棟札によると、文明の時点では「地頭北村」、天文・永祿の時期には「地頭百地殿」が在地していたことがわかる。

この両地頭のそれぞれの系譜及び關係などについては別個に多少の推測を行な

った（「大和龍口と百地氏について」下、「大和史学」三の一所収）ので、ここでは必要な限りを結論的にのべておく。

北村・百地両氏の關係であるが、後掲史料（棟札）から明らかごとく、両氏の被官を比較すると、そのうちに同一名のもの（下殿・木村殿を見出しうる）ことなどから、北村氏から百地氏に地頭が変っていることは、在地領主の何等かの形で交替と考えるよりも、文明以降天文年間にいる間に、北村氏が百地氏と改姓したのではないかと推測した。

この点はいづれにしても、ともかく、「龍口」が分化して以後おそらく鎌倉期に大和龍口に形成された在地領主と考えておきたい。それは、鎌倉期を通じて緊要度を増す龍口山の農民の利益を、とくに伊賀龍口に対して確保してゆくうえに關係するものであったことは否定できないと思う。すなわち、大和龍口の農民の村落結合によっては不安定ないしは達成困難とも考えられる龍口山の農民の利益を確保してゆくという政治的問題を解決する形態として在地領主制の形成が考えられる。

百地氏はいづれ文祿検地を契機に帰農したと考えられるのであるが、この在地領主制の崩壊は、前記の立会山に關する一札の「文祿度より折々論所に相成云々」の文言との關係において考えるならば、文祿以前は論所とならなかったことを逆推せしめる。とすればこの立会山の問題化を未然に防止したのには、在地領主の存在によると考えうるように思う。

右の在地領主の機能によつて、在地領主と農民の村落結合とは、その間に支配・隸屬という矛盾の存在にも拘らず、結合・一体化しえた（後述）理由があると

思ふ。

とはいえ、在地領主の形成・存在を合理化する考えはない。いうまでもなく、在地領主は、それ独自の運動法則にもとづいて、龍口山（山林）の所有を確保し、それを農民支配の手段とするからである。従つて大和龍口の農民による龍口山の自由な利益などは考える余地ないことであらう。平凡な帰結ではあるが、在地領主の支配の枠内における農民の利益の域を出るものではない。

しかし、そこに農民の何等の主體的立場もなかったものとは考えがたい。龍口山の農民の利益を隣村、とくに伊賀龍口に対して確保維持するという在地領主の機能は、その武力装置のみで果しうるものではなかったらう。この不備を補うものとして、とくに日常的な管理的勞務の遂行という点では、農民の村落結合にま

るなかで、この傾向は一層顕著になったものと考えられる。この変化は在地領主の対村内の対策の強化をもたらしものであったろう。この点後述したい。

以上、黒田・小山両氏の中世村落の形成に関する見解に導かれて、多少のことを考えてきたが、大和龍口では、とくに伊賀龍口との龍口山をめぐる対立抗争の積重ねによって、村落の領域が確立してくるとともに、住人による村落結合が地縁的に形成されたものと考えたい。その中心となったのは前記の「宿老」であったと考えているが、彼はそうしたなかで在地領主としての立場を築き上げて行ったものではなからうか。

中世村落の形成と在地領主との関連についていえば、中世村落の形成において、機能的役割を果たすものであったとみたい。在地領主の所領は、その結果としての所産である側面を否定できないと思う。在地領主の所領が村落格的でありうるのも以上の理由によるものと思う。

村落結合の動き

つぎに、大和龍口白山神社の所蔵にかかる、中世後期から明治にいたる多数の棟札のうち、中世後期の棟札、文明一八（一四八〇）年、天文七（一五三八）年、永禄一二（一五六九）年の三枚と、近世最初の貞享三（一六八六）年の棟札とにもとづいて、中世後期の村落結合の動きについて、小経営農民の立場―階級と身分との関係―から考察してみたい。まず、中世の三枚の棟札をかげておく。

棟札一（大和龍口白山神社所蔵）

地頭北村 同村人等 下殿 木村殿 奥山殿 助太夫 平三郎太夫
于時文明十八年 丙午 三月廿六日 左近太夫 衛門五郎 右近太夫
左近太夫 刀禰太夫 上若太夫 又二郎 三郎太夫
太郎太夫 平二郎太夫

（面 表）

講 衆 十五日 観時 世別 院堂

（面 裏）

棟札二（大和龍口白山神社所蔵）

地頭百地殿 于時天文七戌 霜月廿三日 別当般若坊
村人等

（面 表）

下住殿 下殿 木村殿 平五郎太夫 若太夫 左近太夫 平三郎太夫
木原豊口 左近太夫 平二郎太夫 二郎太夫
太郎太夫 五郎太夫 二郎太夫
助太夫 三郎太夫 左衛門太夫

（面 裏）

棟札三（大和龍口白山神社所蔵）

永禄十二己 地頭百地殿講衆廿二人村人等
奉還榮御遷宮成就之砌也 二郎太夫
十一月廿七日 般若坊権少僧都実海 スワウ衆 若太夫、子太夫

（分半上）

木原下 奥村 上 下殿ヨリ 五斗奉賀也
太郎太夫
大屋太夫 三郎太夫 源五太夫
太郎太夫 衛門太夫 助太夫 各敬白
左近太夫 平二郎太夫 左道太夫 兵衛太夫

（分半下）

（裏面記載なし）

地頭北村・百地両氏の系譜・関係については前項でのべたのでここでは省略する。

さて、右の三枚の棟札は大和龍口白山神社に所蔵されているものであるが、果して同社の棟札かどうかは、棟札記載の特別堂・般若坊・観世院を大和龍口に確認できないので、この点からは明らかにしがたい。もともと被官武士名と一致する地名が大和龍口に今日存在するので、右の棟札は南龍口白山神社の棟札であることを確認しうらうと思う。すなわち、被官武士としての「奥山殿」「下住殿」「木原豊口」に対して、オクヤマ、シモズミ、キハラといった地名がある。「下殿」に対しては下龍口がある。「地頭百地殿」に対してはモモシなる地名が存す

る。

ところで、地名と同一名をもつ被官武士が在地していたことを、他面から考えてみると、これら地名はもと垣内名であったのではないかとということである。今日の垣内とは一致しないが、下龍口やモシなどは当時垣内であった形態を推測せしめるものがある。以上のように考えるならば、被官武士は、地頭百地氏をも含めて、もと垣内の構成主体であったものと推測できよう。すなわち彼等被官武士は、いうならば、大和龍口の住人に系譜をもつものと考えられ、中世前期、平安末期から鎌倉前期の時期には、伊賀龍口との間で龍口山をめぐる争った中心的存在であったものとみなしうる。彼等はこの斗争のなかで大和龍口の領域―農民経営再生産の場を確立したものと考えられるとともに、そのなかで村落的規模で地縁的結合を形成したものであらう。とともに、この地縁的結合は、その後、日常的な伊賀龍口との龍口山をめぐる対立を背景に、鎌倉期を通じて存続したものに違いない。そのような対外的政治的機能をもっていたものと考えられる。

彼等被官武士の平安末の住人の段階における土地所有やその経営形態などについては、史料的に明らかにすることはできないけれども、龍口の一部をもそのうちに含む、平安末期、長承三(一一三四)年の「伊賀国矢河中村夏見公皇取帳」(二〇三三)によると、名別記載になっており、作人名も記されていることから、大和龍口の住人は名主としての立場を確立していたものとみてよく、地主的土地所有を実現していたものと考えたい。その経営は作人をふまえた家父長的農奴制であったものとみたい。彼等住人がいつれ被官武士へと身分的転化を遂げたのは鎌倉末期から南北朝期にかけての、いわゆる旧名の解体のなかにおいてであると考えているが、このことから、平安末期から鎌倉期を通じて家父長的経営を形成していたものとみたい。この場合の作人は、血縁を中心としたものでないかと推測している。(後述と関係)

前記旧名の解体過程を史料的に明らかにしえないが、生産力の向上に関しては「炭釜」の経営の商品生産の段階への進展が中心をなしたのではないかと推測している。そのなかで家父長的経営下の血縁を中心とする農奴的農民の経済的自立化を背景に身分的自立もすすみ、後述の「村人」としての身分を確立していたものと推測している。この農奴的農民の経済的・身分的自立化は、名主の経営の解体とその身分的転化をもたらし、彼等は被官武士としての身分を確立したものであらう。ここで中世前期の住人↓名主による村落結合は、中世前期の前述の対外的政治的機能をふまえながら、対内的には、自立してくる農民(村人)

に対して支配組織としての性格を強化したものと考えられる。名主たちの武士身分への転化はその結果として把握できよう。

名主たちの武士身分への転化↓支配組織の形成は、それまで垣内の立場を越えていなかった家父長的経営下の農奴的農民の「炭釜」の経営をふまえての経済的・身分的自立化↓村人身分の確立に対応するものであるが、彼等村人はいづれ、棟札の記載にもとづいていえば、「太夫衆」を形成していったものと考えられる。太夫衆とは講の頭役動仕の資格と関係する身分と考えられるが、村人の村落結合と表裏するものと考えられ、太夫衆による結合を中世後期の村落結合として把握したい。

彼等村人の自立当初の経営は占有にもとづく自作を中心としたものであったと推測するが、いつれ時代の経過するなかで世帯を重ねるにつれて、血縁を中心とした家父長的経営への傾斜を強めていったものと思う。この点は、文明・天文・永禄の三枚の棟札を通じて太夫衆の人数(家数)が一三・一三・一四とほぼ固定していることによって伺いうるであらう。

右の太夫衆の人数(家数)の固定していることは、太夫衆による村落結合が、太夫衆の家父長的経営下にある農奴的農民の立場からみると、次第に保守的性格を強化してゆく過程として把握できる。中世後期の村落結合の政治的・社会的機能をここにみることでできよう。

この過程は、いうまでもなく、太夫衆の家父長的経営下の農奴的農民(この場合、被官武士もなお家父長的経営をもっていたと考えているが、その経営下の農奴的農民も含める)の自立化の過程でもあり、両者の矛盾の強化される過程としても把握できる。こうした村落結合の動きは、村落結合が支配組織との間に支配・被支配の矛盾を存在せしめながら、反面両者の関係が癒着化する過程でもあった。支配組織は村落結合の右のごとき動きを、支配を徹底する手段としたことも考えられる。この際支配組織は、さらに、白山神社・般若坊などを媒介として、神祇・仏教思想といった外被によって村落結合との関係を一層強化しようとする。

以上のような支配組織と村落結合との関係を象徴するものとして前掲三枚の棟札を考えうるであらう。大和龍口では少くとも文明から永禄にいたる間、ほぼ戦国期を通じて右の関係が形成されたものとみざるをえない。

大和龍口の棟札とはほぼ同じ内容をもった棟札(天文二一年)が和泉国大島郡若松庄中村の別宮八幡社(桜井神社)に存在している。同棟札には「本結衆」とし

ての上層農民のほかに、「森殿・西殿・多米殿」といった武士身分（「在地領主」と把握されている）のものが存在する。彼等武士身分のものが、同社宮座においては農民と伍して「頭役」を勤仕している。この場合、大和龍口におけると同じく、支配組織と村落結合の連合として把握できるとともに、それは「半結衆」に対するものであったと推測される。

従って大和龍口においては、百地氏の支配は強固なものであったと考えられる。大和龍口は宇多郡にぞくしていた。宇多郡では中世後期には郡内一揆が在地武士によって組織されていたが、北村氏（百地氏）が同一揆のうちに加わっていた形跡はみられない。南北朝期には宇多郡武士は南朝方武士として北畠氏とともに活躍しているが、大和龍口は少くとも南朝方にあったとは考えがたい。^⑤しかし、戦国期も半ば以降になると、百地氏の動きにも動揺の兆がみられる。（「大和龍口と百地氏について」下、「大和史学」三の「所収」）以下百地氏の支配の動揺について、在地の動きのなかから考えてみたい。

前掲三枚の棟札には、それぞれ「地頭北村同村人等」、「地頭百地殿村人等」、「地頭百地殿講衆廿二人村人等」と記されているので、各棟札ともに地頭以下の「村人」を記録したものと考えることができる。この場合、「村人」とは村落内居住者という意味でないことは推測にたかくないもので、いわば経済的、身分的自立農民を指すものであろう。

そこで、三枚の棟札について、諸身分の枠をはづして、その人数を数えてみると、文明の棟札では、地頭、被官武士三人、太夫衆一三人で、計一七人となる。天文の場合は、地頭、被官武士四人、太夫衆一三人で計一八人、永禄の場合は、地頭、被官武士三人、スワウ衆三人、太夫衆一一人で計一八人となる。村人の人数は文明から永禄にいたる間固定している。これに対し近世最初の貞享三（一六八〇）年の棟札では村役人以下棟札記載者は五二人であり、中世のそれと比較すると約三倍の増加である。この近世に入ってから急激な人数の増加は、大開検地に始まる新しい農民政策に対応するものと一応考えることができるものであろう。

以上の理解の上に立つて、今一度中世の棟札をふり返してみたい。とくに永禄の棟札であるが、同棟札によると、スワウ衆と太夫衆と合せて一四人となっている点、すなわち天文の棟札と比較すると、スワウ衆は太夫衆のうちより分化したものであることがわかるが、天文の太夫衆に比べて一名増加している点がまず注目される。つぎに永禄の棟札の記載者は前記のごとく全部で一八人であったが、同棟札には「講衆廿二人村人等」と記されている点と比較すると、村人であり、

かつ講衆ともなっているもので、その名前を棟札に記載されていないものが四人存在する計算となる点に注目したい。

前者の場合は「若太夫・子太夫」のうち「子太夫」のスワウ衆への上昇が増加の原因である。「若太夫」は隠居してなおスワウ衆として留まっているわけで、いづれこれは分家となるものであり、結局血縁隸属農民の自立化・村人化と考えうるものである。

後者の場合は、名前を棟札に記されていないので太夫衆ではないが、村人としての身分を確保したものであり、矢張り血縁隸属農民の自立化（経済的・身分的）したものと考えられよう。唯太夫衆の資格をえていないのでその名前を記されなかったものであろう。

以上が天文から永禄にいたる時期の隸属的農民の動きとして把握できるものである。天文以前においても、こうした動きは進行していたものに違いない。太夫衆の人数（家数）の固定化は、前述もしたごとく、隸属農民の自立化の動きを間接的に現わすものであり、両者間の矛盾を増大せしめつつあったもので、太夫衆の村落結合はそれだけに保守的立場に立つものであったが、こうした保守的立場の崩壊化の動きとして、永禄の棟札の二点を把握することができると思う。かかる動きは、おそらく氷山の一角ともみるべきで、永禄一二（一五六九）年―棟札の年次以降、文禄四（一五九五）年の大開検地にいたる二〇余年の動きは明らかにしえないが、案外に、比較すれば早いテンポで太夫衆の崩壊化（村人の増加）が進行したのではなからうか。それはそのまま支配組織の動揺でもあった筈である。また逆に支配組織の動揺は太夫衆の崩壊化を早め、隸属農民の自立化を促したものととも考えられる。

宇多郡では、前述のごとく、室町期においては、在地武士をもってする郡内一揆が形成維持されていた。こうした一揆体制は基本的には農民層の組織的・非組織的抵抗にもとづくものと考えられる。しかし戦国期も中盤を過ぎると、一揆体制を強化する動きとともに、逆にこれを切り崩す動きがみられ、宇多郡在地武士相互の対立抗争も一層激化してくる。

戦国中期享禄の時期には宇多郡在地武士は北部の秋山氏を中心とするグループと、南部の沢氏を中心とするグループとに分れ、またそれぞれのうちでも対立していた（沢氏古文書・内閣文庫所蔵）。この二つのグループは対立しながらも反面、一揆体制を必要とした。

沢兵部大輔殿御宿所

（秋山）国堅

此方与力同名披官自然御方江走入雖有頼申仁鉢両方共不可有許候 恐々謹言
 天文式年八月廿二日 国堅（花押）
 沢兵部大輔殿御宿所

（沢氏古文書・内閣文庫所蔵）

この史料は秋山氏が沢氏に、逃亡する「与力同名披官」を相互に受入れないよう呼びかけたものである。両勢力の対立とその反面における協力の必要とを伺いうる。その原因の一つに「与力同名披官」↓披官百姓の逃亡があげられる。こうした動きは農民の非組織的な抵抗と考えるものであるが、単に逃亡といった形態においてのみでなく、あらゆる可能な形態において抵抗が各層の農民にわたって行なわれたものであろう。前述の隸属農民の自立化もその一環として把握するものと思う。

支配組織と連合した太夫衆の結合の切崩し―隸属農民の自立化は太閤検地にいたる動きとして把握できると思うが、いづれ近世における村落結合に通ずるものと考えられる。

弘 以上、中世後期について、村落結合の動きについて考えてみた。

一般には、たとえば惣村結合のごとく、それが農民の村落結合（村落共同体）であるかどうかというふうに固定的に考えられがちであるが、村落結合であったものが支配組織に転化する場合もありえ、その過渡期でもありうるというように、時代とともに推移変質するものとして把握することが必要ではないかと思う。太夫衆の組織は惣村結合的なものと考ええるが、これは形成当初村落結合であったものが、時代の推移とともに変質し、支配組織化するものと考えてはいかなるものであろうか。

注

①「封建社会と共同体」、八頁。

②「伊賀国矢河中村夏見公畠取帳」では、龍口についてはつぎのごとく記されている。

「龍口 得麦、荒二町」

見作田畠についての記載がないので、おそらく、北龍口（源氏私領）の一部に東大寺が強行に検注を行なった結果と考えられる記載であるので、龍口の全貌を示すものとは考えがたい。

③永禄の棟札ではスワウ衆が新たにみられるが、天文の棟札と比較すると、スワ

ウ衆は太夫衆より分化したものであることがわかるので、スワウ衆、太夫衆を合せて一括し、一四人とした。

④三浦圭一氏「惣村の起源とその役割」下、「史林五〇の三所収」。

⑤大和龍口白山神社所蔵の「白山神社造営次第」（近世史料）は、棟札にもとづいて造替年次を記したものと考えられるが、その最初は永徳二年一月九日と、北朝年号で記されている。永徳の棟札は明治年間に焼失したといわれ、現存しないのであるが、同棟札はおそらく、かつて存在していたものと思う。南朝支配下において北朝年号の使用される筈のないことを思うと、大和龍口は少くとも南朝下にはなかったと思う。

教官研究活動状況一覧表

昭和41年4月～42年9月

学 科	氏 名	論文テーマ, 又は講演テーマ	学 会 名 (誌)	発表年月	掲載	講演
歴 史	朝 倉 弘	大和龍口と百地氏について(上)	大和史学2の2	41. 7	○	
"	"	" (下)	" 3の1	42. 2	○	
数 学	Kazuo KISHI, & Sadao KASHIWAGI	Linear Completely Continuous Operations in Sequentically Complete Locally Convex Linear Topological Spaces.	和歌山大学, 教育学部 「自然科学」16号	41.12	○	
	Kazuo KISHI & Sadao KASHIWAGI	On one Condition for Banach Space with Basis to be Hilbert Space.	同 上	41.12	○	
英 語	渡 部 定 雄	批評家としてのノリス	大塚英友会	41.10	○	
	"	マーク・トウェインにおける夢のかげり	大阪大学大学院英文学談	42. 1	○	
	"	ひびーフランク・ノリス論	アメリカ文学6号 話会	42. 2	○	
	"	マーク・トウェインの明暗	アメリカ文学7号	42. 8	○	
国 語	北 恭 昭	倭玉篇研究並びに索引 倭玉篇の国語学的研究 慶長版倭玉篇の諸問題	(文部省助成図書) (文部省科研・各個研究) 国語学談話会	41. 6 42年度 42.12	○ ○ ○	
物 理	田 中 富 士 男	Method for Solving the Nambu-Salpeter- Bethe Equation and its Application to Nucleon- Nucleon Scattering in the 3p ₁ State	Progress of Theoretical Physics. Vol.37	1967. 2	○	
	"	Nambu-Salpeter- Bethe 方程式の解法と 核子-核子散乱の 3p ₁ Phase shift.	素粒子論研究	1966. 9	○	
	"	N-N 散乱(3p) phase shift の相対論的計算	日本物理学会	1966.10	○	
	"	相対論的に求めた核力のP-波phase shift.	同 上	1966. 4	○	
	"	核力の相対論的二体問題。	同 上	同 上	○	
ドイツ語	三 好 成 美	「商業ドイツ語小辞典」(共編)	大学書林	41.10	○	
	"	「中・日・欧対照 世界地名辞典」(共編)	天理大学・出版部	42. 3	○	
保健体育	秋 山 竹 雄	スポーツ美の研究—映画「東京オリンピッ ク」から	日本体育学会		○	
機 械	伊 藤 信 隆 N. ITO, K. UTSUMI, A. NAKATSUKA and S. SENO.)	Physical Analysis of the Energy Transducing Reaction in Mitochondria	日本細胞化学会 Acta Med. Okayama 19.209—215 (1965)	1965	○	
	伊 藤 信 隆	類似性を応用した効果的物理教育	日本物理学会・年会講演 (1965)	1965	○	
			日本物理教育学会誌14巻 1号(1966)	1966	○	
	伊藤, 次田, 松 岡, 吉田 N. ITO, T. ISEMURA et al.	磁気コロイドによる磁区の観察 Renaturation of Denatured Protein	日本物理教育学会誌14巻 2号(1966) 国際生化学会 Seventh International Congress of Biochemistry. Tokyo.	1966 1967	○ ○	
	中 谷 洵	伝熱面の性能改善に関する一研究	日本機械学会関西支部	41. 6	○	
	"	新形式の伝熱管について	日本機械学会論文集	42. 5	○	
電 気	今 西 周 蔵 野 口 泰 正	火災による架空電線の軟化について	電気(関係学会)連合大会	42. 4	○	○

学 科	氏 名	論文テーマ、又は講演テーマ	学 会 名 (誌)	発表年月	掲 録 載 演
電 気	山 中 正 道	尼崎第3 発電所原油燃焼	火力発電技術協会	41. 5	○
	〃	530 Γ /H 自然循環ボイラによる低過剰空気 燃焼試験	日立評論	41. 5	○
	〃	原油貯蔵上の一経験について	電 力	41. 6	○
	高 橋 晴 雄	オプトロニック復号器	電気四学会連合大会	41. 4	○ ○
	〃	オプトロニックPCM送受信器の実験	電子通信学会全国大会	41.11	○ ○
	〃	Optronic-Parallel Type A-D Converter	大阪市大工学部研究紀要	41.12	○
	上 田 勝 彦	後方散乱 γ 線による工業計測の基礎研究	第3 回理工学における同 位元素研究発表会 (応用 物理学会他共催)	41. 4	○
	〃	メスバウア効果による温度測定を試み	応用物理学会	42. 4	○
	〃	γ 線の後方散乱による工業計測の基礎的研 究 (第1 報)	日本放射性同位元素協会 Radioisotopes. Vol.16 No.5	1967	○
	高 岡 光 男	広帯域等長伝送線誘導M型L.P. フィルタの 試作実験	昭和42年電気四学会連合 大会	42. 5	○ ○
	野 口 泰 正	高調波 ($n\lambda_{go}/2$) 空洞共振器狭帯域 インバ ータ結合形BPフィルタのミリ波帯に於ける 試作実験	昭和42年電気四学会連合 大会	42. 4	○ ○

奈良工業高等専門学校 研究紀要 第3号

昭和43年3月8日発行

編集兼
発行者 奈良工業高等専門学校
大和郡山市矢田町

印刷所 奈良明新社
奈良市橋本町36

RESEARCH REPORTS

of

NARA TECHNICAL COLLEGE

No. 3 , 1967

CONTENTS

Renaturation of Denatured Protein	Nobutaka ITO.....	1
Research and Investigation on Thread Chasing Dial	Katsuya KAGA.....	5
Researches on New Heat Transmitting Tubes	Makoto NAKATANI.....	13
X-Ray Investigation of Stress Measurement	Jyunichi ARIMA.....	19
Slit-Coupled Strip Transmission Lines	Takashi AZAKAMI.....	29
The Dynamic Characteristics of Motor-Generator	Iichi KIMURA.....	43
Optronic A-D Converter.....	Haruo TAKAHASHI.....	49
An Attempt to Measure Temperature Utilizing the Mössbauer Effect	Katsuhiko UEDA	57
A Contributive Effect of Tandem Unit Elements on the Wide-Band M-Derived Low Pass Filter composed of Commensurable Transmission-Line	Mitsuo TAKAOKA.....	65
Quantitative Determination of Palladium (II) by α -Furildioxime	Koji ISHIKAWA.....	71
On Summum Bonum	Keizo MITSUZUMI.....	75
Mark Twain's Innocent Eye —The Darkening of Romantic Vision—	Sadao WATANABE.....	81
Method for Solving the Nambu-Salpeter-Bethe Equation and Its Application to Nucleon-Nucleon Scattering in the 3P_1 State.....	Fujio TANAKA.....	91
Discussions of Shunt-Inductive Reflecting Elements and a Laboratory Test of Harmonic Resonator Filters at Millimeterwaves (K-band)	Yasumasa NOGUCHI.....	103
Form and Trend of the Village Community in the Middle Age of Japan —especially Yamato Riuguti—.....	Hiroshi ASAKURA.....	109