

シリコンおよびゲルマニウム単結晶薄片の 赤外線領域における干渉現象 (第1報)

Interference Phenomena of Silicon and Germanium Single Crystal Wafers
by Infrared Spectrophotometry (Part 1)

佐藤 健 蔵*
Kenzō Satō

内 容 梗 概

シリコンやゲルマニウムなどの半導体物質の帯構造や不純物準位の研究のため通常赤外線吸収スペクトル法が用いられている。これらの問題の研究のためには、帯構造の場合 $1\sim 2\mu$ 、不純物準位の場合は 20μ 以上の波長領域が測定されている⁽¹⁾。

しかし、 $5\sim 16\mu$ の近赤外領域でゲルマニウム、またはシリコンの単結晶で作った $50\sim 200\mu$ 程度の薄片結晶板について赤外線吸収スペクトル法を用いることにより光学的干渉の現象が測定された。これについて研究した結果、これらの干渉現象は試料薄片の厚さの変化に対してきわめて敏感であると同時に、この試料薄片の表面の状態の取扱方法によりその強度が変化することが明確になった。これらの干渉現象は特に高精度で半導体性結晶薄片の厚みを知る必要のある半導体素子工業において、その薄片の厚みを測定するために有効と考えられる。

1. 緒 言

薄膜による光学的干渉の現象は、通常ミクロン単位のごく薄い膜に見られ、これは試料の厚さに対して微妙な変化を示すので、薄膜の厚さを測定する一つの手段としても用いられている⁽²⁾。

近年、急速な発達をとげつつある半導体工業においては、シリコンまたはゲルマニウムなどの高純度の単結晶を加工して、 100μ 程度の薄片として、これを各種の半導体素子を作る素材として用いている。

このように薄い固体試料については、もはや物質特有の吸収スペクトルは消滅して見られなくなってしまうが、その代わり、この薄片の内面での電磁波の多重反射によって生ずる光学的干渉現象が 5μ 程度以上の長波長領域に著しく見受けられる。

これらの干渉現象は、試料の厚さの変化に対してきわめて敏感であるとともに、その干渉の強度が結晶表面の状態により変化することがわかったので、その概略を述べる。

2. 実 験

2.1 試料の作成

トランジスタなどの半導体素子を作るに用いられる高純度のシリコン単結晶は周知のように、ダイヤモンド状結晶格子を作っているが、これの (111) 面に対して、 $\pm 1^\circ$ 以内の誤差内で平行に切断し、縦横がそれぞれ 20mm 、厚さが 300μ 程度の薄片を作った。さらにエッチング用酸性溶液を用いてその表面を化学的に腐食し薄い薄片を作成して試料とした。

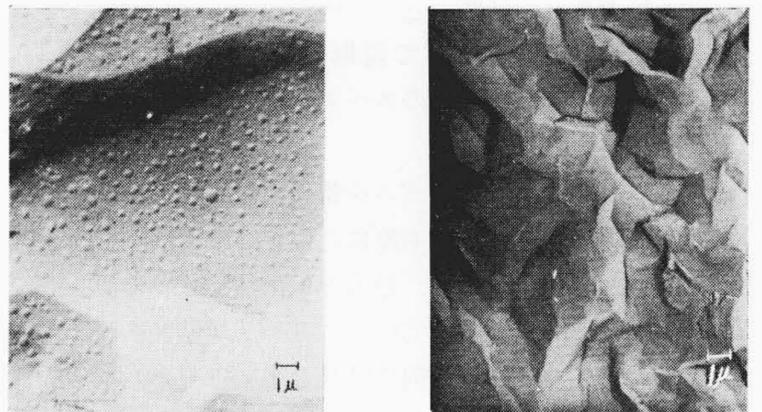
エッチング用酸性溶液は、沃化カリウム (KI) を主成分とするもので、表面エッチングの進行の程度により結晶薄片の厚さをそれぞれ $55\pm 2\mu$ 、 $87\pm 2\mu$ 、 $92\pm 2\mu$ 、 $138\pm 2\mu$ 、 $196\pm 2\mu$ とする試料を作成し、さらに $1,105\pm 2\mu$ の厚い試料を加えて6種類とした。

また、次に沃度 (I_2) を主成分とする酸性エッチング液でシリコンについてほかの試料を作り、厚さを $55\pm 2\mu$ 、 $70\pm 2\mu$ とした。

この際の厚さの誤差 $\pm 2\mu$ は、この種の化学的エッチング処理、または機械的厚さ測定において、通常到達し得る許容限界であるとされている。

また、この際用いるエッチング用酸性溶液の種類によって、半導

* 日立製作所武蔵工場



(a) KI酸性エッチ液によるエッチ面 (b) I_2 酸性エッチ液によるエッチ面
第1図 ゲルマニウムの表面粒状構造

体物質の表面の電子顕微鏡的な粒状構造や、表面不整 (ピットなどの表面結晶不整) の現われ方が異なる。

第1図にゲルマニウム単結晶についてのエッチング用溶液の違いにより表面の粒状構造の違いを示す。

また、ゲルマニウム単結晶の試料も、シリコンと同様な方法で作成し実験に用いた。

2.2 分光記録装置とスペクトル資料

前記の各種の厚さの試料を、ダブルビーム式の日立赤外分光光度計 (EPI-2) を用いて、通常の固体の試料の吸収スペクトル測定と同様の方法で、それぞれのスペクトラムを自記記録した。

ここで用いたプリズムの材質は NaCl、波長領域は $2.5\sim 16\mu$ の近赤外領域であり、スペクトラムの分散能は記録用紙の上で $10\text{cm}^{-1}/\text{mm}$ 、測定に際しては全波長領域を10分で走査した。

このようにして得られたスペクトラムを第2図に示す。(a)、(b)、(c)はそれぞれシリコン、(d)、(e)はゲルマニウムのスペクトラムである。

ここで、(a)は沃化カリ酸性液で表面エッチをしたシリコン試料で厚さは順に、 $1,105\pm 2\mu$ 、 $196\pm 2\mu$ 、 $138\pm 2\mu$ 、 $92\pm 2\mu$ の4種類である。

(b)は、沃化カリエッチによる $87\pm 2\mu$ の試料および沃度エッチによる $55\pm 2\mu$ のスペクトラムである。また、この図には、ポリスチレン薄膜の吸収スペクトルを同時に記録し、波長同定のために用いた。

(c)は、沃化カリエッチによる $55 \pm 2 \mu$ の試料とポリスチレンとを同時に示す。ここで $55 \pm 2 \mu$ のスペクトルは再現性確認のため同一の試料について 2 度記録した。

(c)に同時に示したほかの振幅の小さい振動するスペクトルは、沃度エッチによる $70 \pm 2 \mu$ の試料である。

次に、(d)はゲルマニウムであるが、 $200 \pm 2 \mu$, $100 \pm 2 \mu$, $50 \pm 2 \mu$ の沃度エッチ液を用いた 3 種の厚さの試料のスペクトラムである。これによると $50 \pm 2 \mu$ の最も薄い試料については、シリコンと同様の透過率の振動現象が見られるが、ほかの厚い $100 \pm 2 \mu$ と、 $200 \pm 2 \mu$ についてはほとんど見られない。

最後に (e) は沃化カリでエッチした $100 \pm 2 \mu$ のゲルマニウム試料である。沃度エッチの場合は何も見られなかったが、この場合、きわめて規則的な振動現象があり、光学的平衡を変えたほかのスペクトラムでも全く同様に生じている。

これらの幾つかのスペクトラムを整理検討し、およそ次のような実験的事実がほぼ明瞭になった。

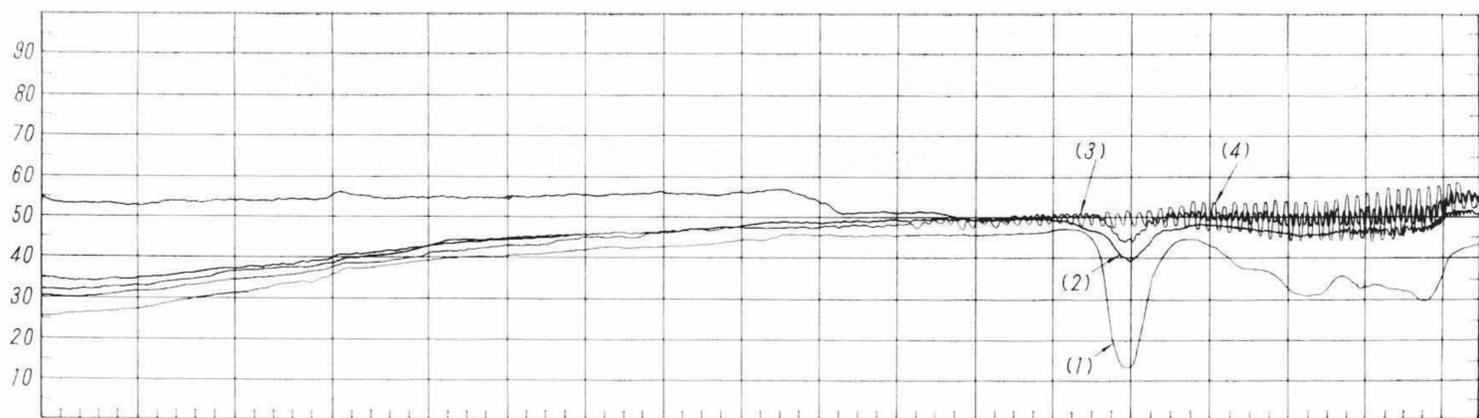
はじめにシリコンについて、最も厚い $1,105 \pm 2 \mu$ の試料のスペクトルは通常知られているシリコン単結晶の吸収スペクトルと全く同様に、何ら特異な現象は見られない。すなわち、シリコンの吸収端は 1.1μ にあるので、それより長波長であるこれらの領域は、 2.5μ より透過率は 50% 程度で透明で、 6.8μ より弱い吸収がはじまり、 9.0μ に強い吸収、また 11.3μ , 13.8μ にそれぞれ吸収スペクトルが見られる。

これらの中で、 9.0μ の最も強い吸収スペクトルは、シリコン原子の格子振動や不純物準位によるのではなく、シリコン単結晶の製造工程で高温の石英ルツボなどの容器より酸素が微量溶解し、この単結晶の中に混入し、Si-O の結合を作り、これの伸縮振動により生ずる吸収スペクトルで、シリコン単結晶の中の酸素の含有量の定量測定に用いられている吸収線である⁽³⁾⁽⁴⁾。

(a)のスペクトルより明らかのように、 $1,105 \pm 2 \mu$ の厚い試料のこの強い吸収線は透過率で 40% にも及んでいないが、試料の厚さが薄くなるとともに順次、次第に弱くなり、ついに $92 \pm 2 \mu$ の試料について消滅している。

また、最も厚い試料の全般的波長領域には透過率で、0.5% 程度以下の雑音のフラツキが見られるが、これより薄い試料になると、シリコン固有の吸収線が次第に衰微してゆくとともに、全く別な現象が次第に強く生じてきている。すなわち、数 μ 程度の波長領域から、全波長領域にかけて、それぞれの厚さに応じた著しい規則的な透過率の振動現象が見受けられる。これはまた、ゲルマニウムについても (d), (e) に示したようにほとんど同様である。

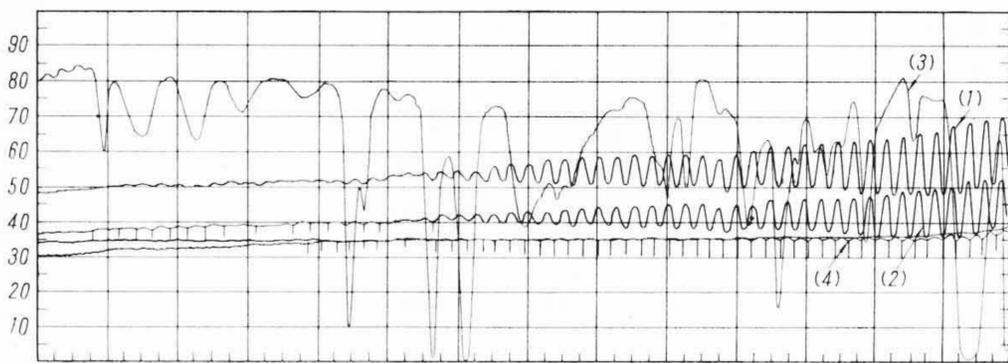
これらの透過率の振動現象について測定した結果、次の事柄が明らかになった。



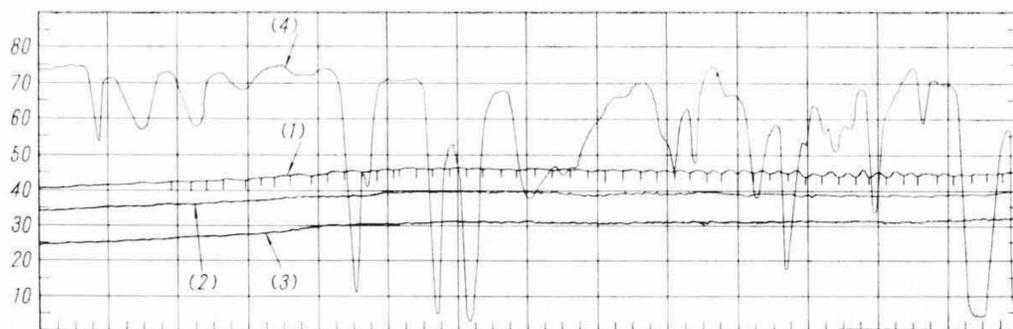
(1) 厚さ $1,105 \pm 2 \mu$ (2) 厚さ $195 \pm 2 \mu$ (3) 厚さ $138 \pm 2 \mu$ (4) 厚さ $92 \pm 2 \mu$
(a) シリコン



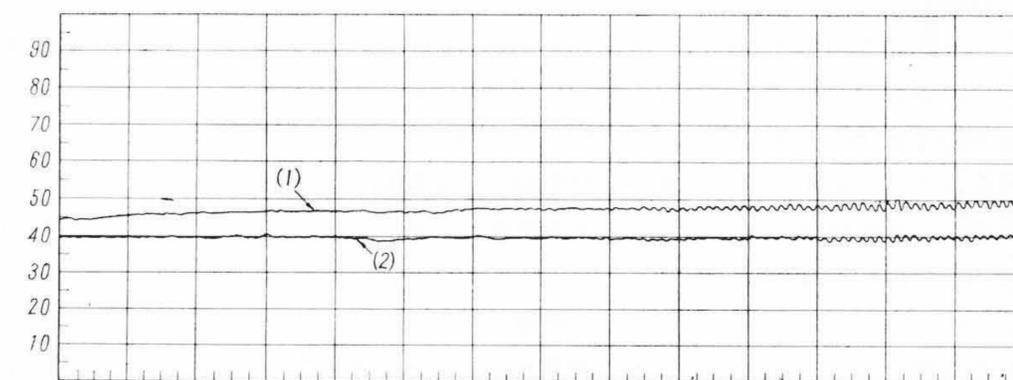
(1) $87 \pm 2 \mu$ KI 酸性液でエッチ (3) $55 \pm 2 \mu$ I_2 酸性液でエッチ
(2) ポリスチレン (b) シリコン



(1) $55 \pm 2 \mu$ KI 酸性液でエッチ (3) ポリスチレン
(2) $55 \pm 2 \mu$ KI 酸性液でエッチ、光学的バランスを変える。 (4) $70 \pm 2 \mu$ I_2 酸性液でエッチ
(c) シリコン



(1) $50 \pm 2 \mu$ KI 酸性液でエッチ (3) $200 \pm 2 \mu$ I_2 酸性液でエッチ
(2) $100 \pm 2 \mu$ KI 酸性液でエッチ (4) ポリスチレン
(d) ゲルマニウム



(1) $100 \pm 2 \mu$ KI 酸性液でエッチ (2) $100 \pm 2 \mu$ KI 酸性液でエッチ、光学的バランスを変える。
(e) ゲルマニウム

第 2 図 シリコンおよびゲルマニウム単結晶薄片による干渉現象

第1表 干渉しまの最小値の波数とそれらの間隔

55±2 μ		87±2 μ		92±2 μ		138±2 μ		196±2 μ	
ν cm ⁻¹	Δν								
1,102		1,113	15	1,112	15	1,098	8	864	4
1,077	25	1,098	15	1,097	15	1,090	7	860	4
1,052	25	1,083	15	1,084	14	1,083	7	856	4
1,027	25	1,068	15	1,072	12	1,075	8	852	4
1,002	25	1,053	15	1,057	15	1,067	8	847	5
977	25	1,037	16	1,043	14	1,059	8	842	5
953	24	1,022	15	1,030	13	1,051	8	838	4
930	27	1,007	15	1,017	13	1,043	8	833	5
907	23	992	15	1,003	14	1,035	7	829	4
882	25	976	16	989	14	1,028	7	824	5
857	25	962	14	977	12	1,018	10	820	4
833	24	947	15	962	15	1,010	8	816	4
810	23	932	15	950	12	1,003	7	811	5
785	25	917	15	937	13	994	9	807	4
762	23	902	15	923	14	987	7	802	5
738	24	888	14	911	12	978	9	798	4
712	26	873	15	897	14	972	6	793	5
688	24	858	15	883	14	963	9	788	5
642	26	843	15	871	12	957	7	784	4
		830	13	862	9	948	9		

(1) おおのこの厚さの試料のスペクトルは、その back-ground については厚いほど透過率が低い。物質による電磁波の吸収は光路長 T に対して、通常強度が $I=I_0e^{-CT}$ で表わせることからこれは自然なことである。

(2) おおのこの試料のスペクトルに見られる規則的な透過率の振動現象は明らかに試料の厚さにより、その振幅また周期が違っている。振幅の強度については、同一厚さの試料について見るといずれも長波長側に寄るにしたがって大きくなっている。一定波長の所で比較すると薄い試料ほど振幅が大きい。

また、振動現象の周期についても、薄い試料ほど大きく、いずれも波数 $\nu=1/\lambda$ に対してほとんど等間隔に並んでいるのが特長的である。第1表に、おおのこの試料の特定領域でのスペクトルの透過率の低いみぞの波数とその間隔を示す。

(3) 透過率の振幅と、試料の厚さの関係から考えて、通常の固体の吸収スペクトル測定に用いる 1 mm 以上の厚い試料については、このような現象は見られない。しかし、200 μ 以下の薄い試料を作成すれば発生する可能性は十分あると考えられる。

(4) 振動の振幅は、全般的に短波長に行くにしたがって減少しており、一、二の不規則な減衰を示す所はあっても、ほぼ一定になだらかに減衰している。

振動現象の消滅する点を end-point とすると、この end-point は薄い試料ほど、短波長側へ寄っている。

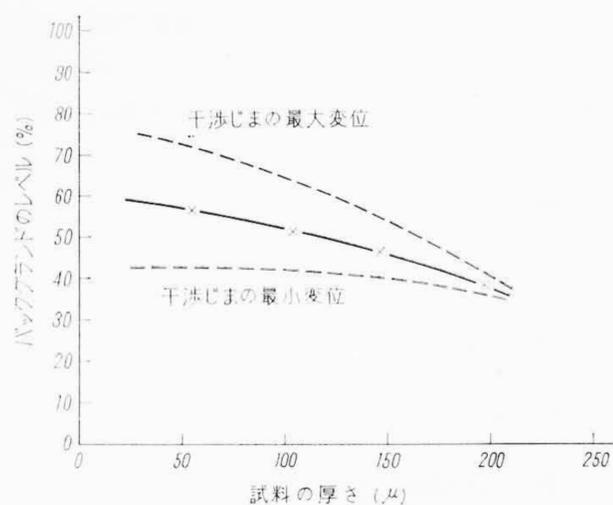
(5) 振動現象の振幅の最大は、いずれも 14 μ 程度の領域で、これは 16 μ にかけて急速に減衰しているが、これは、装置の限界波長の所で示す特性のためと見られ、この振動現象自体はさらに長波長側へも続いてゆくものと考えられる。

およそ、以上のようにまとめることができるが、これらの現象を整理し、次の四つの関係の測定値の間の様子を第3図に示す。

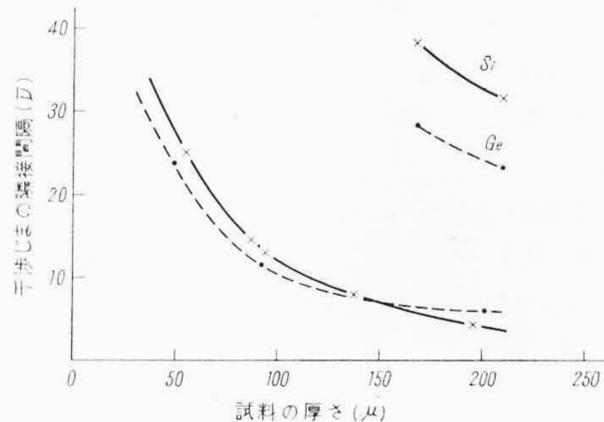
- 試料の厚さと、スペクトラムの back-ground の透過率との関係
- 試料の厚さと透過率振動現象の間隔(波数単位)との関係
- おおのこの厚さの試料についての、各波長における振動の振幅(透過率単位で)
- 試料の厚さと、振動現象の最短波長端 end-point との関係

3. 検討と考察

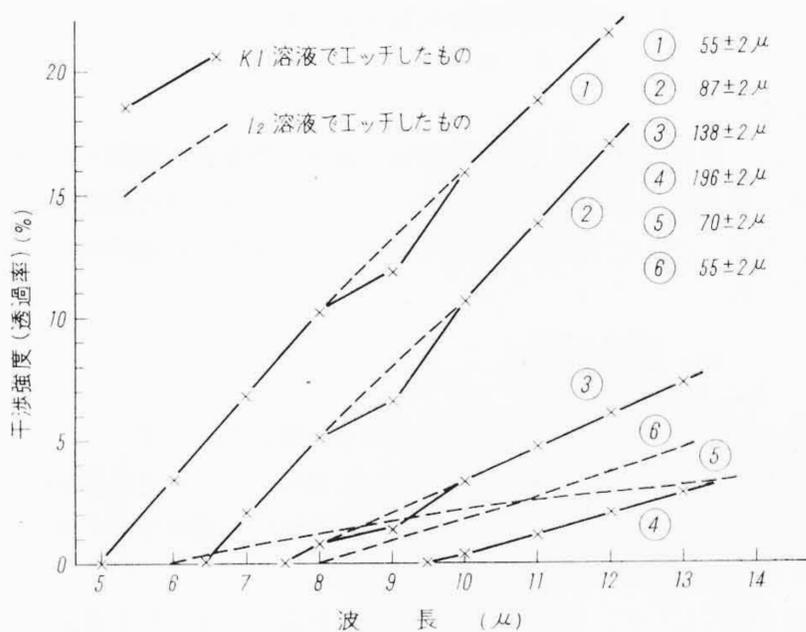
通常、同一の物質についての吸収スペクトルは、その吸収線に強弱の差が生ずることがあっても、吸収線の位置が全く異なるという



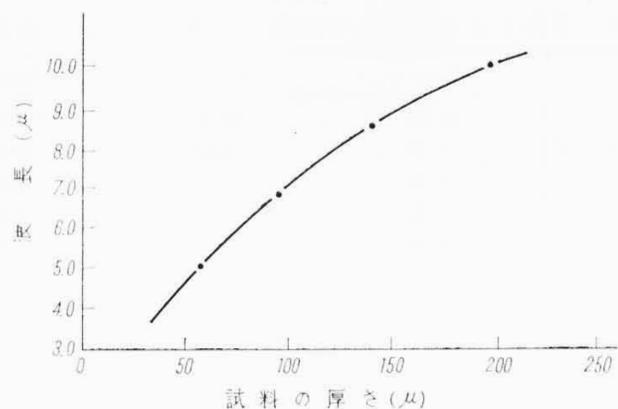
(a) バックグラウンドと試料の厚さとの関係



(b) 試料の厚さと干渉しまの間隔との関係



(c) 各波長における干渉の強度



(d) 干渉の end-point と試料の厚さとの関係

第3図 干渉スペクトラムの諸数値間の関係図

ことは見受けられない。

しかし、ここで記録測定されたシリコン単結晶、ゲルマニウム単結晶薄片のスペクトルは、その吸収スペクトルの透過率の振動現象の生ずる波長を見ると、試料の厚さにより全く異なっている。また、吸収透過率の変化は薄い試料ほど大きい。

これらの現象は、いずれも通常の吸収スペクトルについての概念では説明できない。

第1表に示したように、試料の透過率の振動の間隔は波数単位で表わすと、ほとんど等間隔に見られ、これらはおのおのの厚さの試料について整理すると、それぞれ次の一次式で表わせる。

$$55 \pm 2 \mu \text{ について } \left. \begin{aligned} \nu &= 1,988 - 24.91 m \\ m &= 0, 1, 2, \dots, 54 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$87 \pm 2 \mu \text{ について } \left. \begin{aligned} \nu &= 1,547 - 14.32 m \\ m &= 0, 1, 2, \dots, 61 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

$$92 \pm 2 \mu \text{ について } \left. \begin{aligned} \nu &= 1,467 - 13.45 m \\ m &= 0, 1, 2, \dots, 62 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

$$138 \pm 2 \mu \text{ について } \left. \begin{aligned} \nu &= 1,353 - 7.83 m \\ m &= 0, 1, \dots, 92 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

$$196 \pm 2 \mu \text{ について } \left. \begin{aligned} \nu &= 1,052 - 4.46 m \\ m &= 0, 1, \dots, 89 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

これらについて共通に一般式として、

$$\nu = A - \bar{\nu} m \dots\dots\dots (6)$$

と表わせる。
 ここで、 A : 振動の end-point の波数
 $\bar{\nu}$: 振動の間隔を波数で示す値
 m : 正の整数

である。
 次に、試料の厚さ T と、この試料の透過率の振動の間隔 ν との間には、第3図の(b)に示すように、 $\nu = C/T$ の反比例の関係が考えられるが、これについては、次の実験式が実験誤差の範囲内で一致している。

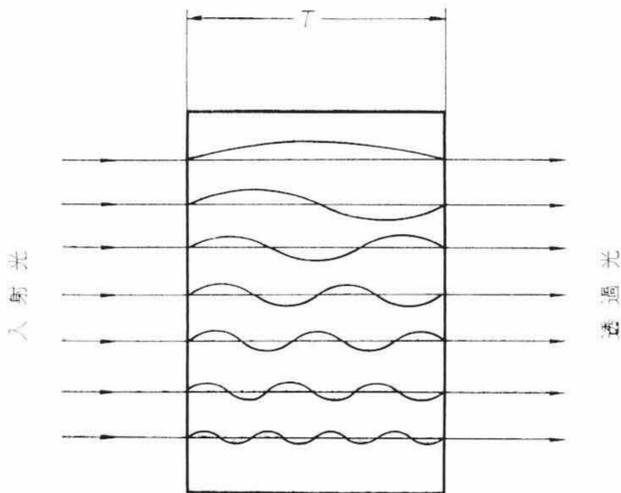
$$\bar{\nu} = \frac{1,591}{T} - 4.02 \dots\dots\dots (7)$$

この式による計算値と、実測値の様子を第2表に示す。
 以上に述べたような固体試料についてのスペクトルの諸現象は、次のようなモデル機構による固体試料の内部での電磁波の干渉現象によるものとしてほぼ説明できる。

第4図において、試料に垂直に入射した電磁波は試料を透過し、

第2表 干渉しまの間隔の実測値、計算値およびその誤差

T	$\bar{\nu}_{\text{obs}}$	$\bar{\nu}_{\text{calc}}$	$\Delta\nu = \bar{\nu}_{\text{obs}} - \bar{\nu}_{\text{calc}}$
$55 \pm 2 \mu$	24.91	24.91	0.00
$87 \pm 2 \mu$	14.32	14.28	0.14
$92 \pm 2 \mu$	13.45	13.28	0.17
$138 \pm 2 \mu$	7.83	7.50	0.33
$196 \pm 2 \mu$	4.46	4.10	0.36



第4図 結晶内部における干渉の機構図

出射光として分光光度計の受光装置に受光される。この分光装置では入射光は白光であるが、出射光は分光され順次短波長から受光装置に detect されてゆく。このとき、入射した電磁波は、結晶の内部をそのまま透過していく成分と、境界面で反射をくり返しつづ、結晶から順次出射してゆく成分とがある。

この際、単に透過してゆく成分については $I = I_0 e^{-CT}$ の関係でその強度が減衰していくのみである。

次に多重反射をくり返しながら順次透過していく成分については、次のようなとびとびの特定波長について電磁波の干渉現象が考えられる⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾。すなわち結晶内部の光路長、 $T \times n$ が電磁波の半波長の整数倍という関係

$$n_1 \times T = (N_1 + 1) \frac{\lambda_1}{2} \dots\dots\dots (8)$$

のとき、多重反射の電磁波は干渉し合い強め合って明るくなり、透過率はスペクトラム図上で大きくなり極大値を示す。ここで n_1 は λ_1 の波長の電磁波の屈折率である。また $N_1 + 1$ は干渉の次数を示す整数である。

また、このような関係は、より短波長の電磁波、 $\lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$ のおのおのについても成立し、これらは

$$\left. \begin{aligned} n_2 \times T &= (N_2 + 1) \frac{\lambda_2}{2} \\ n_3 \times T &= (N_3 + 1) \frac{\lambda_3}{2} \\ &\vdots \\ n_n \times T &= (N_n + 1) \frac{\lambda_n}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

と表わせる。 n_i は λ_i の波長における屈折率を示す。
 ここで、波長については、 $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3 > \dots > \lambda_n$ 、であるとともに、干渉の次数については、 $N_1 < N_2 < N_3 < \dots < N_n$ 、また $N_{i+1} = N_i + 1$ である。極大値の一つのズレは干渉次数の一つのズレを表わす。

次に、干渉により強め合い、明るくなる二つの波長、 λ_i と λ_{i+1} の間には、 $1/4$ 波長のずれた所で、干渉により弱め合い暗くなる部分が生じ、スペクトラム図上では透過率の少ない谷が生ずる。

これらの暗くなる電磁波については

$$\left. \begin{aligned} n_1' \times T &= \left(N_1 + \frac{1}{2}\right) \times \frac{\lambda_1'}{2} \\ n_2' \times T &= \left(N_2 + \frac{1}{2}\right) \times \frac{\lambda_2'}{2} \\ &\vdots \\ n_n' \times T &= \left(N_n + \frac{1}{2}\right) \times \frac{\lambda_n'}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

の関係がある。ここで、 $\lambda_i > \lambda_i' > \lambda_{i+1}$ である。したがって(8)(9)および(10)で示される明るくなる波長 λ_i と、暗くなる波長 λ_i' とは順次、次の順序に配列することになる。

$$\lambda_1 > \lambda_1' > \lambda_2 > \lambda_2' > \dots > \lambda_i > \lambda_i' > \dots > \lambda_n > \lambda_n' \dots\dots\dots (11)$$

ここに示される、とびとびの波長の関係は、第2図に示される透過率の振動する現象の様相をよく説明している。

次に二組の(8)、(9)、(10)式を波数 ν で表わすと

$$\frac{1}{\lambda} = \nu = \frac{(N+1)}{2nT} \text{ および } \frac{1}{\lambda} = \nu' = \frac{\left(N + \frac{1}{2}\right)}{2n'T} \dots\dots\dots (12)$$

となり共通して次の関係が導かれる。

$$\nu = \frac{\left(N + \frac{1}{2}\right)}{2n} \frac{1}{T} = \frac{C(N)}{T} \dots\dots\dots (13)$$

この式は、一定の厚さ ($T = \text{const}$) の試料について干渉の次数 N の一つずつの増加により、 ν が等間隔に表われることを示してい

る。

またこの式は、同時に干渉しまの隣接間隔 $\bar{\nu}$ と試料の厚さ T とは反比例の関係 $\bar{\nu} = C/T$ であることを示しており、これは実測値より帰納された(7)式と形の上で同じである。ただ(7)式には $\bar{\nu} = C_1/T + C_2$ のように定数 C_2 が入っている。

次に干渉強度の減衰の様子についてみると、一つの干渉スペクトルの透過率最大値、 I_{max} と最小値 I_{min} の差 $I_i = I_{max} - I_{min}$ をもって干渉強度とし、干渉次数の一つずつの増加にともなう減衰の様子を測定すると第5図のようになる。

ここで、 $N=1$ に相当する点は、実測値の上で、ほぼ最大の干渉強度を示しているスペクトラムをとっている。

この減衰曲線を見ると、減衰の中途に局部的に強度減衰がなだらかでない乱れている所も見られるが、全般的には、ほぼ指数関数的な形状を示している。

したがってこれは

$$I_i = (I_{max} - I_{min}) = I_0 e^{-CN_i} \dots\dots\dots (14)$$

と表わせる。

ここで、 I_0 は図上で $N=1$ または 2 の最大干渉強度を示す値、 N_i は順次増加する干渉次数、 C は減衰の大きさを示す定数で、同一の表面状態を示す試料については厚さが小さいほど大きい値を示す。

(14)式は、干渉次数の一つずつの増加とともに現象が次第に短波長側へ移ってゆくとともに、漸近線的に強度が減衰することを示している。

実際の測定にあたって、干渉強度の衰微とともに、ついに記録可能な限界点、end-point に至り消滅している。しかし、これは、さらに測定装置の感度、増幅率などをあげれば、さらに短波長の干渉も測定にかかるものと考えられる。

高次の干渉が減衰していく理由については、電磁波の結晶表面での反射率の減少、多重反射の回数にこれに伴う減少などが考えられる。

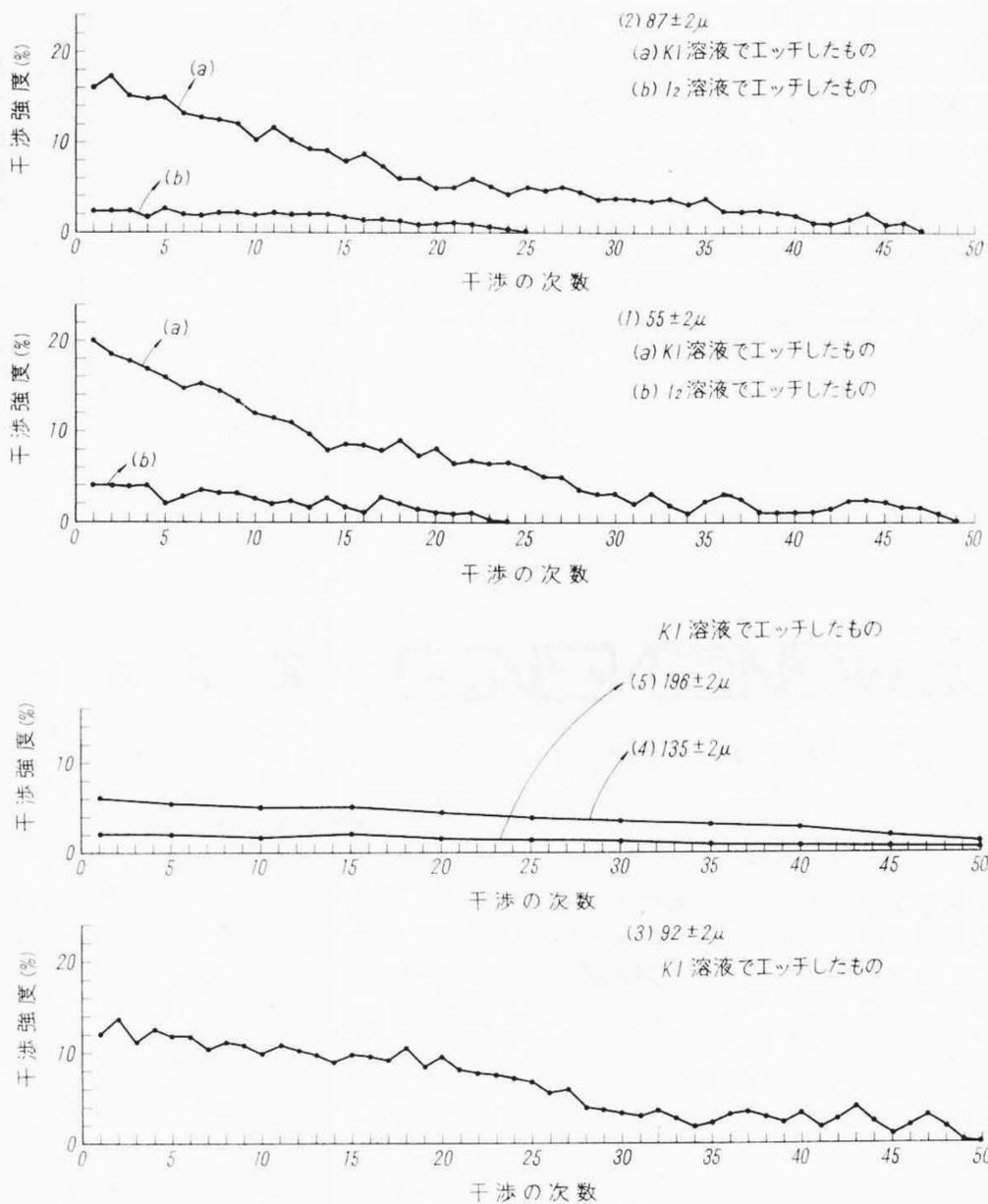
また、おのおのの試料について干渉強度の最大値 I_0 と、試料の厚さ T との関係を示す第6図に示す。これにより、沃化カリを主成分としたエッチ液を用いた試料は、干渉強度が明らかに沃度を主成分としたエッチ液を用いた場合に比し、はるかに大きいことが示される。

これは次のような現象によるものと考えられる。すなわち、第1図のゲルマニウム単結晶の電子顕微鏡写真から明らかなように、結晶の(111)面の粒状構造またそれに伴う“あらか”はかなり異なった物であり、このような面の結晶内部で電磁波の多重反射が繰り返し行なわれるとすると、当然、その反射光の強度や位相に差異が生じ、これらの電磁波の重ね合わせとしての干渉現象にも結果的に差異が生じてくることになる。

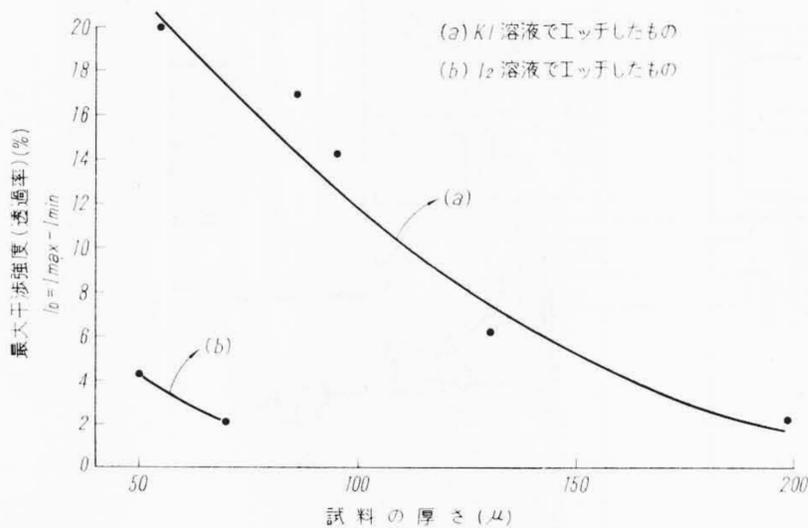
このような観点から、結晶表面の状態を変えた場合、干渉強度は自然変化するがこの問題の定量的な測定は今後に残された点である。特にシリコンやゲルマニウムなどの半導体物質の表面の結晶の状態は未結合電子 dangling bond の存在とその密度の問題、ガスの吸着の問題、その他の表面処理により表面の電位状態が変化し、これに伴って表面の帯構造が変化することなどの興味あるテーマが潜在しているので、このような諸問題との関連においてこの干渉強度の問題を定量的には握る測定実験が残されている。

4. 結 言

以上に述べたとおり、赤外線領域においてシリコンやゲルマニウムの単結晶薄片を固体の吸収スペクトル測定法を用いて測定するこ



第5図 干渉強度と干渉の次数の関係



第6図 干渉強度の最大値とシリコン試料の厚さとの関係

とにより、特有の干渉現象が生ずることがわかった。

これより明らかなように、この薄い単結晶による干渉現象は試料の厚さに対して微妙な変化を示すので、そのスペクトルに表われる干渉の間隔を波数単位で測定するとその試料の厚さは容易に、しかも $\pm 1 \mu$ 以下の精度で測定できる。特にこの干渉現象は 200μ 以下の結晶薄片に対して鮮明に表われるので、この程度の厚さの半導体物質を直接利用している半導体工業にとっては都合のよいところである。

また、シリコンについては干渉の周期は $\bar{\nu} = C_1/T + C_2$ と実測値によって示されたが、通常の干渉機構の説明では、 $\bar{\nu} = C_1/T$ と示され、定数 C_2 は現われてこない。このことは、この種類の現象に関しては電磁波の位相関係、試料の厚さ、表面の状態などを考慮した

上で再考察を必要とする問題を含んでいるとみられる。次に、スペクトラム上で、透過率の振動の振幅として現われる干渉強度は結晶の表面状態、とくに用いるエッチング用酸性溶液の違いにより、また表面処理により変化することが示されており、半導体結晶の表面の状態を示す一つのパラメータとして考えられ、今後その定量的な測定の問題が残されている。

なお、この研究を進めるに当たって参考意見とご討議をいただいた元日立製作所中央研究所の篠田慎吾氏に感謝の意を表わす。

参考文献

- (1) W. Kohn: Solid State Physics., 5, 257 (1957)
- (2) 堀建夫: 光学 I, 229 (1951, 学芸社)
- (3) H. J. Hrostowski: Semiconductors, Edited by Hanney., P. 454 (Reinhold Co.)
- (4) G. B. & B. M. Sutherland: J. Opt. Soc. Am., 50, No. 12 (1960)
- (5) N. Ichiro: 物用物理, 26, No. 11 (1957)
- (6) I. B. Crandall: Phys. Rev., No. 343 (1913)
- (7) Vincent-Geisse et J. Lecomte: Rev. d'Opt., 37, 295 (1958)



新案の紹介



登録新案第712951号

横井信安

立軸水車推力軸受装置

本考案は推力軸受を発電機の下部エンドブラケットに支持せしめた傘形又は準傘形の立軸水車推力軸受装置に関するものである。

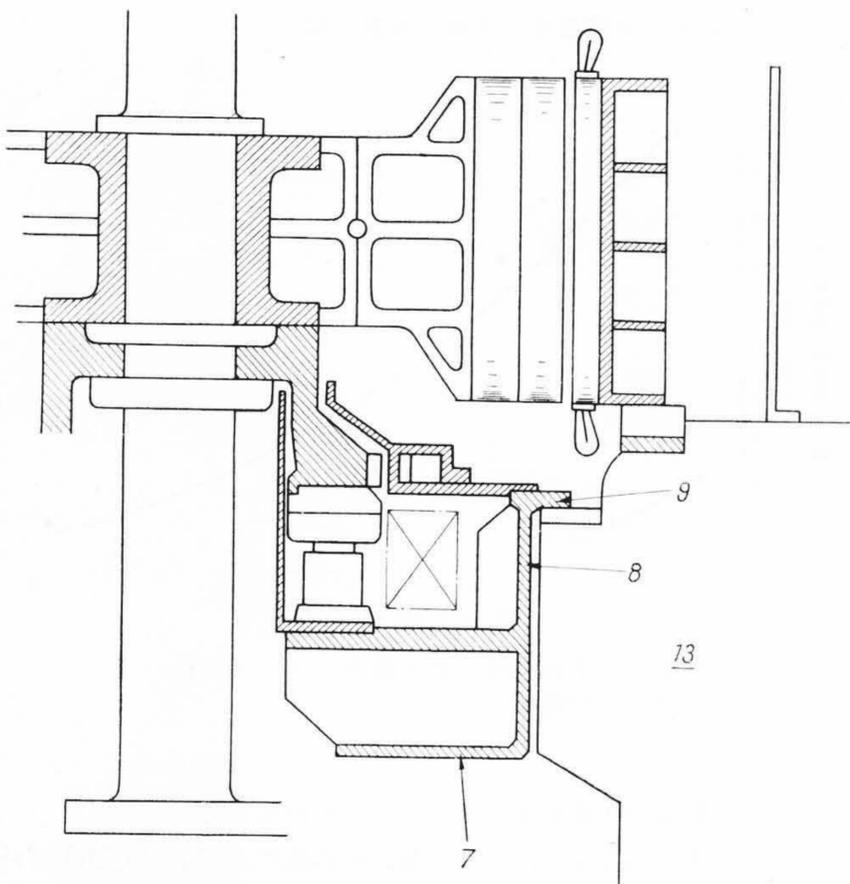
従来のこの種のものは、第2図に示す如く、推力軸受筐体(イ)の外方に内側をリング状、外側をスパイダ状に形成された下部エンドブラケット(ロ)を設け、このエンドブラケット(ロ)のスパイダ部をコンクリートパーレル(ハ)の支持張出部(ニ)で支持して推力軸受部(ホ)の支持を行っていた。しかしながらこの様なエンドブラケット

(ロ)を用いる場合には、このエンドブラケット自体の高さ分だけ発電機の位置が高くなると共に、支持位置が推力軸受部より遠いため、エンドブラケットに働く推力が大きくなり、発電機の振動を誘起したり、その分だけコンクリートパーレルの強度を増加しなければならない等の欠点があった。

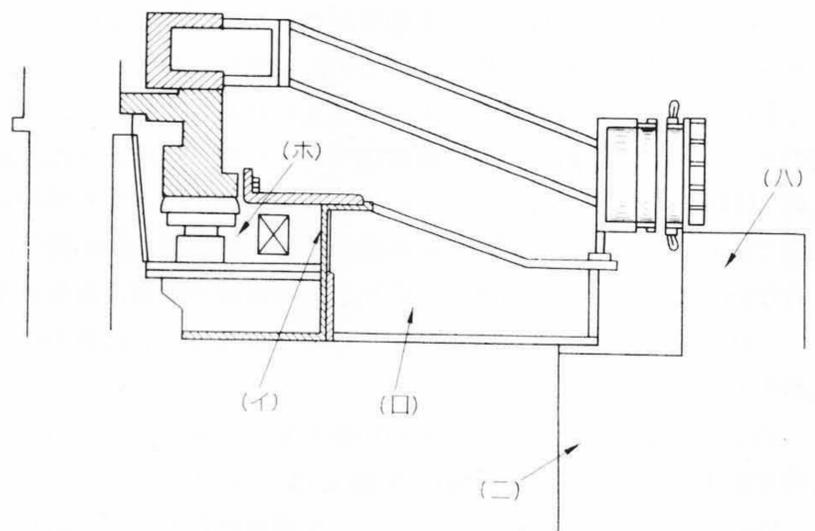
本考案は上記の点にかんがみ、第1図に示す如く、筐体8の下方にリング状のエンドブラケット7を取付け、そしてこの筐体8の外周上部に設けられたリング状のフランジ9をコンクリートパーレル13によって支持するようにしたものである。

本考案によれば、リング状のエンドブラケットを介して軸受部をコンクリートパーレルに支持させたので、従来のスパイダ状のエンドブラケットを支持せしめているものに比し、力学的見地から強度及び剛性を高めることができるので、エンドブラケットをコンクリートパーレルの支持用の張出し部に落とし込むことが可能となると共に前記軸受筐体の下方にエンドブラケットを取付けたので、支持位置と軸受部との距離が近くなり、発電機の振動を誘起することがない等の諸効果を得ることができる。

(郷古)



第1図



第2図